

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ**  
**Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника**

**Фізико-хімічний інститут**

Бердянський державний педагогічний університет

Державний фонд фундаментальних досліджень

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ**

Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова

Інститут металофізики імені Г.В. Курдюмова

Інститут загальної і неорганічної хімії імені В.І. Вернадського

Інститут хімії поверхні

Інститут термоелектрики

УКРАЇНСЬКЕ ФІЗИЧНЕ ТОВАРИСТВО

АСОЦІАЦІЯ "ВЧЕНІ ПРИКАРПАТТЯ"

**ЛЮБЛІНСЬКИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ (ПОЛЬЩА)**

*Присвячується 40-річчю наукової  
школи з фізико-хімічних проблем  
напівпровідникового  
матеріалознавства Прикарпатського  
національного  
університету імені Василя  
Стефаника*

# **ФІЗИКА І ТЕХНОЛОГІЯ ТОНКИХ ПЛІВОК ТА НАНОСИСТЕМ**

**Матеріали XII Міжнародної конференції**

**МКФТТПН-XII**

**Т О М 2**

*18-23 травня 2009 р.*

Івано-Франківськ  
Україна

ББК 22.373.1  
Ф 83  
УДК 539.2

**Фізика і технологія тонких плівок та наносистем. Матеріали XII Міжнародної конференції:** У 2 т. – Т. 2. / За заг. ред. заслуженого діяча науки і техніки України, д.х.н., проф. **Фреїка Д.М.** – Івано-Франківськ: Видавництво «Плай» ЦІТ Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2009. – 424 с.

Представлено результати теоретичних і експериментальних досліджень з питань: технологія тонких плівок (метали, напівпровідники, діелектрики, провідні полімери) і методи їх дослідження; фізико-хімічні властивості плівок; нанотехнології і наноматеріали, квантово-розмірні структури; тонкоплівкові елементи електронних пристроїв.

Матеріали підготовлено до друку Організаційним комітетом та Редакційною колегією конференції і подано в авторській редакції.

Для наукових та інженерних працівників з проблем тонкоплівкового матеріалознавства та мікроелектроніки.

Рекомендовано до друку науково-технічною радою Фізико-хімічного інституту Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника.

**Рецензенти:**

**Литовченко В.Г.**

*чл.-кор. НАН України, Інститут фізики напівпровідників  
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України*

**Уваров В.М.**

*чл.-кор. НАН України, Інституту металофізики  
ім. Г.В. Курдюмова НАН України.*

**Харченко М.Ф.**

*академік НАН України, Фізико-технічний інститут низьких температур  
ім. Б.І. Веркіна НАН України.*

© Прикарпатський  
національний університет  
імені Василя Стефаника  
вул. Шевченка, 57,  
м. Івано-Франківськ,  
76000, Україна  
Тел. (0342) 503752  
Факс (03422) 31574  
E-mail: [freik@pu.if.ua](mailto:freik@pu.if.ua)

**MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE**  
‘Vasyl Stefanyk’ Precarpathian National University  
Physico-Chemical Institute  
Berdyansk State Pedagogical University  
State Fund of Fundamental Researches  
**NATIONAL ACADEMY OF SCIENCE OF UKRAINE**  
‘V.E. Lashkarev’ Institute of Semiconductor Physics  
Institute of Surface Chemistry  
‘G.V. Kurdyumov’ Institute of the Physics of Metals  
‘V.I. Vernadsky’ Institute of General and Inorganic Chemistry  
**ACADEMY OF SCIENCE OF THE HIGH SCHOOL OF UKRAINE**  
LUBLIN TECHNICAL UNIVERSITY (POLAND)  
UKRAINE PHYSICS SOCIETY  
“SCIENTISTS OF THE PRECARPATHIAN” ASSOCIATION

**PHYSICS AND TECHNOLOGY OF THIN FILMS  
AND NANOSYSTEMS**

***XII INTERNATIONAL CONFERENCE***  
**Materials**

*18-23, May, 2009*  
Ivano-Frankivsk, Ukraine

---

---

**МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ**  
Прикарпатский национальный университет имени Василя Стефаника  
Физико-химический институт  
Бердянский государственный педагогический университет  
Государственный фонд фундаментальных исследований  
**НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ**  
Институт физики полупроводников имени В.Е. Лашкарева  
Институт химии поверхности  
Институт металлофизики имени Г.В. Курдюмова  
Институт общей и неорганической химии имени В.И. Вернадского  
**АКАДЕМИЯ НАУК ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ УКРАИНЫ**  
ЛЮБЛИНСКИЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
УКРАИНСКОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО  
АССОЦИАЦИЯ "УЧЕНЫЕ ПРИКАРПАТЬЯ"

**ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ ТОНКИХ  
ПЛЁНОК И НАНОСИСТЕМ**

***XII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ***  
**Материалы**

18-23 мая 2009 года  
Ивано-Франковск, Украина

**Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems. Materials of XII International Conference:** On 2 V. – V. 2. / Ed by Honored engineer and techniques of Ukraine, Dr. Chem. Sci., Prof. **Freik D.M.** – Ivano-Frankivsk: A publishn-designing department “Play” of ITC of ‘Vasyl Stefanyk’ Precarpathian National University, 2009. – 424 c.

The results of theoretical and experimental researches in directions are submitted: technology of thin films (metals, semiconductors, dielectrics, and carrying out polymers) and methods of their investigation; physicochemical properties of thin films; nanotechnology and nanomaterials, quantum-size structures; thin-film devices of electronics.

The materials preformed for printing by Organizational Committee and Editorial Board of Conference, are conveyed in authoring edition.

For the scientific and engineering workers on thin-film material sciences and microelectronics.

It is recommended for printing by Scientific and Technical Advice of Physico-Chemical Institute at the ‘Vasyl Stefanyk’ Precarpathian National University.

---

---

**Физика и технология тонких пленок и наносистем. Материалы XII Международной конференции:** В 2 т. – Т. 2. / Под общ. ред. заслуженного деятеля науки и техники Украины, д.х.н., проф. **Фрейка Д.М.** – Ивано-Франковск: Издательство “Плай” ЦИТ Прикарпатского национального университета имени Василя Стефаника, 2009. – 424 с.

Предоставлены результаты теоретических и экспериментальных исследований в направлениях: технология тонких пленок (металлы, полупроводники, диэлектрики, проводящие полимеры) и методы их исследования; физико-химические свойства пленок; нанотехнологии и наноматериалы, квантово-размерные структуры; тонкопленочные элементы электронных приборов.

Материалы подготовлены к печати Организационным комитетом и Редакционной коллегией конференции, поданы в авторской редакции.

Для научных и инженерных работников по вопросам тонкопленочного материаловедения и микроэлектроники.

Рекомендовано к печати научно-техническим советом Физико-химического института Прикарпатского национального университета имени Василя Стефаника.



## ОРГАНІЗАЦІЙНИЙ КОМІТЕТ

### Бюро

Миронюк І.Ф., Остафійчук Б.К., Сукач Г.О., Фреїк Д.М.

### Міжнародний

Анатичук Л. (Україна), Бабанли М. (Азербайджан), Беляєв О. (Україна), Блонський І. (Україна), Бродин М. (Україна), Булавін Л. (Україна), Власенко О. (Україна), Волков С. (Україна), Вуйцік В. (Польща), Галушак М. (Україна), Горбик П. (Україна), Готра З. (Україна), Грігоніс А. (Литва), Гуревич Ю. (Мексика), Жуковські П. (Польща) Зломанов В. (Росія), Івасишин О. (Україна), Калінкін І. (Росія), Каргель М. (Україна), Кияк Б. (Україна), Кікінеші О. (Угорщина), Комаров Ф. (Білорусь), Кумар М. (Індія), Кучмій С. (Україна), Литовченко В. (Україна), Мазуренко Є. (Україна), Малашкевич Г. (Білорусь), Мачулін В. (Україна), Міттова І. (Росія), Младенов Г. (Болгарія), Мовчан Б. (Україна), Наумовець А. (Україна), Находкін М. (Україна), Нікіфоров К. (Росія), Новиков М. (Україна), Панасюк В. (Україна), Птушинський Ю. (Україна), Раренко І. (Україна), Свєчніков С. (Україна), Сидоренко С. (Україна), Сизов Ф. (Україна), Скатков Л. (Ізраїль), Солонін Ю. (Україна), Стасюк І. (Україна), Стріха М. (Україна), Харченко М. (Україна) Челідзе Т. (Грузія), Чобанюк В. (Україна), Тигинян І. (Молдова), Тодоран Р. (Румунія), Томчук П. (Україна), **Точицький Е.** (Білорусь), Уваров В. (Україна), Фірстов С. (Україна), Фістуль В. (Росія), Шпак А. (Україна), Шпілевський Е. (Білорусь), Шпотюк О. (Україна)

### Національний

**Бойко Б.** (Харків), Бойчук В. (Дрогобич), Буджак Я. (Львів), Гасюк І. (Івано-Франківськ), Гладких М. (Харків), Давидюк Г. (Луцьк), Дзундза Б. (Івано-Франківськ), Дмитрук М. (Київ), Дружинін А. (Львів), Зауличний Я. (Київ), Зінченко В. (Одеса), Зиман З. (Харків), Ігнатенко П. (Донецьк), Кідалов В. (Бердянськ), Кланічка В. (Івано-Франківськ), Коваленко О. (Дніпропетровськ), Корбутяк Д. (Київ), Куницький Ю. (Київ), Лашкарьов Г. (Київ), Лєпїх Я. (Одеса), Ліщинський І. (Івано-Франківськ), Лоп'янка М. (Івано-Франківськ), Матвєєва Л. (Київ), Мельничук О. (Ніжин), Миколайчук О. (Львів), Никируй Л. (Івано-Франківськ), **Панченко О.** (Київ), Похмурський В. (Львів), Прокопів В. (Івано-Франківськ), Проценко І. (Суми), Прокопенко І. (Київ), Птащенко О. (Одеса), Рогачова О. (Харків), Рубїш В. (Ужгород), Рувїнський М. (Івано-Франківськ), Серєда Б. (Запоріжжя), Смертенко П. (Київ), Стасюк З. (Львів), Стронський О. (Київ), Студеняк І. (Ужгород), Ткач М. (Чернівці), Томашик В. (Київ), Чуйко Г. (Херсон)

### Секретаріат

Межиловська Л.Й. – вчений секретар конференції

Борик В.В., Дзумедзей Р.О., Соколов О.Л., Чав'як І.І. – секретарі

## ORGANIZING COMMITTEE

### Bureau

**D. Freik, I. Myronyuk, B. Ostafiychuk, G. Sukach**

### International

**L. Anatychyk** (Ukraine), **M. Babanly** (Azerbaijan), **O. Belyaev** (Ukraine), **I. Blonskiy** (Ukraine), **M. Brodyn** (Ukraine), **L. Bulavin** (Ukraine), **V. Chobanyuk** (Ukraine), **S. Firstov** (Ukraine), **V. Fistulj** (Russia), **M. Galushchak** (Ukraine), **P. Gorbyk** (Ukraine), **Z. Gotra** (Ukraine), **A. Grigonis** (Lithuania), **Yu. Gurevich** (Mexico), **A. Gurzhiy** (Ukraine), **O. Ivasyshyn** (Ukraine), **I. Kalinkin** (Russia), **M. Kartel** (Ukraine), **M. Kharchenko** (Ukraine), **O. Kikineshi** (Hungary), **F. Komarov** (Belarus), **S. Kuchmij** (Ukraine), **B. Kyjak** (Ukraine), **Kumar M** (India), **V. Lytovchenko** (Ukraine), **V. Machulin** (Ukraine), **G. Malashkevich** (Belarus), **Ye. Mazurenko** (Ukraine), **I. Mittova** (Russia), **G. Mladenov** (Bulgaria), **B. Movchan** (Ukraine), **A. Naumovetsj** (Ukraine), **M. Nahodkin** (Ukraine), **K. Nikiforov** (Russia), **M. Novykov** (Ukraine), **V. Panasjuk** (Ukraine), **Yu. Ptushynskiy** (Ukraine), **I. Rarenko** (Ukraine), **A. Shpak** (Ukraine), **E. Shpilevsky** (Belarus), **O. Shpotyuk** (Ukraine), **F. Sizov** (Ukraine), **L. Skatkov** (Israel), **Yu. Solonin** (Ukraine), **I. Stasjuk** (Ukraine), **M. Striha** (Ukraine), **S. Svechnikov** (Ukraine), **S. Sydorenko** (Ukraine), **T. Tchelidze** (Georgia), **E. Tochytsky** (Belarus), **R. Todoran** (Romania), **P. Tomchuk** (Ukraine), **I. Tygynyan** (Moldova), **V. Uvarov** (Ukraine), **O. Vlasenko** (Ukraine), **S. Volkov** (Ukraine), **V. Wojcik** (Poland), **V. Zlomanov** (Russia), **P. Zukowski** (Poland)

### National

**B. Boyko** (Kharkiv), **V. Boychuk** (Drogobych), **Ya. Budzak** (Lviv), **G. Chuyko** (Kherson), **G. Davydyuk** (Lutsk), **B. Dzundza** (Ivano-Frankivsk), **M. Dmytruk** (Kyiv), **I. Drugynin** (Lviv), **I. Gasyuk** (Ivano-Frankivsk), **M. Gladkykh** (Kharkiv), **P. Ignatenco** (Donetsk), **V. Kidalov** (Berdyansk), **V. Klanichca** (Ivano-Frankivsk), **D. Korbutyak** (Kyiv), **O. Kovalenko** (Dnipropetrovsk), **Yu. Kunitscyy** (Kyiv), **G. Lashkarov** (Kyiv), **I. Lepikh** (Odesa), **I. Lishchynskyy** (Ivano-Frankivsk), **M. Lopyanko** (Ivano-Frankivsk), **L. Matveeva** (Kyiv), **Yu. Melnichuk** (Nizhyn), **O. Mykolaychuk** (Lviv), **L. Nykyruy** (Ivano-Frankivsk), **O. Panchenco** (Kyiv), **V. Pohmursjkyy** (Lviv), **V. Prokopiv** (Ivano-Frankivsk), **I. Protsenco** (Sumy), **I. Procopenco** (Kyiv), **O. Ptashenco** (Odesa), **O. Rogachova** (Kharkiv), **V. Rubish** (Uzhgorod), **M. Ruvinskyy** (Ivano-Frankivsk), **B. Sereda** (Zaporizzhya), **P. Smertenco** (Kyiv), **Z. Stasyuk** (Lviv), **O. Stronsjkyy** (Kyiv), **I. Studenyuk** (Uzhgorod), **M. Tkach** (Chernivtsi), **V. Tomashyk** (Kyiv), **I. Zaulychnyy** (Kyiv), **Z. Zyman** (Kharkiv), **V. Zinchenco** (Odesa)

### Secretariate

Scientific Secretary – **L. Mezhylovska**

Secretaries – **V. Boryk, I. Chaviak, R. Dzumedzey, O. Sokolov**

## **Вельмишановні пані та панове! Друзі! Колеги! Учасники XII МКФТТПН – 2009!**

Життєвий час у праці минає швидко. Ми зустрічаємося вже на 12-ій! Це чудово! Прикарпатський край радий цій події. Ми живемо, творимо і



спілкуємося. Ми горді впевненістю у необхідності для соціуму науки взагалі і нашої зокрема.

Фізика і технологія тонких плівок заклала фундамент, у першу чергу, напівпровідникового наноматеріалознавства, яке повинно дати відповіді на нові виклики планети Земля.

Переконаний, що буде так і ми всі до цього причетні.

Цим зусиллям сприяють і наші міжнародні конференції!

### **Оптимізму і успіхів Вам!**

**З великою повагою,  
голова Оргкомітету XII–МКФТТПН-2009**



**Дмитро Фреїк**

*с. Гута, Івано-Франківська обл., Україна  
19 травня 2009 р.*

## **ПЛЕНАРНІ ДОПОВІДІ**

19-22 травня 2009 р.

## **PLENARY REPORT**

May, 19-22, 2009

### **Про радіаційно-акустичні ефекти в напівпровідниках при йонній імплантації в умовах ультразвукового навантаження**

Оліх Я.М.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

В технології планарних систем важливу роль відіграє методика імплантації у напівпровідникову пластину йонів електрично активних домішок. Визначальним для подальшого розвитку динамічних методів керування технологією залишається розуміння процесів перебудови і релаксації радіаційних дефектів (РД), які генеруються в поверхневому шарі кристала при його високоенергетичному опроміненні, і не тільки при йонно-променевої імплантації, але й при лазерних та радіаційних обробках. В цих процесах немаловажну роль відіграють радіаційно-акустичні ефекти (РАЕ), основу яких складають ефекти генерації акустичних хвиль (АХ) та їх взаємодії з РД. Кінетика релаксації домішково-дефектної структури напівпровідника, що перебуває в стані надзвичайної нерівноважності, стає чутливою не тільки до параметрів імплантації, але і до зовнішніх умов, зокрема і до АХ теж. На цьому базується новий підхід до удосконалення напівпровідникових структур – акустойонні технології, який полягає у використанні акустичної обробки напівпровідникових пластин під час імплантації (перелік перших робіт в цьому напрямку приведений в [1]). Власне, застосування перспективних акустойонних технологій вимагає вивчення механізмів РАЕ в умовах впливу не тільки АХ „внутрішньої” природи, що генеруються проникаючими йонами, але й - інтенсивних АХ від „зовнішніх” джерел.

У даній доповіді зроблено оглядовий аналіз технологічних можливостей та фізичних механізмів, які реалізуються при застосуванні зовнішніх інтенсивних АХ в процесі високоенергетичного опромінення напівпровідника. А саме, розглядаються: а) можливі механізми і процеси генерації „внутрішніх” акустичних полів проникаючим опроміненням; б) механізми і процеси взаємодії „внутрішніх” та „зовнішніх” АХ; в) специфічні нелінійні акустичні ефекти, зокрема утворення ударних хвиль та виникнення нестабільностей. В цих умовах, власне, можуть виникати ударні і звукові хвилі гігантської амплітуди з параметрами, які недосяжні традиційними способами. Для реалізації такої можливості необхідно

відтворити спеціальні експериментальні умови; однією з яких, на нашу думку, є зовнішнє джерело інтенсивних АХ.

1. В.Ф. Мачулін, Я.І. Лепіх, Я.М. Оліх, Б.М. Романюк. Акустoeлектронні та акустoйонні технології // *Ж. Вісник НАН України*. – 2007. – 5. – С. 3-8.

**About radiation – acoustic effects in semiconductors at ionic implantation and additional action of ultrasonic waves**

Olikh Ja.M.

*Lashkaryov's Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

In given report the survey of technological possibilities and physical mechanisms which take a place in semiconductors during high-energy irradiation and additional action (*in-situ*) of ultrasonic waves is done.

**Моделювання  $n^+$  - n переходів у напружених наногетеросистемах з квантовими точками**

Пелешак Р.М., Бачинський І.Я., Шуптар Д.Д.

*Дрогобицький державний педагогічний університет ім. І. Франка, Дрогобич, Україна*

В наш час особливе місце в нано-оптоелектроніці займають наноструктури з квантовими точками, які самоорганізуються при гетероепітаксії пружно напружених шарів [1], оскільки такі квантові точки отримуються малих розмірів (~ 10 нм) з малою дисперсією за розмірами і формою.

Електричні та оптичні властивості наногетероструктур з квантовими точками визначаються, головним чином, енергетичним спектром носіїв заряду. Тому такі властивості повинні бути чутливими до розмірів, форми, складу нанокластера InAs(CdTe) та деформації матеріалів нанокластера та оточуючої матриці GaAs(ZnTe), оскільки деформація впливає на глибину і характер квантуючого потенціалу квантової точки. Зокрема, нанокластери InAs(CdTe) створюють в матриці GaAs(ZnTe) потенціальні ями для електронів і дірок, які можуть заряджатись відповідно негативним та позитивним зарядом, захоплюючи електрони та дірки із оточуючого об'єму матриці. Ступінь зарядки квантової точки носіями та їх емісія будуть залежати від характеру та величини деформації матеріалів нанокластера та матриці, яка впливає, як на енергетичне положення локальних рівнів у квантовій точці, так і на положення електрохімічного потенціалу в наногетероструктурі.

У роботах[2,3] відповідно було досліджено, для одновимірного випадку, розподіл потенціалу в області просторового заряду в околі межі контакту метал – напівпровідник GaAs з шаром квантових точок InAs[2], вольт – фарадні характеристики[2] та розподіл потенціалу і процеси транспорту в кремнієвих діодах Шотткі, які містять масив нанокластерів

германію[3]. Теоретичні дослідження в роботах[2,3] були проведені без врахування деформаційних ефектів, які суттєво впливають на транспортні властивості носіїв у вказаних наногетеросистемах з квантовими точками, оскільки неузгодження параметрів ґраток контактуючих матеріалів становить ~7%[1].

У даній роботі математичною моделлю, яка описує формування  $n^+ - n$  переходів на квантових точках є наступна самоузгоджена система рівнянь: рівняння для визначення хвильової функції електрона в квантовій точці та матриці, концентрації електронів, параметра деформації ґратки, хімічного та електростатичного потенціалів. Результати досліджень показали, що під впливом неоднорідної деформації стиску матеріалу квантової точки InAs(CdTe) та неоднорідної деформації розтягу матеріалу матриці GaAs(ZnTe), яка оточує квантову точку, локально змінюється зонна структура наногетеросистеми з квантовими точками, тобто модифікується квантуючий потенціал для носіїв заряду. Така зміна, внаслідок самоузгодженого електрон – деформаційного зв'язку, приводить до перерозподілу електронної густини в околі напруженої межі квантова точка – матриця, в результаті чого в матеріалі квантової точки, поблизу гетеромежі, є надлишок негативного заряду, а в матеріалі матриці – недостача. Таким чином, на напруженій гетеромежі квантова точка – матриця виникає  $n^+ - n$  перехід (електрон – деформаційний диполь  $\vec{P}_{el.-def.}$ ).

1. Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алфёров Ж.И. // ФТП. – 1998. – Т. 32, № 4. – С. 385-410.
2. S.D.Lin, V.V.Ilchenko, V.V.Marin // Appl. Phys. Lett. – 2007. V. 90. – P. 263114.
3. А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т. 75, № 2. – С. 113-117.

### **Modelling of $n^+ - n$ junctions in strained nanoheterosystems with quantum dots.**

Peleshchak R.M., Bachynski I.Y., Shuptar D.D.

*Drohobych Ivan Franko state pedagogical university, Drohobych, Ukraine*

The work presents investigations of deformation effects on potential barrier formation at the interface QD – matrix and in the Schottky contacts based on GaAs (matrix)/InAs (QD layers) as well as in the structures consisting of InGaAs quantum wells and InAs QDs. The calculations are carried out in the framework of the self-consistent electron-deformation model including a set of equations which describe the electron wave function in the strained QD and the matrix, the electron concentration, the lattice deformation parameter, electrostatic and chemical potentials.

It is shown that at the strained border quantum dot – matrix there is a double electric layer, that is  $n^+ - n$  junction.

**СЕКЦІЯ 3 (усні доповіді)  
ФІЗИКО-ХІМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ  
ПЛІВОК ТА НАНОСТРУКТУР**

21-22 травня 2009 р.

**SESSION 3 (oral)  
PHYSICAL-CHEMICAL PROPERTIES  
OF THE FILMS AND NANOSTRUCTURE**

May, 21-22, 2009

**Размерно-индуцированный гистерезис в кинетике фазовых превращений первого рода в нанодисперсных системах.**

Белгородский Ю.С., Ширинян А.С.

*Черкасский национальный университет им. Б. Хмельницкого, Черкассы, Украина*

В работе рассматривается эволюция нанодисперсных систем, в которых может наблюдаться фазовый переход первого рода и применимо термодинамическое описание. Работа состоит из пяти частей: 1) термодинамического описания и оценок для изолированной частицы, 2) анализа термодинамики для полиморфного фазового перехода для ансамбля наночастиц на примере  $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe} \rightarrow \alpha\text{-Fe}$  превращения, 3) кинетического приближения и соответствующего моделирования превращения нанодисперсных систем, 4) обобщенных зависимостей для размерно-зависимой ширины петли кинетического гистерезиса, 5) анализа кривых термодинамического гистерезиса.

Результат модели для образования зародыша новой фазы в изолированной наночастице показывает, что ограничение размера системы представляет собой главную причину конкуренции и образования метастабильной фазы вместо стабильной. Модель описывает размерно-индуцированное изменение температуры полиморфного превращения в малых изолированных частицах.

На основании численного анализа для описания эволюции полиморфного превращения ансамбля наночастиц Fe, подвергнутых температурной циклической обработке, нами получена температурная зависимость объемной доли новой фазы и найдены величины критического пересыщения начала превращения. Получено, что в кинетике такого процесса должен наблюдаться размерно-индуцированный гистерезис. Ширина петли такого гистерезиса зависит от размера частиц порошка, их

распределения по размерам, скорости изменения температуры и механизмов превращения [1].

Для имеющейся статистики расчетов нами найдена формульная аппроксимация зависимости ширины петли кинетического гистерезиса и критического пересыщения от параметров эксперимента. Для фазового перехода  $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe} \rightarrow \alpha\text{-Fe}$  критическое пересыщение имеет вид:

$$\frac{T_R - T_L}{T_{eq}} = a \cdot \ln\left(\frac{N_0}{b}\right) \cdot (v^{1/2} + v^{2/5} + c) + d$$

Тут  $v$  – скорость изменения температуры,  $a, b, c, d$  – константы,  $N_0$  – количество атомов в одной наночастице ансамбля порошинок,  $T_{eq}$  – температура фазового перехода  $\gamma\text{-Fe} \rightarrow \alpha\text{-Fe}$  в наночастицах,  $T_L$  – температура превращения  $\gamma\text{-Fe} \rightarrow \alpha\text{-Fe}$  при циклировании,  $T_R$  – температура превращения  $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe}$  при циклировании.

Наряду с кинетическим гистерезисом из модели вытекает, что в нанодисперсных системах возможно существование наличие петли гистерезиса, обусловленного различием наиболее вероятных механизмов фазового превращения при прямом и обратном превращении. Такой гистерезис назван авторами термодинамическим. Термодинамический гистерезис не исчезает при уменьшении скорости циклирования температуры до нулевых значений и зависит от размеров.

В результате проведенных исследований получены два существенно различных случая размерно-индуцированного поведения петли гистерезиса при термоциклировании с постоянной скоростью: а) при существенно больших скоростях изменения температуры, б) при малых скоростях термоциклирования.

Полученные нами результаты для размерно-индуцированного гистерезиса, можно будет использовать в развитии альтернативных методов обработки информации в современных и будущих информационных технологиях.

1. Ширинян А.С., Белгородский Ю. С. Размерно-индуцированный температурный гистерезис при полиморфном превращении металлических частиц нанопорошка Fe // МФНТ. – 2009. – (принята к печати).

### **Size-Induced Hysteresis in the Kinetics of First Order Phase Transformations in Nanodispersed Systems.**

Belogorodskyy Y.S., Shirinyan A.S.

*Cherkasy B. Khmelnytsky National University, Cherkasy, Ukraine*

A model of nucleation of a nucleus of a new phase in an isolated nanoparticle is presented for the case of a polymorphic transition. It is shown that due to the limitation in the size of the system, not the most stable but a



metastable phase may be formed preferentially. We present a numeric analysis for the description of the evolution of a polymorphic transforming Fe-nanoparticle ensemble subjected to a temperature cycling. The time dependence of the volume fraction of the new phase and the existence of a size-induced hysteresis are demonstrated.

## **Влияние частиц включений на свойства тонкопленочных композитов на основе сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$**

Бойцова О.В.<sup>1</sup>, Самойленков С.В.<sup>2</sup>, Мойzych М.Е.<sup>1</sup>, Кауль А.Р.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт Высоких температур РАН, Москва, Россия*

В последнее время изучение высокотемпературных сверхпроводящих материалов вновь стало актуальным благодаря множеству запланированных применений в области энергетики. Особенно активные действия проводятся по улучшению токонесущей способности тонкопленочных длинномерных проводников на основе иттриевого купрата. Повышение критического тока в таких материалах требует увеличения сечения эпитаксиального сверхпроводящего слоя и обеспечения в нем необходимой концентрации центров пиннинга вихрей магнитного потока. Часто центрами пиннинга становятся дефекты, возникновение которых спровоцировано внедрением инертных включений, например,  $\text{BaZrO}_3$  или  $\text{BaCeO}_3$ . Цирконат и церат прорастают когерентно сквозь матрицу в виде нанокolonн, образуя протяженные дефекты для эффективного закрепления магнитных вихрей.

В настоящей работе отражены результаты систематических наблюдений изменений свойств тонких пленок на основе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  с различным содержанием  $\text{BaZrO}_3$  и  $\text{BaCeO}_3$ , которые были получены при помощи техники химического осаждения из пара. Структура композитов исследовалась в комплексе методами рентгеновской дифракции в различных геометриях, сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопий, дифракции обратно отраженных электронов. Установлен эпитаксиальный характер роста пленок сверхпроводника относительно монокристаллической подложки. Включения когерентно сращиваются со сверхпроводящей матрицей, пронизывая насквозь последнюю. Размер колонн  $\text{BaCeO}_3$  и  $\text{BaZrO}_3$  в диаметре составляет около 10 нм.

При добавлении  $\text{BaCeO}_3$  не происходит увеличения параметра  $c(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7)$ , в отличие от случая, когда в пленку вводят  $\text{BaZrO}_3$ . С увеличением доли введенного  $\text{BaZrO}_3$  параметр  $c$  сверхпроводника увеличивается от 11.67 до 11.73 Å, в отличие от параметра пленок с включениями церата, который остается неизменным. При этом насыщение по кислороду происходит полностью. Изменение параметра приводит к

изменению температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Тем не менее, введение частиц для формирования центров пиннинга оказывают заметное положительное влияние на токонесущую способность.

Работа проводится при поддержке РФФИ(07-03-92115).

### **Properties of Thin Film Nanocomposites Based on $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ with Incorporation**

Boytsova O.V.<sup>1</sup>, Samoilenkov S.V.<sup>2</sup>, Moyzhyh M.E.<sup>1</sup>, Kaul A.R.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of High Temperature RAS, Moscow, Russia*

The critical current of HTS materials in external magnetic field can be enhanced by incorporating high density extended nanometer-sized defects to act as pinning centers for magnetic flux. One particular variant involves pinning improvement is provided by columnar defects comprised of self-assembled  $\text{BaZrO}_3$ ,  $\text{BaSnO}_3$ , tantalates or  $\text{BaCeO}_3$  nanoinclusions. Here we report relationship between the nanostructure and the critical current density  $J_c$  in YBCO films with different inclusions prepared by the metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD). EBSD, AFM and XRD nanostructures data allow us to discuss about particle size and dispersion.

### **Кристалохімія точкових дефектів і технологічні аспекти кристалів і плівок сполук $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$**

Бойчук В.М.<sup>1</sup>, Запужляк Р.І.<sup>1</sup>, Зломанов В.П.<sup>2</sup>, Фреїк А.Д.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна.*

<sup>2</sup>*Московський державний університет імені М.В. Ломоносова, Москва, Росія*

Сполуки групи  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$  – важливі напівпровідники для виготовлення лазерів і приймачів випромінювання довгохвильової області інфрачервоного спектра (4–14 мкм). Для них характерна принципово велика чутливість, швидкодія відносно приймачів з домішковою провідністю, значна радіаційна стійкість, спектральна однорідність і низькі рівні шумів; можливість зміни їх спектральних характеристик через зміну складу, температури, тиску за рахунок залежності ширини забороненої зони  $E_g$  від цих параметрів, працюють при 77 К. Крім того вони є ефективними при конструюванні пристроїв термоелектричного перетворення енергії, що працюють від 300 К до 800–900 К.

Важливими чинниками, які визначають робочі характеристики приладових структур є точкові дефекти напівпровідникового матеріалу. Для управління власними точковими дефектами, тобто ступенем відхилення від стехіометрії і, таким чином, типом провідності і

концентрацію носіїв, використовують метод двотемпературного відпалу у парах компонентів при заданих температурі і парціальному тиску пари компонентів. Через незначну дисоціацію сполук (~ 10%) і порівнянно низькі температури випаровування ефективним виявився квазірівноважний метод вирощування плівок із парової фази – так званий метод гарячої стінки.

Кристалохімічний підхід опису технологічних залежностей концентрації носіїв заряду вимагає знання типу дефектів і їх зарядового стану. Основними видами точкових дефектів у структурі типу NaCl, в якій кристалізуються халькогеніди свинцю, є вакансії в катіонних і аніонних підгратках, міжвузлові атоми в тетраедричних порожнинах, які не зайняті власними іонами, а також їх комплексами.

Знаючи тип дефектів і їх зарядові стани термодинамічну рівновагу кристалічної ґратки при двотемпературному відпалі можна описати наступною системою квазіхімічних рівнянь.

$$PbX^S = Pb^V + \frac{1}{2} X_2^V, K_{PbX} = P_{Pb} P_{X_2}^{1/2}; \quad (1)$$

$$Pb^V = Pb_i^+ + e^-, K'_{Pb,V} = [Pb_i^+] n P_{Pb}^{-1}; \quad (2)$$

$$\frac{1}{2} X_2^V = V_{Pb}^- + X_X^0 + h^+, K'_{X_2,V} = [V_{Pb}^-] p P_{X_2}^{-1/2}; \quad (3)$$

$$Pb^V = Pb_i^{2+} + 2e^-, K''_{Pb,V} = [Pb_i^{2+}] n^2 P_{Pb}^{-1}; \quad (4)$$

$$\frac{1}{2} X_2^V = V_{Pb}^{2-} + X_X^0 + 2h^+, K''_{X_2,V} = [V_{Pb}^{2-}] p^2 P_{X_2}^{-1/2}. \quad (5)$$

$$"0" = e^- + h^+, K_i = n \cdot p; \quad (6)$$

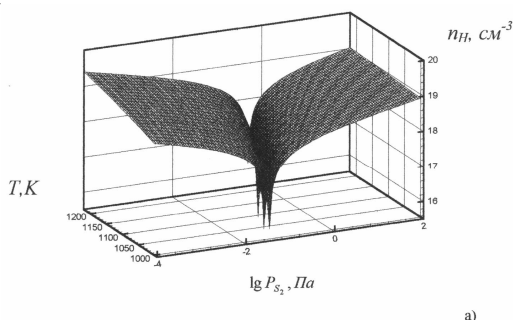
$$Pb_{Pb} = V_{Pb}^- + Pb_i^+, K'_F = [V_{Pb}^-] [Pb_i^+]; \quad (7)$$

$$Pb_{Pb} = V_{Pb}^{2-} + Pb_i^{2+}, K''_F = [V_{Pb}^{2-}] [Pb_i^{2+}]; \quad (8)$$

$$Pb_{Pb} = V_{Pb}^- + Pb_i^+ + e^-, K_F^{(e)} = [V_{Pb}^-] [Pb_i^+] n; \quad (9)$$

$$Pb_{Pb} = V_{Pb}^{2-} + Pb_i^+ + h^+, K_F^{(h)} = [V_{Pb}^{2-}] [Pb_i^+] p. \quad (10)$$

Тут реакція (1) описує розкладання сполуки в твердій фазі при температурі відпалу  $T$ ; реакції (2)–(5) – перехід металу і халькогену із газоподібної фази в тверду з утворенням у ній відповідних йонізованих дефектів; реакція (6) – власну провідність; реакції (7)–(10) – утворення пар Френкеля.



**Рис. 1.** P-T-n( $n_H$ )-фазові діаграми рівноваги кристалів PbS (а), PbSe (б), PbTe (в).

Система цих рівнянь разом з рівняннями повної електронейтральності дають можливість знайти залежність концентрації

дефектів і холлівську концентрацію  $n_H$  носіїв від температури відпалу і парціального тиску пари компонентів  $P_{Pb}$ ,  $P_{X_2}$  ( $X - S, Se, Te$ ).

На основі приведених рівнянь отримано просторові P-T- $n_H$ -діаграми (рис. 1), що визначають технологічні умови відпалу, які забезпечують отримання кристалів з наперед заданими властивостями: тип провідності, концентрація носіїв.

### **Crystalchemistry of dot flaws and technological aspects of crystals and films $A^{IV}B^{VI}$**

Boychuk V.M.<sup>1</sup>, Zapukhlyak R.I.<sup>1</sup>, Zlomanov V.P.<sup>2</sup>, Freik A.D.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Physico-chemical institute of Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

<sup>2</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian*

It is given survey of operations concerning crystalchemistry the analysis of dot flaws in crystals chalcogenide of lead. The special attention is reversed on technological aspects of engineering of formation and interaction of dot flaws which specify type of conductivity and concentration of charge carriers of materials.

### **Люмінесцентні властивості тонких плівок оксиду ітрію та ітрій-алюмінієвого гранату, активованих вісмутом**

Бордун О.М., Лукашук В.В.

*Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна*

Люмінофори на основі оксиду ітрію  $Y_2O_3$  та ітрій-алюмінієвого гранату  $Y_3Al_5O_{12}$ , активовані  $Bi^{3+}$ , є перспективні матеріали для електроніки, сцинтиляційної і лазерної техніки, можуть використовуватись в люмінесцентних екранах або для без ртутних люмінесцентних ламп з фотонним множенням.

Тонкі плівки  $Y_2O_3:Bi$  і  $Y_3Al_5O_{12}:Bi$  отримані методом дискретного випаровування у вакуумі на підкладках з плавленого кварцу. Після напилення проводився відпал плівок на повітрі при 900 – 950 °С. Вміст активатора  $Bi^{3+}$  становив 0.5–1 мол. %.

В роботі досліджені спектри збудження люмінесценції і спектри фотолюмінесценції тонких плівок  $Y_2O_3:Bi$  і  $Y_3Al_5O_{12}:Bi$ , а також спектри люмінесценції при рентгенівському і лазерному збудженнях плівок  $Y_2O_3:Bi$ , отримані при 80 К, так як при низьких температурах смуги переважно звужуються і їх взаємне перекривання зменшується. Розклад спектрів на індивідуальні смуги проведено за допомогою методу Аленцева-Фока та споріднених йому методів кореляційної спектроскопії.

Проведені дослідження показали, що в тонких плівках  $Y_2O_3:Bi$  і  $Y_3Al_5O_{12}:Bi$  переважають два типи центрів люмінесценції. Вони обумовлені заміщенням  $Y^{3+}$  на  $Bi^{3+}$  у вузлах кристалічної ґратки  $Y_2O_3$  ( $Y_3Al_5O_{12}$ ) з точковою симетрією  $C_2$  і  $C_{3i}$  ( $D_2$  і  $C_{3i}$ ). Свічення  $Bi^{3+}$  у положенні  $C_{3i}$  для двох плівок приводить до появи синьої люмінесценції з максимумами 3.03 eV в  $Y_2O_3:Bi$  і 3.15 eV в  $Y_3Al_5O_{12}:Bi$ , яка обумовлена переходом  $^3P_1 - ^1S_0$ . Свічення  $Bi^{3+}$  в положенні  $C_2$  в  $Y_2O_3:Bi$  і  $D_2$  в  $Y_3Al_5O_{12}:Bi$  викликає появу зеленої з максимумом 2.40 eV, і ультрафіолетової люмінесценції з максимумом 3.75 eV, яка пов'язується з переходами  $^3P_1 - ^1S_0$ . Червона смуга люмінесценції з максимумом 1.85 eV в плівках  $Y_2O_3:Bi$  пов'язується з наявністю структурних дефектів.

### **Luminescent Properties Oxide of Yttrium and Yttrium-Aluminium Grenade Thin Films, Activated by a Bismuth**

Bordun O.M., Lukashyuk V.V.

*Ivan Franko National University, faculty of electronics, Lviv*

The excitation spectra and photoluminescence spectra in thin films  $Y_2O_3:Bi$  and  $Y_3Al_5O_{12}:Bi$  were investigated. The luminescence was stimulated by light from centers of two types which arise to substitution of  $Y^{3+}$  by  $Bi^{3+}$  in nodes of the crystalline lattice of  $Y_2O_3:Bi$  ( $Y_3Al_5O_{12}:Bi$ ) with point symmetries  $C_2$  and  $C_{3i}$  ( $D_2$  and  $C_{3i}$ ).

### **Эффективные термоэлектрические объемные, тонкопленочные и наноразмерные материалы на основе полупроводников $A^{IV}B^{VI}$**

Борик В.В.<sup>1</sup>, Запужляк Р.И.<sup>1</sup>, Кланичка В.М.<sup>1</sup>, Меглей Д.Ф.<sup>2</sup>,  
Терлецкий А.<sup>1</sup>, Фрейк Д.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Прикарпатский национальный университет имени Василия Стефаника, Ивано-Франковск, Украина*

<sup>2</sup>*Институт электронной инженерии и промышленных технологий, Кишинев, Республика Молдова*

На сегодняшний день широкое практическое применение имеют классические термоэлектрические материалы. Как правило, это моно- и поликристаллические образцы. Особый интерес представляют достижения в области повышения эффективности материалов, активно используемых в промышленности. При этом нужно учитывать высокие требования, стоящие перед материалами для термоэлектрических модулей. Наиболее важным параметром, который определяет эффективность материала является высокое значение термоэлектрической добротности

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi},$$
 (здесь  $\alpha$  – коэффициент термо-э.д.с.  $\sigma$  – удельная

электропроводимость  $\chi$  – коэффициент теплопроводности). Однако, как показывает анализ современных тенденций в термоэлектричестве, улучшить значение добротности  $Z$  можно либо созданием новых композиционных материалов, используя при этом дорогие технологии, либо при переходе от использования объемных кристаллов к пленочным элементам и нитям, а также наноструктур.

Перспективными полупроводниковыми материалами для создания термоэлектрических устройств, работающих в интервале температур (500-700) К являются халькогениды свинца. Существенный рост максимального значения  $Z$  (высокое значение отношения подвижности носителей тока к теплопроводности вещества) достигается введением изовалентных атомов замещения за счет роста рассеивания фононов и существенного уменьшения коэффициента теплопроводности.

Нами предложены и защищены патентами оптимизированные технологии получения полупроводниковых объемных материалов с высокими термоэлектрическими параметрами.

За последнее десятилетие физика и технология микро- и наноструктур стала областью, которая наиболее динамически развивается. В низкоразмерных системах электронные и транспортные свойства определяются разными соотношениями между линейными размерами структуры и физическими величинами, характеризующими носители заряда: длиной свободного пробега, длиной фазовой когерентности и длиной волны на поверхности Ферми. Перспективными системами для термоэлектричества являются массивы из полупроводниковых нитей, из-за возможности управлять их транспортными свойствами наличием квантового размерного эффекта для анизотропных носителей и фазового перехода полуметалл-полупроводник при малых значениях диаметра нити. Теоретические исследования показали, что коэффициент термоэлектрической эффективности может быть значительно выше в массиве из полупроводниковых нитей, чем в объемном образце.

Исследованы методы повышения  $Z$  в области сильного вырождения за счет селекции носителей по энергии барьеров на границах кристаллитов или на блоках зерен, изучены физико-химические процессы, происходящие в базовом материале для определенных технологических условий синтеза и эксплуатации. Разработана технологическая документация и получены экспериментальные образцы термоэлектрических тонких пленок и нитей, а также наноструктур на основе теллурида свинца. Разработки авторов в области полупроводникового материаловедения, защищенные патентами, получили золотую медаль на международной выставке патентов „Новое

время” (г. Севастополь, сентябрь, 2008 г.), высокую оценку экспертов на международной выставке патентов в г. Далянь (КНР, август, 2008 г.).

### **Effective Thermo-Electric Materials (Bulk Crystals, Thin Films, Nano-size) on the Base of $A^{IV}B^{VI}$ Semiconductors**

Boryk V.V.<sup>1</sup>, Zapuhliak R.I.<sup>1</sup>, Klanichka V.M.<sup>1</sup>, Meglei D.F.<sup>2</sup>, Terletskuy A.I.<sup>1</sup>, Freyik D.M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institute of Electronic Engineering and Industrial Technologies, Chisinau, Republic of Moldova*

Current state and prospects of generation of thermo-electric energy is considered. Attention on the special class of thermo-electric materials is accented – semiconductors on the basis of the  $A^{IV}B^{VI}$  compounds. Possibility of rise of the thermo-electric good quality of such materials by lowering of their dimension is analysed, in particular, on gradual transition from volume crystals to thin films, to the nanowires, and nanocrystallines. Possibility to handle properties of material through directed managements by transport properties of charge carriers is indicated.

### **Хемосорбція кисню на поверхні плівок антимоніду цезію**

Бородчук А.В.

*Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна*

Перспективними джерелами поляризованих електронів є фотоемітери  $A^3B^5$ -Sb-Cs-O, які на відміну від традиційних фотоемітерів  $A^3B^5$ -Cs-O, володіють значно кращою стабільністю емісійних параметрів і практично не деградують у процесі експлуатації [1]. Разом з цим, адсорбційні властивості цих сполук у відношенні до кисневмісних газів вивчені ще далеко недостатньо. З огляду на це, дослідження емісійних властивостей плівок  $Cs_3Sb$  у процесі адсорбційної взаємодії з кисневмісними газами є актуальними.

У роботі за умов надвисокого вакууму проведені експериментальні дослідження змін квантового виходу фотоемісії, електропровідності та адсорбоємісії тонких плівок  $Cs_3Sb$  при взаємодії з киснем в діапазоні тисків  $1 \cdot 10^{-5}$ - $1 \cdot 10^{-3}$  Па. Експериментальні зразки формували у вакуумованих скляних приладах при статичному тиску залишкових газів  $P \leq 1 \cdot 10^{-5}$  Па. В експериментах використовували як неперервний так і порційний напуск газу в систему.

Показано, що плівки  $Cs_3Sb$  проявляють достатньо високу адсорбційну активність, щодо кисню. Розраховані критичні дози адсорбованого кисню, які зумовлюють досягнення максимальної фоточутливості плівок. Перевищення цієї дози призводить до

необоротного зменшення квантового виходу фотоемісії зразків, особливо суттєво вираженому в довгохвильовій області спектру.

Отримані спектральні залежності квантового виходу фотоемісії свідчать про наявність емісії і в запороговій області спектру в усіх зразків, які взаємодіяли з киснем. Емісія в цій області не лінеаризується залежністю  $Y = C(h\nu - h\nu_0)^{3/2}$ , що є свідченням того, що механізм емісії в цій області є іншим. Зокрема, ми вважаємо, що це емісія з поверхневих станів з максимумом густини заповнення при 1,84 еВ, утворених киснем, адсорбованим на поверхні плівки.

Проведена оцінка змін фотоелектронної роботи виходу плівки Cs<sub>3</sub>Sb під час адсорбційної взаємодії. Зокрема, показано, що процес сенсibiliзації супроводжується зменшенням  $e\phi$  від 1,94 еВ до 1,84 еВ при досягненні максимуму чутливості. На початкових стадіях отруєння зразка киснем робота виходу зростає до 1,96 еВ.

Необоротні зміни fotocутливості, які спостерігалися нами в експериментах свідчать про хемосорбційну природу адсорбційної взаємодії плівок Cs<sub>3</sub>Sb з киснем, і супроводжуються явищем адсорбоемісії. Використання в експериментах як неперервного так і порційного напуску газу в систему дозволило оцінити кінетичний час адсорбоемісії  $\tau$  в межах Ленгмюрівської моделі адсорбоемісії. Розрахунки показали, що для зразків Cs<sub>3</sub>Sb  $\tau=12-13$  с. Досить добре узгодження наших результатів із даними інших авторів [2] дозволяє використовувати Ленгмюрівську кінетику для пояснення спостережуваних адсорбоемісійних процесів.

1. Антонова Л.И., Денисов В.П., Исаева Н.А. Фотокатод с отрицательным средством GaAs-Cs-O // Радиотехника и электроника. – 1998. – т.33, №11. – с.2446-2448.
2. Prince R.H., Lambert R.M., Food J.S. Chemisorptive emission and luminescence Chlorine on zirconium. Surf. Sci. 107. –1981. – p.p. 605-624.

### **Oxygen Chemisorption on Cesium Antimonide Film Surface**

Borodchuk A.V.

*‘Ivan Franko’ Lviv National University Lviv, Ukraine*

The electric and emission properties of cesium antimonide film during oxygen chemisorption were investigated. It was shown, that oxygen chemisorption cause unreversible changes of work function and photoemission quantum output in wide region of film spectrum sensitivity. Oxygen chemisorption cause adsorboemission and create surface states on top part of valence band. Considering Longmire's model we calculate the kinetic time of adsorboemission.



## Аналіз вибірки експериментальних залежностей коефіцієнта ефекта Зеебека від температури та товщини плівкових кристалів

Буджак Я.С., Зуб О.

*Національний університет "Львівська політехніка", Львів, Україна*

Відомо, що в тонких кристалічних плівках спостерігається просторове квантування спектру носіїв струму, яке призводить до залежності коефіцієнта Зеебека від їх товщини [1].

В цій роботі показано, що плівки товщиною  $d$ , яка відповідає умові  $d > 3.303 \cdot 10^{-6} \left( \frac{m^*}{m_0} T \right)^{-1/2} [K^{1/2} cm]$ , можна вважати масивними кристалами, в яких просторове квантування відсутнє.

Тому спочатку розглянемо експериментальні дані про коефіцієнт ефекта Зеебека для кристала Ge р-типу провідності, легованого акцепторною домішкою концентрації  $Na \approx 10^{18} cm^{-3}$  [2]. Дані для цього кристала описуються суцільною кривою з ромбиками на рис. 2.

Дірки в р-Ge мають параболічний закон дисперсії з відносною ефективною масою  $m_p^* = 0.37$  і вони в досліджуваному інтервалі температури розсіюються на теплових фонах кристалічної ґратки. Тому коефіцієнт Зеебека для такого кристала описується такою формулою:

$$\alpha(\mu^*) = \left( \frac{k}{e} \right) \left\{ \frac{F_{r+2}(\mu^*)}{F_{r+1}(\mu^*)} - \mu^* \right\} \quad (1)$$

В цій формулі  $k$  - постійна Больцмана,  $e$  - величина заряду електрона,  $\mu^* = \frac{\mu}{kT}$  – приведений хімічний потенціал,  $T$  – температура кристала,  $F_r(\mu^*)$  – відомий інтеграл Фермі,  $r$  – показник механізму розсіювання (для розсіювання на фонах  $r = 0$ ).

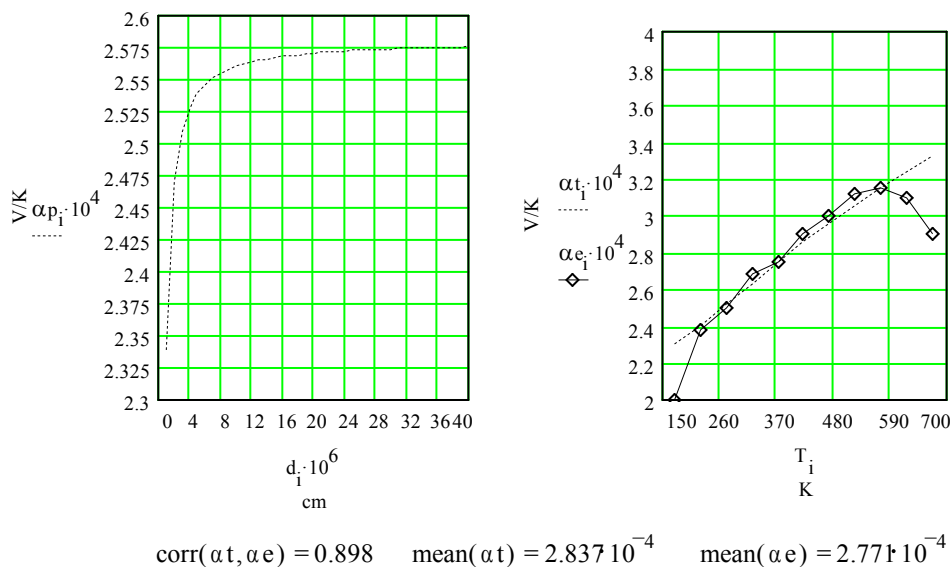
Хімічний потенціал  $\mu^*$  для кристалів, в яких  $\mu^*$  відповідає умові  $-\infty \leq \mu^* \leq 1.2$ , розрахований в роботі [3] і взагалі в випадку він описується відомим розрахунковим алгоритмом

$$\mu^* = \mu^*(Nd, Na, Ea, T), \quad (2)$$

де  $Nd, Na, Ea$  – концентрації донорів, акцепторів та енергія іонізації акцепторів.

В зв'язку з цим маємо:

$$\alpha(\mu^*) = \alpha(Nd, Na, Ea, T) \quad (3)$$



**Рис. 1.** Залежність коеф.Зеебека від товщини плівки ( $T=300\text{ K}$ )

**Рис. 2.** Залежність коеф. Зеебека від температури

Формула (3) дає можливість в середовищі MathCAD для двох різних температур організувати систему із двох нелінійних рівнянь, за допомогою якої можна розрахувати невідомі  $N_a$  та  $E_a$  (для досліджуваного зразка  $N_d = 0$ ). Такі розрахунки показали, що  $N_a = 3.47 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , а  $E_a = 0.22 \text{ eV}$ . Для цих параметрів за формулою (2) був розрахований хімічний потенціал та коефіцієнт ефекта Зеебека.

Результати цих розрахунків показані на рис. 2 (пунктирна крива). Статистичний аналіз цих розрахунків свідчить про їх високу якість.

В роботі також показано, що коли із даного кристала виготовити кристалічну плівку товщиною  $d \approx 10^{-5} \text{ cm}$ , то хімічний потенціал дірок і коефіцієнт Зеебека в такому кристалі залежать від його товщини, як показано на рис.1. Ця залежність зумовлена просторовим квантуванням енергетичного спектру дірок.

1. Я.С. Буджак, Д.М. Фреїк, В.Ф. Пасічняк. До питання про кореляційні залежності кінетичних властивостей тонких плівок від їх товщини // Фізика і хімія твердого тіла – 2007. – Т. 8, № 3.– сс. 463-466.
2. Данлеп У. Введение в физику полупроводников. Издание иностр. литературы. Москва. – 1959. – сс. 270-273.
3. Буджак Я.С. Хімічний потенціал як важлива характеристика електронного переносу в легованих кристалах // VI Міжнародна школа-конференція “Актуальні проблеми фізики напівпровідників”. Тези доповідей. Дрогобич, Україна 23-26 вересня 2008 року. с. 75,76.

## **Analysis of Experimental Data Sample for Zeebek Effect Factor on Temperature and Thickness of Film Type Crystals.**

Budjak J.S., Zub O.

*National University 'Lvivska Polytechnika', Lviv, Ukraine*

The paper describes the analysis method of experimental data on Zeebek effect factor that allows finding out internal parameters of impurity crystals, it also describes the reason for correlation of Zeebek factor and film – thin crystals thickness.

## **Фото- и электролюминесценция пленочных и монокристаллических образцов ZnS:Mn**

Буланый М.Ф., Омельченко С.А., Омельчук А.Р., Полежаев Б.А.

*Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара, Днепропетровск, Украина*

Матричные экраны на основе тонкопленочных электролюминесцентных структур обладают рядом интересных свойств, позволяющих этим приборам найти применение в современных устройствах отображения знаковой и графической информации. Продолжающиеся исследования таких структур на основе ZnS:Mn ведутся в основном в направлении увеличения яркости свечения и срока службы.

В этом плане представляет интерес проведение комплексных исследований центров свечения и уровней захвата пленочных и монокристаллических образцов ZnS:Mn.

Подложка для пленочных структур изготовлена из оптического стекла марки ЛК-7. Анализ дифракционной картины от разных подложек свидетельствует о существовании включений кристаллической фазы в матрице стекла. Толщина прозрачного слоя электрода от 30 до 40 нм. По данным рентгенофазного анализа диоксид олова имеет поликристаллическую структуру. Толщина пленок диэлектрика от 20 до 30 нм. Пленка находится в аморфном состоянии. Прогрев в интервале от 300 К до 950 К не приводит к появлению  $Y_2O_3$  или  $Al_2O_3$  в кристаллическом виде. Слои ZnS:Mn имели толщину от 60 до 80 нм. Пленки имеют поликристаллическую структуру с размерами кристаллитов от 40 до 50 нм.

Для определения глубины залегания уровней, сечения захвата и времени релаксации в пленках сульфида цинка были выбраны метод термостимулированной проводимости. В пленках  $Y_2O_3ZnS:Mn$  обнаружены уровни с глубиной залегания (0.39, 0.43, 0.46 и 0.57 эВ).

Свечение при электролюминесценции (ЭЛ) в сублимированных пленках ZnS:Mn, полученных испарением в вакууме как одноступенчатым, так и двухступенчатым способами, наблюдается в электрических полях

$\sim 10^4 \div 10^6$  В/см при возбуждении как постоянным, так и переменными напряжениями. Спектры испускания пленок ZnS:Mn полученных двухступенчатым способом с концентрацией Mn  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$  и  $10^{-2}$  г/г при ЭЛ, фотолюминесценции (ФЛ) содержат только марганцевую полосу с максимумом свечения в районе 580 нм.

Спектры свечения сублимированных слоев ZnS:Mn, полученных одноступенчатым способом, имеют более сложный вид, зависящий от концентрации марганца. При малых концентрациях Mn ( $C_{Mn} \leq 5 \cdot 10^{-3}$  г/г) спектры испускания при ЭЛ также как и при ФЛ состоят из оранжевой, зеленой и голубой полос. Максимум голубой полосы испускания, как правило, сосредоточен в районе 470 нм. По мере увеличения концентрации Mn интенсивность голубой полосы ЭЛ уменьшается и при  $C_{Mn} \geq 10^{-2}$  г/г в спектрах испускания наблюдается только оранжевая полоса.

Исследованы спектры ЭПР, ФЛ и ЭЛ монокристаллов ZnS:Mn, полученных из расплава под давлением аргона. Кристаллы представляли собой микродвойники сфалерита с большим числом дефектов упаковки. Методом ЭПР установлено наличие в исследуемых кристаллах четырех типов марганцевых центров (МЦ): один кубический ( $T_d$  симметрии, центры AN) и три аксиальных ( $C_{3v}$  симметрии, центры AS, PS и PN). Определены константы спин-гамильтонианов МЦ всех типов. В то же время исследование оптических характеристик кристаллов ZnS:Mn показали, что широкая полоса ФЛ МЦ ( $\lambda_{max} = 580\text{--}590$  нм), характеристика которой существенно зависят от условий возбуждения, концентрации активатора и соактиваторов, неэлементарная и в свою очередь состоит из четырех элементарных полос:  $\lambda_{max} = 557 \pm 1$  нм,  $\lambda_{max} = 578 \pm 1$  нм,  $\lambda_{max} = 600 \pm 2$  нм и  $\lambda_{max} = 637 \pm 2$  нм.

Соотношение интенсивностей элементарных полос ФЛ МЦ сильно зависит от внешних воздействий на монокристаллы ZnS:Mn. В докладе приводятся результаты анализа изменения наблюдаемых спектров ФЛ МЦ в индивидуальных полосах при пластической деформации и отжиге кристаллов в различных средах.

Особый интерес представляют результаты, полученные при анализе спектров оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР). Они заключаются в том, что при регистрации сигнала ОДМР в голубой области спектров ФЛ кристаллов ZnS:Mn была обнаружена структура из шести линий, соответствующая сверхтонкой структуре ионов  $Mn^{2+}$ . Такая структура характерна для спектров ЭПР ионов  $Mn^{2+}$  в ZnS. Полученные экспериментальные данные прямо свидетельствуют о наличии резонансного взаимодействия между голубыми центрами ФЛ и ионами  $Mn^{2+}$  в кристаллах ZnS.

## **Photo- and Electroluminescence in Thin Films and Monocrystals Samples of ZnS:Mn**

Bulanyi M.F., Omel'chenko S.A., Omel'chuk A.R., Polezhaev B.A.

*O. Gonchar Dnepropetrovsk National University, Dnepropetrovsk, Ukraine*

In this report we present the investigations results of spectrums PhL and EL in thin-films and monocrystals samples of ZnS:Mn.

The luminescence in ZnS:Mn sublimation films which were obtained by one- or double-stage evaporation in vacuum may be observed at excitation by constant or variable electric fields as large as  $10^4 \div 10^6$  V/sm.

Spectrums of EL and PhL emission ZnS:Mn films with Mn concentration of  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$  and  $10^{-2}$  g/g and which were obtained by a double-stage evaporation consist of a manganous emission band with a maximum in region of 580 nm.

Spectrums ESR, PhL and EL ZnS: Mn monocrystals gained from a melt under pressure of an argon are explored. Crystals were represented by micro-twins of sphalerite with greater quality of stacking faults.

Special interest is represented with the results received at the analysis of optical spectra that were detected with magnetic resonance method (ODMR). At registration of ODMR signal in blue area PhL of ZnS:Mn the structure of six lines was detected. That structure is responsible for the ESR spectra of ions  $Mn^{2+}$  in ZnS. These experimental data testifies about resonant interactions between the blue centers and ions  $Mn^{2+}$  in crystals ZnS.

## **Оптичні властивості плівок і шарів ZnSe:Ni**

Ваксман Ю.Ф., Ніцук Ю.А., В.В.Яцун

*Одеський національний університет імені І.І.Мечникова, Одеса, Україна*

Останнім часом актуальними стають дослідження кристалів групи  $A_2B_6$ , легованих перехідними елементами (Cr, Co, Ni, Fe та ін.). Це пов'язано з тим, що для таких кристалів є характерними внутрішньоцентрові переходи електронів у незаповнених  $3d$ -оболонках атомів, що зумовлюють поглинання та люмінесценцію в інфрачервоній (ІЧ) області спектру. Досліджувані кристали можуть слугувати активними середовищами для компактних лазерів з перебудовою довжини хвилі ІЧ-випромінювання. Такі лазери застосовують в медицині, біології, оптичному зв'язку, а також в різноманітних спектроскопічних дослідженнях.

Встановлено, що кристали, леговані перехідними елементами, характеризуються нелінійним поглинанням світла, що дозволяє використовувати їх в якості пасивних оптичних затворів в лазерах.

Метою даної роботи є встановлення впливу домішки нікелю на спектри оптичного поглинання кристалічних шарів і плівок селеніду цинку.

Для дослідження використовувались монокристали ZnSe, одержані методом вільного росту [1]. Легування здійснювалось в процесі дифузії нікелю з напиленого на кристали металічного шару в атмосфері інертного газу. При температурі дифузії 900<sup>0</sup>С впродовж 5год товщина шару ZnSe:Ni становила біля 200 мкм.

Плівки ZnSe:Ni одержувались шляхом термічного напилення у вакуумі на підігріту підкладку з кварцу. У якості шихти використовувались подрібнені кристали ZnSe:Ni з великим вмістом нікелю. Товщина одержаних плівок становила 5–10 мкм.

Досліджено спектр оптичної густини плівок і шарів ZnSe:Ni в області 0.4-3.3 мкм при температурах 77-300 К. Для порівняння розглянуто спектр оптичної густини нелегованих матеріалів.

Встановлено, що спектри поглинання плівок і шарів ZnSe:Ni складаються з ідентичних серій смуг поглинання. Збільшення концентрації домішки нікелю призводить до зміщення краю фундаментального поглинання напівпровідника, зумовленого взаємодією домішок. Це дозволило оцінити концентрацію нікелю в досліджуваному матеріалі, яка сягала 10<sup>19</sup>см<sup>-3</sup>.

В області краю поглинання спостерігається серія ліній 2.15, 2.41, 2.60eВ, зумовлених внутрішньоцентровими оптичними переходами електронів з <sup>3</sup>T<sub>1</sub>(F) стану на розщеплені <sup>2</sup>H<sub>1</sub>(G) стани іону Ni<sup>+2</sup>.

В ближній ІЧ-області спектру спостерігалась серія ліній поглинання на 1.41, 1.46, 1.53eВ. Ці лінії зумовлені переходами <sup>3</sup>T<sub>1</sub>(F)→<sup>3</sup>T<sub>1</sub>(P), що виникають в межах іонів Ni<sup>+2</sup>.

В середній ІЧ-області спостерігались лінії поглинання на 1.10 і 0.50eВ, які можна пов'язати з оптичними переходами <sup>3</sup>T<sub>1</sub>(F)→<sup>3</sup>A<sub>2</sub>(F) і <sup>3</sup>T<sub>1</sub>(F)→<sup>3</sup>T<sub>2</sub>(F) в межах іонів Ni<sup>+2</sup>.

Ідентифікація спектрів оптичного поглинання шарів і плівок здійснювалась на основі розрахунків енергетичного спектру іонів Ni<sup>+2</sup> в кристалах ZnSe, представлених в [2].

Проведені дослідження дозволяють одержувати високолеговані шари і плівки ZnSe:Ni, що мають характерні домішкові смуги поглинання, і можуть слугувати активними середовищами лазерів ІЧ-випромінювання.

1. Yu.V. Korostelin, V.I. Kozlovsky, A.S. Nasibov, P.V. Shapkin. Vapour growth and characterization of bulk ZnSe single crystals // J. Cryst. Growth,– 1996.– 161. – pp.51-59.
2. A. Zunger. 3d-transition atom impurities in semiconductors// Solid State Physics.– 1986.– 39. – pp.276-474.

## Optical Properties of ZnSe:Ni Films and Layers

Vaksman Yu.F., Nitsuk Yu.A., Yatsun V.V.

*Mechnikov National University, Odessa, Ukraine*

ZnSe:Ni films and single crystal layers in thickness 5-10 and 50-200nm respectively were obtained. The analogy of films and layers optical absorption spectra in the region of 0.4-3.3nm is established. The optical transitions stipulated characteristic absorption lines of Ni<sup>2+</sup> ions were identified.

## Нерівноважність носіїв у графені, обумовлена термічною радіацією

Васько Ф.Т., Романець П.М., Стріха М.В.

*Інститут фізики напівпровідників ім.В.Є. Лашкарьова НАН України*

Упродовж останнього часу кінетичні явища в графені були предметом інтенсивного вивчення [1]. При цьому переважно розглядався лінійний відгук носіїв у фононному термостаті з температурою  $T$ . Але слабкість взаємодії носіїв з акустичними фононами призводить до того, що зовнішній вплив може легко збурити рівновагу в електрон-дірковій системі. Зокрема, коли зразок не ізольовано від зовнішнього термічного випромінювання з температурою  $T_r \neq T$ , істотною є взаємодія носіїв з додатковим термостатом фотонів. Така взаємодія може бути достатньо ефективною, бо міжзонним переходам відповідає матричний елемент зі швидкістю  $v_W = 10^8$  см/с, що характеризує лінійний нейтриноподібний спектр носіїв. Тому графен вельми чутливий до термічної радіації, яка може суттєво змінити концентрацію носіїв і провідність.

Ми в [2] отримали для різних температур розподіл нерівноважних носіїв  $f_p$ , які взаємодіють з фононним і фотонним термостатами (для електронів і дірок функції  $f_p$  однакові через симетричність їхніх спектрів). При цьому ми розв'язали кінетичне рівняння, яке враховує квазіупружну релаксацію енергії на акустичних фононах, міжзонну генерацію і рекомбінацію, спричинену термічним випромінюванням, та розсіювання носіїв один на одному:

$$J_{LA}(f|p) + J_R(f|p) + J_C(f|p) = 0 \quad (1)$$

тут  $J_{LA}(f|p), J_R(f|p), J_C(f|p)$  - відповідні інтеграли зіткнень. Розв'язок (1) ми чисельно отримали для двох випадків: а) інтегралом зіткнень для розсіяння носіїв на носіях  $J_C(f|p)$  можна знехтувати; б) цей інтеграл нав'язує квазірівноважний розподіл з параметрами, які визначаються з рівнянь балансу концентрації та енергії, що описуються стандартним виразом:

$$\left| \frac{n}{E} \right| = \frac{2}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty dp p \left| \frac{1}{v_W p} \right| f_p \quad (2)$$

Ми розраховували залежність  $f_p(v_W p)$  для різних  $T_r$  і  $T$ . У випадку а) при  $p \rightarrow 0$  у зв'язку з малим внеском акустичного внеску при  $p \rightarrow 0$  функція  $f_p$  близька до рівноважного розподілу з температурою  $T_r$ . Якщо  $T_r > T$ , то ця функція зі збільшенням енергії зростає аж до області енергій, де  $J_{LA}(f|p)$  починає домінувати. З подальшим збільшенням  $v_W p$  функція  $f_p$  різко спадає на енергетичному інтервалі порядку  $T$ . Пік функції розподілу формується при температурах порядку  $T_r$  і визначає концентрацію носіїв порядку рівноважного значення при температурі  $T_r$ . У цьому випадку реалізується співвідношення  $f_p > 1/2$ , тобто при енергіях, близьких до максимуму розподілу, реалізується інверсна заселеність носіїв. У протилежному випадку, коли  $T_r < T$ , функція розподілу різко спадає в області  $v_W p < T$ . Такий розподіл визначає малу концентрацію носіїв порівняно з рівноважним значенням для температури  $T$ .

У випадку б) кулонівське взаємне розсіювання носіїв нав'язує квазірівноважний розподіл

$$f_p^\sim = \{\exp[(v_W p - \mu)/T_c] + 1\}^{-1} \quad (3)$$

де  $\mu$  – хімпотенціал,  $T_c$  – ефективна температура носіїв. Показано, що при  $T > 150$  К у широкому діапазоні  $T_r$  ефективна температура  $T_c$  мало відрізняється від  $T$ , однак  $\mu$  і  $f_p^\sim$  зазнають значних змін. Суттєва відмінність між випадками а) і б) полягає в тому, що  $f_{p=0}^\sim = 1/2$ , на той час коли значення  $f_{p=0}^\sim$  спадає при збільшенні  $T$  і зростає при збільшенні  $T_r$ ;  $f_{p=0}^\sim = 1/2$  лише за умови  $T_r = T$ . Але в обох випадках у певному інтервалі енергій функція розподілу може бути більшою від  $1/2$ , що відповідає інверсній заселеності електрон-діркових пар. Це в свою чергу може спричинити режим негативного міжзонного поглинання, а також призвести до нерівноважного відгуку (при розрахунку концентрації, енергетичної густини й провідності).

Як висновок зазначмо, що всі вимірювання транспортних характеристик у власному графені повинні проводитися з контролем дотримання співвідношення  $T_r = T$ . В іншому випадку носії стають нерівноважними й результати можуть залежати від неконтрольованих зовнішніх чинників, які визначають  $T_r$  і  $T$ . Розглядаючи можливості застосування графена, слід також враховувати можливість неоднаковості температур фононного й фотонного термостатів.

1. A.H. Castro Nero et al., arXiv:0709.1163; Rev. Mod. Phys. (to be published).
2. A.K. Geim and A.H. MacDonald, Phys. Today. –2007. – V. 60 N. 35.
3. P.N. Romanets, F.T. Vasko, and M.V. Strikha, Phys. Rev. B. –2009. –V.79.



## Nonequilibrium Carriers in Graphene under Thermal Radiation

Romanets P.N., Vasko F.T., and Strikha M.V.

*Inst. of Semiconductor Physics, Nat. Acad. of Sciences, Kyiv, Ukraine*

We have examined an intrinsic graphene connected to the phonon thermostat at temperature  $T$  under irradiation of thermal photons with temperature  $T_r$  different from  $T$ . It is demonstrated that at  $T_r > T$ , the negative interband absorption caused by the inversion of carriers distribution can occur.

## Катодолюмінісценція деформованих монокристалів і тонких плівок MgO

Вашкевич С.І. , Поплавський О.П.

*Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

Досліджено спектральний склад катодолюмінісценції (КЛ) деформованих монокристалів і тонких плівок  $MgO$ . Аналізуючи спектральний склад КЛ плівок  $MgO$  і порівнюючи його зі спектрами монокристалів, можна оцінити наявність об'ємних дефектів і стехіометрію складу. Зміни спектрального складу КЛ в процесі електронного опромінення дозволяють виявити перетворення дефектів. Спостерігається декілька смуг КЛ в діапазоні довжин хвиль 350-550 нм, серед яких можна виділити смуги з максимумами при 400 нм, 450 нм, 520 нм. Смуги КЛ, що спостерігаються, пов'язані з  $F^-$  і  $F^+$ -центрами. Спектри КЛ плівок і монокристалів  $MgO$  досліджували на стандартній установці при збудженні електронним пучком з енергією 6 кеВ і густиною струму 6 А/м<sup>2</sup> у вакуумі  $1,3 \cdot 10^{-6}$  Па. Спектральний склад аналізувався за допомогою спектрофотометра СФ-4 в діапазоні довжин хвиль 300-750 нм.

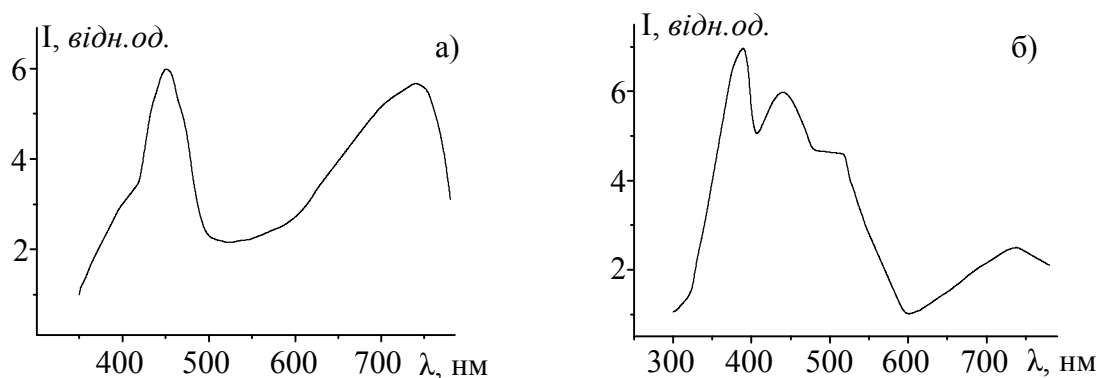
При пластичній деформації відбувається не тільки необоротна зміна форми зразка, але також генеруються нерівноважні дефекти. До їхнього числа відносяться точкові дефекти типу вакансій і міжвузельних атомів, а також лінійні дефекти – дислокації. З іншого боку, у термінах зонної теорії твердого тіла утворення дефектів і їхніх комплексів відповідає утворенню локальних рівнів у забороненій зоні. Завдяки цим рівням при опроміненні деформованої ділянки лазерним чи електронним променем можуть виникнути додаткові спектральні смуги в локальних спектрах фотолюмінісценції (ФЛ) чи катодолюмінісценції. В оксиді магнію до центрів люмінесценції відносяться  $F^-$  і  $F^+$ -центри. За рахунок релаксації кристалічних ґрат іони  $Mg^{2+}$ , що оточують кисневі вакансії, утворюють нову рівноважну конфігурацію, зміщуючись на 0,004 Å в напрямку  $F^-$ -центра і на 0,01 Å та 0,09 Å в напрямках від  $F^-$ - і  $F_2^+$ -центрів. Однак навіть настільки

малі зсуви в міжатомному просторі викликають помітні зміни в спектрах люмінесценції і поглинання.

Спектр КЛ складається з декількох парціальних смуг, обумовлених одночасно всіма типами центрів люмінесценції, що є присутніми в області генерації КЛ-сигналу. Тому у порівнянні з фотолюмінесценцією, катодолюмінесценція дає більш багату спектральну інформацію.

При пластичній деформації кристала в зоні дислокаційної активності спостерігається посилення як ФЛ, так і КЛ. Катодолюмінесценція не завжди виявляється пропорційною механічній нарузі на стадії пластичної деформації. Пояснення цього явища залишаються вкрай суперечливими. Особливо це відноситься до області максимальних напруг і деформацій.

Спектр вихідного кристалу являє собою дві смуги в області 450 нм і в області 740 нм (рис. 1а).



**Рис. 1.** Спектри катодолюмінесценції кристалів  $MgO$ :  
а) вихідний кристал; б) після деформації

Пластичне деформування кристалів супроводжується переносом маси за рахунок кристалографічного спрямованого руху міжвузельних точкових дефектів. У кристалах, що складаються з атомів двох сортів, можливий переважний рух атомів одного сорту, що повинно спричинити за собою порушення стехіометричного складу кристала. Найбільш рухливими є міжвузельні атоми меншого атомного радіуса, тобто катіони в іонному кристалі. При деформуванні стиском кристалів  $MgO$  виникає велика кількість центрів люмінесценції, які формуються з міжвузельних точкових дефектів, що народжуються при пластичній деформації. В результаті спостерігаються зміни в спектрі КЛ монокристалу (рис. 1б).

Аналогічні смуги спостерігаються і в тонких плівках  $MgO$ . На спектрі КЛ плівок  $MgO$ , отриманих окисленням металічного магнію на повітрі, спостерігається широка смуга КЛ з максимумом при 360 нм, а також смуги 460, 620 і вище 700 нм. Після електронного опромінення на протязі п'яти хвилин інтенсивність смуги 360 нм зменшується, а смуги 460 нм – збільшується, крім цих смуг з'являється смуга КЛ з максимумом при 625 нм.

Порівнюючи смуги КЛ зі спектрами фотолюмінесценції монокристалів з  $F^+$ -подібними центрами забарвлення, можна зробити висновок, що смуги КЛ, що спостерігаються в діапазоні довжин хвиль 350-550 нм, пов'язані з  $F^+$ -,  $F^-$  і  $F_2^+$ -центрами, смуги фотолюмінесценції яких спостерігаються відповідно при 390 нм, 520 нм і 475 нм. Електронне опромінення на протязі п'яти хвилин і більше призводить в основному до перерозподілу в інтенсивності смуг КЛ.

Термообробка плівок  $MgO$  в кисні при 520 К на протязі однієї години призводить до зменшення піків КЛ в діапазоні довжин хвиль 350-550 нм, а довгохвильові майже не змінюються. Отже, при такій термообробці зменшується кількість аніонних вакансій. А це означає, що смуги КЛ в діапазоні 350-550 нм обумовлені F-подібними центрами.

### **Гальваномагнитные свойства тонких пленок теллурида германия**

Водорез О.С., Сипатов А.Ю., Щуркова Н.В., Рогачева Е.И.

*Национальный технический университет  
«Харьковский политехнический институт», Харьков, Украина*

Цель работы – получение тонких пленок теллурида германия и исследование их гальваномагнитных свойств в зависимости от температуры и толщины.

Тонкие пленки GeTe с толщинами от 5 до 300 нм были получены методом термического испарения поликристаллов GeTe в безмасляном вакууме ( $\sim 10^{-6}$  Па) и последующей конденсации на подложки (001) KCl, нагретые до температуры  $520 \pm 10$  К. В качестве шихты для напыления использовали стехиометрический теллурид германия с концентрацией дырок  $5,7 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Скорость конденсации составляла 0,1 – 0,3 нм/сек. Толщину пленок и скорость конденсации определяли при помощи предварительно проградуированного кварцевого резонатора. Измерения электропроводности  $\sigma$  и коэффициента Холла  $R_H$  проводили методом постоянного тока и постоянного магнитного поля в интервале температур 77-300 К при использовании как режима охлаждения, так и режима нагрева. Погрешность измерения  $\sigma$  и  $R_H$  не превышала 5 %. По полученным значениям  $\sigma$  и  $R_H$  рассчитывали концентрацию дырок  $p$  и подвижность носителей заряда  $\mu_H$ . Все измерения проводили на свежеприготовленных образцах.

Было установлено, что режим измерения практически не влияет на характер температурных зависимостей и значения измеряемых параметров при проведении измерений как на объемных образцах GeTe, так и на тонких пленках, что свидетельствует об отсутствии гистерезиса и

равновесных условиях измерения. Значения  $\mu_H$  в тонких пленках GeTe оказались выше, чем, в поликристаллах, используемых в качестве шихты, а концентрация дырок – несколько ниже. Измерения показали, что характер температурных зависимостей электропроводности и коэффициента Холла в тонких пленках GeTe, независимо от их толщины, аналогичен характеру зависимостей  $R_H(T)$  и  $\sigma(T)$  в объемных кристаллах: с ростом температуры  $\sigma$  и  $\mu_H$  снижаются, а  $R_H$  практически не изменяется с температурой, что характерно для вырожденных полупроводников. Было установлено, что степенной коэффициент в температурной зависимости  $\mu_H$  снижается при уменьшении толщины пленки, что объясняется увеличением вклада поверхностного рассеяния, имеющим при этом место.

*Работа выполнена в рамках научного проекта ДФФД МОН Украины (грант Ф25/189-2008).*

### **Galvanomagnetic Properties Tellurid of Germanium Thin Films**

Vodorez O.S., Sipatov A.Yu., Schyurkova N.V., Rogachova E.I.

*National technical university  
"Kharkiv polytechnic institute", Kharkiv, Ukraine*

The purpose of work is the receipt of thin films of tellurid of germanium and research of their galvanomagnetic properties depending on a temperature and thickness.

### **Особливості процесів іонізації в опромінених рентгенівським випромінюванням нанокристалах $CdS_{1-x}Se_x$ у боросилікатному склі**

Гомоннай О.В., Гутич Ю.І., Соломон А.М., Примак М.В.,  
Красилинець В.М., Лопушанський В.В., Ажнюк Ю.М.

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород*

Відомо, що вплив опромінення на вкраплені в діелектричну матрицю напівпровідникові нанокристали  $CdS_{1-x}Se_x$  залежить не тільки від характеристик самих нанокристалів, а й від типу матриці, в яку вони вкраплені. Метою даної роботи було дослідження поведінки оптичних характеристик композитів "нанокристали  $CdS_{1-x}Se_x$  + боросилікатне скло" внаслідок дії рентгенівського випромінювання.

Нанокристали  $CdS_{1-x}Se_x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) в боросилікатному склі було отримано методом твердофазного осадження протягом 1–12 год при температурі 600–700 К. Варіюванням температури та тривалості термообробки було отримано серію наборів зразків з нанокристаллами конкретного складу і різних середніх розмірів. Склад нанокристалів

визначався методом раманівської спектроскопії. Опромінення проводилося рентгенівською трубкою з молібденовим антикатодом (40 кеВ, 20 мА), доза рентгенівського опромінення зростала адитивно до 2000 Гр. Спектри оптичного поглинання вимірювалися на спектрометрі КСВУ-23 при кімнатній температурі.

У спектрах поглинання нанокристалів  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$  проявляються квантово-розмірні максимуми у прикордовій області, спектральне положення яких визначається компонентним складом, середнім розміром нанокристалів і тиском з боку матриці. При опроміненні рентгенівським випромінюванням зі збільшенням дози спостерігається поступове розмиття квантово-розмірних максимумів і відиме зміщення краю поглинання у короткохвильову область, що пов'язується з іонізацією вкраплених у скляну матрицю нанокристалів за рахунок перенесення носіїв заряду між ними та центрами забарвлення, утвореними в склі внаслідок опромінення. Проведено порівняння змін оптичних спектрів вкраплених у скло нанокристалів внаслідок дії опромінення з поведінкою аналогічних об'ємних напівпровідників, а також самої скляної матриці.

Нами виявлено, що дозова поведінка спектрів поглинання вкраплених у боросилікатне скло нанокристалів  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$  сильно залежить від розміру нанокристалів у композиті. При малих розмірах нанокристалів трансформація спектру поглинання незначна, що свідчить про те, що іонізація нанокристалів малого розміру є нетривалою. Обговорюється залежність характеру пострадіаційної релаксації спектрів поглинання від розміру та складу нанокристалів.

### **Ionization of X-ray Irradiated $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ Nanocrystals in Borosilicate Glass**

Gomonnai A.V., Hutych Yu.I., Solomon A.M., Prymak M.V., Krasilinets V.M.,  
Lopushansky V.V., Azhniuk Yu.M.

*Institute of Electron Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci.,  
Uzhhorod, Ukraine*

The observed smearing of confinement-related maxima and apparent shift of the absorption edge of borosilicate glass-embedded  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$  nanocrystals under X-ray irradiation are explained by the nanocrystal ionization due to charge transfer between them and radiation-induced centres in glass.

## Ростові та модифіковані іонною імплантацією $\text{Si}^+$ зміни структури ФГП

Гарпуль О.З., Соловко Я.Т.

Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна

Успіхи у створенні елементної бази магнітомікроелектроніки на основі монокристалічних ферит-гранатових плівок (ФГП), в основному обумовлені досягненням у дослідженні процесів отримання плівок і післяростового формування плівкових структур (наприклад, за допомогою іонної імплантації).

Метою наших досліджень було вивчення закономірностей процесів росту ФГП та встановлення фізичко-хімічних змін структури приповерхневого шару в процесі іонної імплантації іонами  $\text{Si}^+$ .

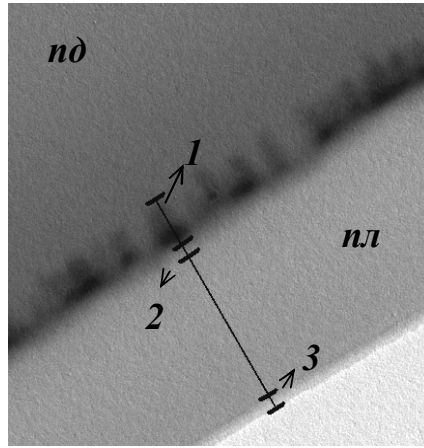


Рис. 1. Фотографія поперечного зрізу плівка(пл)–підкладка(пд). Збільшення –  $30000\times$ .

В якості досліджуваних зразків були вибрані монокристалічні  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -плівки товщиною 375 нм (стала ґратки  $a_{pl}=12,3697\text{Å}$ ), які вирощені методом РФЕ на підкладці гадоліній-галієвого гранату ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ,  $a_{pd}=12,382\text{Å}$ ) з площиною орієнтації (111). Іонна імплантація проводилася іонами  $\text{Si}^+$  з дозою  $D=5\cdot 10^{13}\text{ см}^{-2}$  та енергіями  $E=100\div 150\text{ кеВ}$ .

В процесі виготовлення підкладки та епітаксійного росту плівки між підкладкою і плівкою утворюється пошарова структура: 1 - приповерхневий шар підкладки, 2 – перехідний шар плівка-підкладка, 3 - приповерхневий шар плівки (рис. 1). Відповідні товщини шарів 1, 2, 3 рівні 64, 23 і 24 нм. В результаті іонної імплантації товщина шару 3 зберігається і при збільшенні в  $30000\times$  змін не спостерігається.

Товщину  $s_h$  перехідного шару плівка-підкладка теоретично можна оцінити за формулою, використовуючи модель блочної структури епітаксійних ФГП [1]:  $s_h = \frac{E}{\sigma_{\parallel}}(a_{pd} - a_{pl}) = \frac{E\Delta a}{\sigma_{\parallel}} = \frac{\Delta a}{\varepsilon}$ , тобто  $s_h \sim \Delta a$ .

Найбільш значні варіації в розподілі елементів як до так і після іонної імплантації мають місце в шарі 3. Метод рентгенівської фотоелектронної спектроскопії (РФЕС) (у табл. 1 представлені значення енергії зв'язку для Fe 2p при різних енергіях імплантації) дозволяє встановити наступне:

- форма чітко вираженого піку Fe для лінії 2p<sub>3/2</sub> дозволяє зробити висновок, що разом із залізом у валентному стані Fe<sup>3+</sup> присутнє залізо в стані Fe<sup>2+</sup> у відповідних співвідношеннях;

- вирівнювання інтенсивності сателіту струсу (Shake-up satellite) з інтенсивністю основної лінії для E=150 кеВ, свідчить про парамагнітний стан (велику кількість немагнітних сусідів заліза) на поверхні зразка. Зменшується також і зарядовий стан атомів заліза (Fe<sup>3+</sup>→Fe<sup>2+</sup>);

- поверхня містить домішки органічного походження (існує пік C 1s);

- наявність піків від ростових домішок Pb і Pt не зафіксовано;

- невелика інтенсивність в області 108-112 еВ для кремнію (практично зливається з фоном), свідчить про малість перерізу фотоіонізації рентгенівськими квантами.

**Таблиця 1.**

Значення енергії зв'язку заліза при різних енергіях імплантації іонами кремнію.

Рівні	Енергія імплантації іонами Si <sup>+</sup> , кеВ				
	100	120	130	140	150
Енергія зв'язку, еВ					
Fe 2p	710,282	710,323	710,458	710,482	710,252
Fe 2p	723,835	723,357	724,276	724,883	723,850
Fe 2p	712,112	712,043	712,529	712,484	712,424
Fe 2p	718,813	718,713	718,688	718,917	-
Fe 2p	726,006	725,076	727,674	725,886	725,751

Отже, отримані результати можуть бути використані для цілеспрямованого післяростового впливу на характеристики ФГП іонною імплантацією кремнієм Si<sup>+</sup>.

1. Я.Т. Соловко, І.П. Яремій, В.Д. Федорів, І.М. Будзуляк, Б.І. Яворський. Модель блочної структури епітаксійних ферит-гранатових плівок // ФХТТ. – 2002.– Т. 3, № 3 – С. 544-547.

**Grown and modified by ionic implantation Si+ the changes of structure FGF**

Garpul O.Z., Solovko Y.T.

*Prekarpathian National University by V.Stefanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

We considered the conformity of formation structure layers of Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>-films as a result of growing by the method of rarely phase of epitaxy and it was

set the features of variation division of elements as a result of ionic implantation of Si<sup>+</sup>.

## **Дослідження процесів термо- і фотокристалізації аморфного селену методами термічного аналізу та наноіндентування**

Горіна О.В.<sup>1</sup>, Трунов М.Л.<sup>2</sup>, Гасинець С.М.<sup>1</sup>, Штець П.П.<sup>1</sup>,  
Риган М.Ю.<sup>1</sup>, Шпирко Г.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ужгородський науково-технологічний центр матеріалів оптичних носіїв інформації  
ІПРІ НАН України, Ужгород, Україна*

<sup>2</sup>*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

В даній роботі наведені результати досліджень впливу зовнішніх чинників (температура, лазерне випромінювання) на процеси кристалізації плівок та стекел Se. На основі даних диференціально-термічного та рентгеноструктурного аналізів показано, що в закристалізованих зразках реалізуються дві модифікації Se:  $\alpha$ -моноклінна та тригональна. Розміри кристалічних включень  $\alpha$ -моноклінної модифікації та їх кількість залежать від умов одержання вихідного селену та режимів його термообробки. Визначені енергії активації процесів кристалізації.

Механічні властивості свіжоприготованих та закристалізованих зразків досліджувались методом наноіндентування на твердомірі Nanoindenter II (MTS systems) при різних режимах прикладання навантаження. Показано, що аморфні зразки Se характеризуються значним в'язкопружним відновленням відбитку, причому процес релаксації описується сумою двох експонент з характерними часами релаксації (1,5-2 та 10-20 с). У закристалізованому Se в'язкопружне відновлення відбитку відсутнє. Визначені величини нанотвердості (H) та модуля Юнга (E) аморфного (a-Se) та кристалічного (c-Se) селену. Для a-Se величини H і E рівні  $0,35 \pm 1$  і  $11,2 \pm 0,3$  ГПа, відповідно, а для c-Se –  $1,23 \pm 0,2$  і  $19,5 \pm 0,5$  ГПа, відповідно. Виявлено відмінності наномасштабної релаксації в селені, обумовлені особливостями їх структури. Показана можливість формування поверхневого рельєфу голографічним методом.

На аморфних плівках Se одержані ґратки з висотою рельєфу до 30 нм, величина якої обмежена процесами термо- та фотокристалізації плівки.



## **Investigation of Thermo- and Photocrystallization Processes of Amorphous Selenium by Methods of Thermal Analysis and Nanoindentation**

Gorina O.V.<sup>1</sup>, Trunov M.L.<sup>2</sup>, Gasynets S.M.<sup>1</sup>, Shtets P.P.<sup>1</sup>,  
Rigan M.Yu.<sup>1</sup>, Shpyrko G.M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Uzhgorod Scientific-Technological Center of the Institute for Information  
Recording NASU, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

The investigation results of external factors (temperature, laser radiation) on crystallization processes of films and glasses Se are given. Activation energies of crystallization processes and mechanical properties (nanohardness, Young's modulus) of vitreous, amorphous and crystalline selenium are determined. The nature of crystalline phases is established.

## **Антиструктурні дефекти у кристалах CdTe:Te**

Горічок І.В.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Одним зі способів отримання кристалів кадмій телуриду із заданими властивостями є проведення двотемпературного відпалу попередньо вирощених кристалів, в процесі якого можна ефективно керувати структурою точкових дефектів, які визначають більшість електричних та оптичних властивостей матеріалу.

Незважаючи на значну кількість робіт, в яких досліджувалась структура точкових дефектів CdTe, однозначно невизначеним залишається питання про домінуючі види точкових дефектів у кристалах. Проте наявність такої інформації має велике практичне значення, оскільки, шляхом моделювання дефектної структури кристалів, можна прогнозувати властивості матеріалу в залежності від умов його отримання та обробки.

Актуальним є питання присутності у кристалах CdTe антиструктурних дефектів, який за даними різних авторів може бути як мілким так і глибоким донором.

Метою даної роботи є пояснити електричні властивості та температурну залежність ширини області гомогенності кадмій телуриду, використовуючи при цьому модель дефектної підсистеми, в якій крім вакансій та міжвузлових атомів аніонів та катіонів ( $V_{Cd}$ ,  $V_{Te}$ ,  $Cd_i$ ,  $Te_i$ ) враховано антиструктурні дефекти  $Te_{Cd}$ .

Рівноважні концентрації точкових дефектів у кристалі при двотемпературному відпалі визначали методом мінімізації термодинамічного потенціалу системи кристал-газ.

З використанням запропонованої моделі можна правильно пояснити результати вимірювань електричних властивостей кристалів у широкому

інтервалі температур відпалу та тисків додаткового компоненту при двотемпературному відпалі.

Введення в модель антиструктурних дефектів дозволяє значно краще узгодити експериментальні та теоретичні температурні залежності ширини області гомогенності сполуки, у порівнянні з моделями що не враховують цих дефектів. Згідно з розрахунками за такою моделлю, при температурах нижче  $\approx 900$  К основними дефектами, що зумовлюють відхилення від стехіометрії, є вакансії Кадмію при надлишку телуру та вакансії Телуру при надлишку кадмію, а при вищих температурах – міжвузлові атоми Кадмію при надлишку кадмію та атоми Телуру в підгратці Кадмію і в міжвузлях при надлишку телуру.

Якщо при моделюванні вважати антиструктурні дефекти мілкими донорами, то згідно з результатами розрахунків, при температурах  $T > 1000$  К при жодних значення технологічних факторів двотемпературного відпалу не можливо отримати CdTe р-типу провідності. Такий результат зумовлений присутністю при цих температурах у кристалі значної кількості йонізованих антиструктурних дефектів, які компенсують акцепторну дію міжвузлових атомів Телуру, які при цих умовах є домінуючими йонізованими дефектами. Такі результати експериментально не підтверджені, а тому можна зробити висновок, що антиструктурні дефекти є глибокими донорами і створюють енергетичні рівні поблизу валентної зони.

### **Antistructural Defects in Crystals of CdTe:Te**

Gorichok I.V.

*Vasyl Stefanyk Prekarpathian University,  
Ivano-Frankivsk, Ukraine,*

The calculation of both the free carriers concentrations and point defects in cadmium telluride monocrystals to maximum saturated by Cadmium and Tellurium are conducted. The type of dominant own point defects, which stipulate electric properties of material is determine. It is set that antistructural TeCd is a prevailing point defect in crystals with surplus of chalcogen.

### **Комплекси точкових дефектів у кристалах халькогенідів цинку з участю фонові домішки кисню**

Гургула Г.Я.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

У кристалах цинк халькогенідів кисень є однією із невід'ємних фонових домішок, його гранична концентрація є значною ( $10^{20}$  см<sup>-3</sup>) і переважає у ряді випадків як власну, так і домішкову концентрацію [1]. Ця

обставина призводить до домінуючого впливу кисню на весь комплекс властивостей матеріалу, особливо на формування самоактивованих центрів люмінесценції у різних діапазонах оптичного спектру [2]. При наявності фонові домішки кисню характерними є три різні смуги катодолюмінесценції, які ідентифіковані в літературі як SA (I), SAL (II) і III [3].

Зарядовий стан відзначених центрів катодолюмінесценції визначається типом, концентрацією і зарядом власних точкових дефектів, які пов'язані із відхиленнями від стехіометричного складу основної матриці. Так, зокрема, смугу SA (I), за яку відповідає комплекс  $(O_S^{\times}Zn_i^{\bullet}V_{Zn}^{\prime\prime})^{\prime}$  характерна для кристалів, збагачених на Цинк. Смуга SAL (II), якій відповідає комплекс  $(O_S^{\times}Zn_i^{\bullet\bullet}V_{Zn}^{\prime\prime})^{\times}$  формуються за технологічних факторів, що забезпечують склад, близький до стехіометричного, або ж незначне збагачення на халькоген. Смуга III виникає у  $ZnX$  ( $X - S, Se$ ) за умови значного надлишку халькогену, який обумовлює пониження рівня Фермі і збільшення концентарції власних однозарядних акцепторів  $V_{Zn}^{\prime}$ , що відповідає комплексу  $(O_S^{\times}Zn_i^{\bullet\bullet}V_{Zn}^{\prime})^{\bullet}$ .

Нами зроблено аналіз дефектної підсистеми на основі кристалоквазіхімічних моделей та виявлено їх вплив на фізико-хімічні властивості халькогенідів цинку. Запропоновано кристалоквазіхімічні формули для кристалів n- і p- $ZnX$ , які враховують утворення точкових дефектів та їх комплексів.

Так, зокрема, для n- $ZnSe:O$  кристалоквазіхімічна формула матиме вигляд:

$$\begin{aligned} & \left( Zn_{(1-z)((1-x)(1-\alpha+\alpha\gamma)-x)+z}^{\times} V_{(1-z)(\alpha(1-\gamma)(1-x)+x)}^{\prime\prime} \right)_{Zn} \left( Se_{(1-z)(1-\alpha)(1-x)}^{\times} V_{\alpha(1-z)(1-x)+z}^{\prime} \right)_{Se} \\ & \left( Zn_{\alpha(1-z)(1-\gamma)(1-\delta)(1-x)}^{\bullet} Zn_{\alpha\delta(1-z)(1-\gamma)(1-x)}^{\prime\prime} \right)_i \left( O_{Se}^{\times} Zn_i^{\bullet} V_{Zn}^{\prime\prime} \right)_{x(1-z)-z}^{\prime} + \\ & + (\alpha(1-z)(1-x)(1+\gamma+\delta-\gamma\delta)+z)e^{\prime} + [(1-z)(\alpha(1-x)+3x)]h^{\bullet} \end{aligned}$$

$Zn_{Zn}^{\times}$  і  $Se_{Se}^{\times}$  – Цинк і Селен у вузлах кристалічної ґратки,  $^{\bullet}$  і  $^{\prime\prime}$  – негативний і позитивний заряди відповідно,  $^{\times}$  – нейтральний заряд,  $^{\prime}$  – нульовий заряд,  $\alpha$  – мольна доля легуючого компонента,  $e^{\prime}$  – концентрація електронів,  $h^{\bullet}$  – концентрація дірок.

Визначено залежності концентрації дефектів, вільних носіїв заряду і холлівської концентрації від відхилення від стехіометричного складу основної матриці, ступеня легування елементами (Zn, X, O). Знайдено умови, при яких формується матеріал із заданими типом провідності і концентрацією носіїв струму.

1. Н.К. Морозова, В.А. Кузнецов. Селенид цинка. Получение и оптические свойства. М.: Наука. – 1992.– 96 с.

2. Д.Д. Недеогло, А.В. Симашкевич. Электрические и люминисцентные свойства селенида цинка. Кишинёв: Штиинца. – 1984. – 150 с.
3. Н.К. Морозова, И.А. Каретников. Исследование центров люминесценции, обязанных присутствию меди и кислорода в ZnSe. // Физика и техника полупроводников. –2001. – Т. 35, №1. – сс. 25-33.

**Complexes of point defects in the crystals of chalcogenide of zinc with the participation of background additive of oxygen**

Gurgula G. Ya.

*Precarpathian national university named after Wassyl Stefanyk,  
Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Crystalquasichemical formulae for the crystals n- and p-ZnX, that take into account the formation of the point defects and their complexes, are offered. The conditions, under which the material with the given type of conductivity and concentration of the medium of current form, were found.

**Вплив міжфазних меж на механізми розсіювання носіїв струму у плівках халькогенідів свинцю.**

Дзундза Б.С.

*Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна.*

Плівки халькогенідів свинцю – перспективні матеріали для детекторів і джерел інфрачервоного діапазону оптичного спектру випромінювання. При реалізації лінійок і матриць активних елементів важливим параметром є товщина тонко плівкового матеріалу. В області малих товщин, механізми розсіювання в плівках суттєво відрізняються від таких у масивних зразках. Тут, зокрема, необхідно враховувати розсіювання на межах зерен, поверхні, дислокаціях невідповідності та дефектах росту. У зв'язку із цим важливою проблемою є оцінка цих додаткових механізмів розсіювання у тонких плівках.

Вплив поверхні (міжфазне розсіювання) можна розділити за характеристичними довжинами: рекомбінаційна довжина ( $\lambda_r$ ), дебаєвська довжина ( $\lambda_D$ ), де-бройлівська довжина носіїв ( $\lambda_{D-B}$ ), середня довжина вільного пробігу носіїв ( $\lambda$ ). Якщо розсіювання воб'ємі плівки ( $\mu_v$ ) а на поверхні ( $\mu_s$ ), дефектах росту ( $\mu_d$ ) то за умови, що кожний із цих механізмів є незалежним, згідно правила Матіссена ефективну рухливість ( $\mu_e$ ), яка визначається експериментально, можна представити як

$$\frac{1}{\mu_e} = \frac{1}{\mu_v} + \frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_d}. \quad (1)$$

Для дифузного розсіювання на поверхні

$$\frac{1}{\mu_e} = \frac{1}{\mu_b} \left( 1 + \frac{\lambda}{d} \right), \quad (2)$$

де  $1/\mu_b = 1/\mu_v + 1/\mu_d$ ,  $\lambda$  – довжина вільного пробігу.

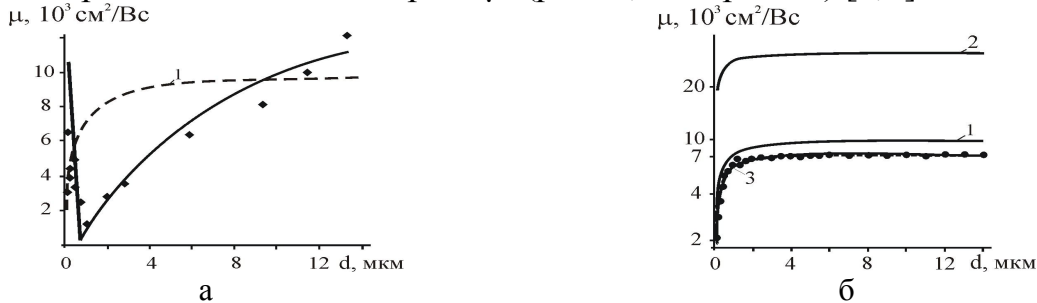
Враховуючи (1) і (2), поверхнева рухливість дорівнюватиме

$$\frac{1}{\mu_s} = \frac{1}{\mu_e} \left( \frac{1}{1 + d/\lambda} \right). \quad (3)$$

Розсіювання на структурних дефектах згідно рівнянь (1) і (3) буде рівне.

$$\frac{1}{\mu_d} = \frac{1}{\mu_e} - \left( \frac{1}{\mu_v} + \frac{1}{\mu_s} \right) = \frac{1}{\mu_e} \left( \frac{1}{1 + \lambda/d} \right) - \frac{1}{\mu_v}. \quad (4)$$

Досліджено товщинні залежності рухливості носіїв струму у тонких плівках різної структурної досконалості. Спостережуване зростання рухливості носіїв  $\mu$  для монокристалічних плівок, осаджених на монокристалах ВаF<sub>2</sub> в області малих товщин ( $d < 1$  мкм) (рис. 1, а – експеримент), обумовлене дзеркальним відбиванням на міжфазних межах завдяки їх досконалій структурі. Модель дифузного розсіювання не описує адекватно експеримент (рис. 1, а – крива 1). Для мозаїчних плівок осаджених на слюді цей ефект не спостерігається (рис. 1, б). Проведені розрахунки підтверджують вище зроблені припущення, про домінування дифузного розсіювання на поверхні  $\mu_s$  (рис. 1, б – крива 1) [1,2].



**Рис. 1.** Залежність холлівської рухливості носіїв ( $\mu$ ) від товщини ( $d$ ) для монокристалічних (а) і мозаїчних (б) плівок PbSe:  $\blacklozenge$ ,  $\bullet$  – експеримент, 1 – розрахунок для дифузного розсіювання на поверхні ( $\mu_s$ ), 2 – розрахунок для розсіювання на дефектах росту ( $\mu_b$ ), 3 – сумарна рухливість.

1. P.R. Vaya, J. Majht, B.S.V. Gopalam, C. Dattatrepan. Thickness Dependence of Hall Mobility of HWE Grown PbTe Films // Phys. Stat. Sol. (a). – 1985. – Т.87, Т.341. – Р 341-350.
2. Фреїк Д.М. Б.С. Дзундза Вплив поверхні і міжкристалічних меж на електричні властивості тонких плівок телуриду свинцю // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – Т. 7, № 4. – С. 673–676.

## Influence of Inter-Phase Boundaries on Charge Carriers Scattering Mechanisms in Chalkogenide of Lead films

Dzundza B.S.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University,  
Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

There are executed the divide contribution different charge carriers scattering mechanisms in the kinetic phenomena of lead chalkogenide thin films different structural completeness on the basis of complex experimental researches and theoretical calculations.

## Модифікація поверхні кремнію прискореними протонами та альфа-частинками

Дмитрук М.Л.<sup>1</sup>, Кондратенко О.С.<sup>1</sup>, Пінковська М.Б.<sup>2</sup>, Хіврич В.І.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Інститут фізики напівпровідників НАН України, Київ,*  
<sup>2</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

З метою пошуку нових фізичних принципів створення сенсорів газів на основі кремнієвих наноструктур проведено оптичні та адсорбційні дослідження поверхні Si, опроміненої прискореними ядерними частинками, які утворюють треки (6,8 MeV протони та 27,2 MeV альфа-частинки, довжина пробігу яких у кристалах кремнію приблизно 300 мкм).

Оптичні параметри поверхні кремнію та природної окисної плівки отримано з допомогою методу багатокутової монохроматичної еліпсометрії. Із залежностей поляризаційних кутів  $\psi(\varphi)$ ,  $\Delta(\varphi)$  за моделлю одношарової плівки на підкладці розраховано параметри тонкого окисного шару SiO<sub>2</sub> і приповерхневої області кремнію (показник заломлення  $n$ , коефіцієнт поглинання  $k$  та товщина  $d$ ) для різних видів і потоків опромінення:

Протони, Потік, см <sup>-2</sup>	$n_{SiO_2}$	$d_{SiO_2}$ , нм	$n_{Si}$	$k_{Si}$
0	1,460	6,70	3,814	0,018
$10^{15}$	1,449	6,30	3,798	0,018
$10^{16}$	1,446	3,50	3,832	0,019
Альфа-частинки Потік, см <sup>-2</sup>	$n_{SiO_2}$	$d_{SiO_2}$ , нм	$n_{Si}$	$k_{Si}$
0	1,445	2,9	3,863	0,020
$2,7 \cdot 10^{14}$	1,424	3,0	3,870	0,019
$2,6 \cdot 10^{16}$	1,431	2,7	3,840	0,019
$10^{17}$	1,450	2,9	4,132	0,019

З таблиці видно, що для опромінення протонами потоком  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> значення  $n_{Si}$  зменшується, одночасно помітно збільшення  $k$ . Це свідчить про розпушування приповерхневого шару і його деструкцію. При таких

самих потоках альфа-частинок  $n$  збільшується, що зумовлено ущільненням приповерхневого шару кремнію. Розпушування поверхневого шару ми пов'язуємо з переважальним скупченням вакансійних дефектів, а ущільнення – скупченням міжвузлових атомів.

Хоча значного впливу протонів на сенсорні властивості не виявлено, чутливість і селективність до парів рідин міняється залежно від потоку.

Стрибокподібна модифікація поверхні кремнію при опроміненні протонами і альфа-частинками може бути проявом самоорганізації радіаційних дефектів у приповерхневому шарі.

Висловлюємо подяку А. Борзаковському та В. Куцу за опромінення зразків.

### **Modification of Silicon Surface by Accelerated Protons and Alpha-Particles**

Dmytruk M.L.<sup>1</sup>, Kondratenko O.S.<sup>1</sup>, Pinkovska M.B.<sup>2</sup>, Khivrych V.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Physics of semiconductors institute of NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine*

<sup>2</sup>*Nuclear researches institute of NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine*

Ellipsometry study of silicon surface irradiated by 6.8 MeV protons and 27.2 MeV alpha-particles with nearly the same free pass has shown stepwise changes optical parameters (index of refraction and absorption factors) at  $10^{17} \text{cm}^{-2}$  fluencies. The surface modification (loosening for protons and compression – for  $\alpha$ -particles) might be caused by the preferring accumulation of vacancies or interstitial atoms for different kinds of irradiation. Modified Si is sensitive to the gas environment.

### **Структурные исследования фуллерита C<sub>60</sub>, допированного молекулярными примесями**

Долгова Г.Н.<sup>1,2</sup>, Гальцов Н.Н.<sup>1</sup>, Стеценко Ю.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина,  
Харьков, Украина,*

<sup>2</sup>*НТУ "ХПИ", Харьков, Украина*

Фуллерит C<sub>60</sub> – это молекулярный кристалл, у которого в температурном интервале существования твердой фазы кубическая решетка. При комнатной температуре фуллерит имеет ГЦК решетку с 4 октаэдрическими и 8 тетраэдрическими пустотами на ячейку. В пустоты при определенных условиях (давление, температура и время) можно поместить примесь. В зависимости от вида и количества примеси изменяются структурные [1], термодинамические [1,2] и электрические свойства C<sub>60</sub> [3].

Допирование  $C_{60}$  молекулярным кислородом производилось при температуре  $100^{\circ}C$  и давлении 10 атмосфер. Структурные исследования проводились на дифрактометре ДРОН-3М.

В результате исследований было определено, что тип решетки при насыщении молекулярной примесью не изменился и остался кубическим и молекулы кислорода находятся в октаэдрических пустотах фуллерита  $C_{60}$ . Нами была исследована кинетика заполнения молекулами кислорода пустот ГЦК решетки  $C_{60}$  при помощи рентгеновской дифрактометрии.

1. Galtsov N.N., Prokhvatilov A.I., Dolgova G.N., Cassidy D., Gadd G.E., Moricca S., Intercalation of fullerite  $C_{60}$  with  $N_2$  molecules. An investigation by x-ray powder diffraction // Fiz. Nizk. Temp.–2007.–v.33, №10, p.1159-1165.
2. A.N. Aleksandrovskii, A.S. Bakai<sup>2</sup>, A.V. Dolbin, V.B. Esel'son, G.E. Gadd<sup>3</sup>, V.G. Gavrilko, V.G. Manzhelii, S. Moricca<sup>3</sup>, B. Sundqvist<sup>4</sup>, B.G. Udovidchenko, Low-temperature thermal expansion of pure and inert gas-doped fullerite  $C_{60}$  // Fiz. Nizk. Temp.–2003.–v.29, №4, p.432-442.
3. J.H. Schon, Ch. Kloc, B. Batlogg, High-temperature superconductivity in lattice-expanded  $C_{60}$  // Science.–2001.–v.293, p.2432-2434.

### Structure Studies of $C_{60}$ Intercalated with Molecular Impurity

Dolgova G.N.<sup>1,2</sup>, Galtsov N.N.<sup>1</sup>, and Stetsenko Yu.E.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering,  
Kharkov, Ukraine.*

<sup>2</sup>*NTU "KhPI", Kharkov, Ukraine.*

The oxygen molecules come into the cavities of  $C_{60}$  and have become an interstitial impurity, during which the impurity located only in octahedral cavities. Location of the impurity in the tetrahedral cavities in this saturation conditions is impossible.

### Паропроникність полімерних плівок на основі вторинних полімерів

Доманцевич Н.І., Ковальчук Х.І.

*Львівська комерційна академія, Львів, Україна*

Використання полімерної тари і пакувань у світовій практиці постійно зростає, тому актуальним є питання утилізації відходів або їх повторної переробки. Структурно-хімічні зміни, що відбуваються в процесі експлуатації поліетиленової плівки, ускладнюють переробку утилізованої полімерної маси. Це вимагає вдосконалювати технологічні режими та методи переробки, модифікуючи хімічний склад полімерної маси шляхом введення ряду компонентів (пластифікаторів, активаторів).

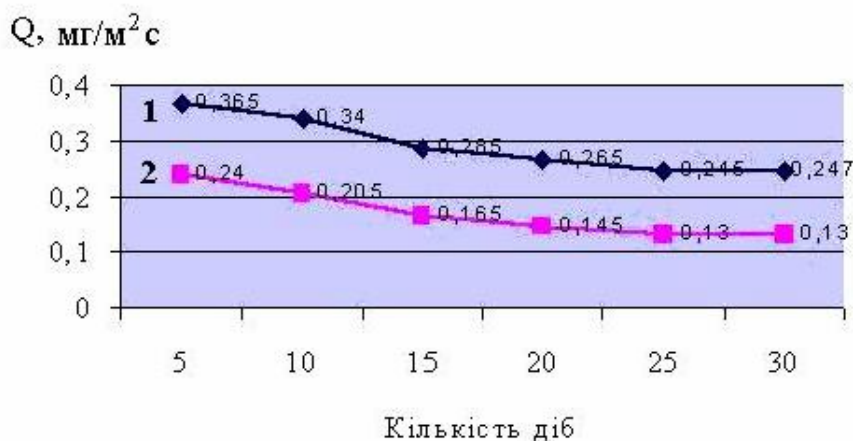


Деколи структуроутворення, зініційоване додатковими компонентами, може призвести до небажаних наслідків, а саме – пористості покриття та його руйнування. Тому дослідження дифузійних властивостей модифікованих матеріалів та покращення їх часової стабільності є важливою умовою отримання матеріалів високої якості.

Метою роботи було вивчення особливостей паропроникності полімерних матеріалів на основі вторинного поліетилену.

Об'єктом для досліджень було вибрано полімерну шихту з утилізованого полімеру, до якої додавали пластифікатор дибутилфталат та диоктилфталат.

Встановлено, що початкова паропроникність тонких полімерних плівок із вторинної сировини складає 0,24 - 0,365 мг/м<sup>2</sup>·с та залежить від товщини плівки (рис.).



**Рис. 1.** Динаміка зміни паропроникності полімерних матеріалів:

1 -  $h = 70$  мкм; 2 -  $h = 80$  мкм

Протягом 30 днів значення паропроникності змінювались, вирівнювались і становили 0,18 та 0,247 мг/м<sup>2</sup>·с для плівок із товщиною  $h = 80$  мкм і  $h = 70$  мкм, відповідно. Вторинні плівки із пластифікаторами характеризувались значно нижчими початковими та за стабілізованими величинами паропроникності - 0,15 та 0,11 мг/м<sup>2</sup>·с (при  $h = 80$  мкм) та 0,27 та 0,21 мг/м<sup>2</sup>·с (при  $h = 70$  мкм).

Таким чином, застосування пластифікаторів на основі фталатів дає можливість спростити технологічні режими переробки вторинних полімерів. При цьому понижується паропроникність плівок, виготовлених із вторинної сировини до значень близьких до паропроникності плівок із первинного гранульованого полімеру.

## **Vapour Permeability of Polymer Films on a Base of Secondary Polymer Compounds**

Donantsevych N.I., Kovalchuk C.I.

*Lviv commercial academy, Lviv, Ukraine*

It is submitted results of vapour permeability investigations of secondary polymer films, which were create with use of plasticizers. The dependence of diffusive properties on thickness and composition of films is shown.

## **Влияние наноструктуры на электрофизические свойства тонких аморфно-кристаллических пленок CrSi<sub>2</sub>**

Драненко А.С., Дворина Л.А.

*Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины,  
Киев, Украина*

В последнее время проявляется большой интерес к исследованию и применению пленок CrSi<sub>2</sub>, который является базовым объектом при изучении сложных систем и твердых растворов на основе силицидов переходных металлов. Тонкие пленки дисилицида хрома могут успешно применяться как резистивные, контактные слои в полном цикле. В настоящей работе представлены результаты исследования наноструктуры и электрических свойств фазового композита аморфно-кристаллических тонких пленок CrSi<sub>2</sub> в области толщин 20-80 нм.

Пленки получали направленным ионно-плазменным распылением мишеней дисилицида хрома, приготовленных методом порошковой металлургии. Наноструктуру пленок изучали с помощью электронного микроскопа типа "Тесла – 540" с напряжением 120 кВ. Электросопротивление рассчитывалось по данным удельного поверхностного сопротивления измеренного четырехзондовым методом.

Показано, что свеженапыленные пленки при T<sub>n</sub> = 573 К содержат аморфную и кристаллическую фазы, образуя фазовый композит. Анализ наноструктуры проводили на фотографиях с помощью специализированного материаловедческого комплекса анализа изображений структур "SIAMS", представляющего собой систему ввода в компьютер, обработки и анализа изображений [1]. Для случая тонких пленок наиболее полно отражают особенности роста частиц и формирования наноструктуры следующие характеристики: D<sub>f</sub> – диаметр Фере, который является средней величиной проекций частицы для 64<sup>-x</sup> направлений πk/64, k = 0...63, на это направление; Θ – объемная доля, вычисляется как отношение общей площади частиц фазы к площади окна измерений: Θ = S<sub>p</sub>/S<sub>o</sub> ; N<sub>Θ</sub> – удельное число частиц рассчитывается как отношение числа частиц к площади окна измерений: N<sub>Θ</sub>=N/S<sub>o</sub> ; L – средняя

хорда частиц, рассчитывается как отношение объемной доли  $\Theta$  к удельной поверхности частиц  $L=4\Theta/S_v$ ;  $l$  – среднее межчастичное расстояние, которое определяется выражением  $l = 4(1-\Theta)/S_v$ ;  $F_c$  – фактор формы частиц определяется, как отношение периметра эквивалентного по площади круга к периметру частицы:  $F_c = 2(\pi S)^{1/2}/P$ , где  $S$  – площадь,  $P$  – периметр частицы. С ростом толщины пленки линейные размеры кристаллитов (средний диаметр Фере, средняя хорда), их объемная часть возрастают, а среднее межчастичное расстояние и удельное число кристаллитов уменьшаются. При этом происходит эволюция наноструктуры от матричного до матрично-статистического типа.

На основании уравнения В.И. Оделевского нами получено выражение для удельного сопротивления аморфно-кристаллического двумерного композита, учитывающее реальную морфологию наноструктуры. Проведено разделение вклада зернограничного и поверхностного рассеяний носителей тока в величину удельного сопротивления. Обработка экспериментальных результатов на основании полученных выражений для реальных пленочных структур  $\text{CrSi}_2$  показала, что не только концентрация кристаллитов, но и отношение диаметра кристаллитов к размеру межкристаллитного расстояния и морфология наноструктуры существенно влияет на величину отношения зернограничного к поверхностному рассеянию и электросопротивление аморфно-кристаллических тонких пленок.

1. А.С. Драненко, Л.А. Дворина, О.И. Гетьман Толщинная зависимость характеристик микроструктуры тонких пленок  $\text{CrSi}_2$  Порошковая металлургия. – 2001. – 5/6, с.112-116

### **Influence of Nanostructure to Electrophysical Properties of $\text{CrSi}_2$ Amorphous-Crystalline Thin Films**

Dranenko A.S., Dvorina L.A.

*Frantsevich Institute for materials Science Problems,  
Academy of science of Ukraine, Kiev, Ukraine*

Linears, volumes and configuration parameters of crystalline and amorphous phase of nanostructure production on transmission electron microscope of  $\text{CrSi}_2$  thin films are studied using computers analysis of image. The resistivity of composite is obtained by solving the Odelevskey equation. The separation of the contribution of both grain boundary and surface transmitters of current scattering on sheet resistance of  $\text{CrSi}_2$  amorphous-crystalline thin films was calculated. The experimental results had shown that just as concentration of crystalline so morphology of microstructure can greatly enhance the resistivity and the relation of grain boundary to surface scattering of amorphous-crystalline films.

## Вплив опромінення $\gamma$ -квантами на властивості ниткоподібних кристалів Si-Ge

Дружинін А.О.<sup>1</sup>, Островський І.П.<sup>1</sup>, Ховерко Ю.М.<sup>1</sup>, Цмоць В.М.<sup>2</sup>  
Павловський Ю.В.<sup>2</sup>, Павловська Н.Т.<sup>2</sup>, Поварчук В.Ю.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Національний університет „Львівська політехніка”, Львів, Україна

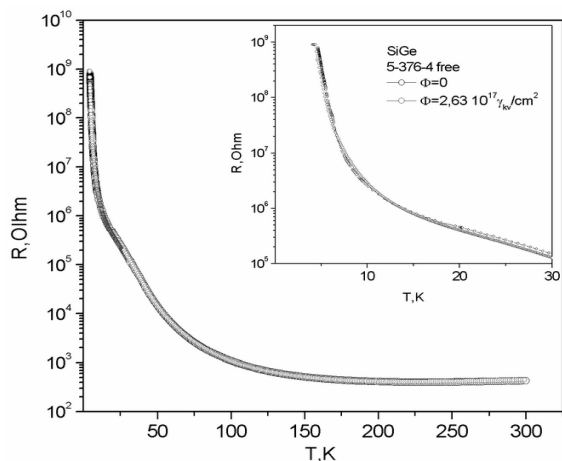
<sup>2</sup>Дрогобицький ДПУ імені Івана Франка, Дрогобич, Україна

<sup>3</sup>Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

На сьогодні існує достатньо робіт, присвячених впливу опромінення  $\gamma$ -квантами на монокристалічний кремній та твердий розчин Si-Ge; проте такі дослідження проводились, в основному, на високоомних монокристалах. На відміну від них дана робота спрямована на дослідження впливу опромінення  $\gamma$ -квантами на властивості легованих ниткоподібних кристалів (НК) мікронних розмірів твердих розчинів  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  з концентрацією домішки, яка відповідає області переходу метал-діелектрик (ПМД).

Досліджено вплив магнітного поля з індукцією до 14 Тл та опромінення  $\gamma$ -квантами (випромінювання  $^{60}\text{Co}$ ) з дозами  $6 \times 10^{16}$  та  $2,63 \times 10^{17}$   $\gamma$ -кв/см<sup>2</sup> на електропровідність НК  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $x=0,03$ ) з питомим опором  $\rho=0,08 \div 0,025$  Ом $\times$ см в інтервалі температур  $4,2 \div 300$  К.

Типова температурна залежність опору опроміненого  $\gamma$ -квантами з дозою  $2,63 \times 10^{17}$   $\gamma$ -кв/см<sup>2</sup> НК  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  наведена на рис. 1. Результати експериментальних досліджень вказують на те, що температурна залежність опору кристалів практично не змінюється після опромінення.

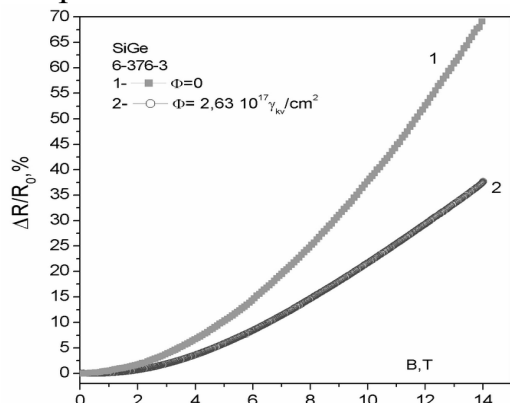


Ця тенденція спостерігається для кристалів з рівнем легування домішкою бору, що відповідає як металевому, так і діелектричному боку ПМД.

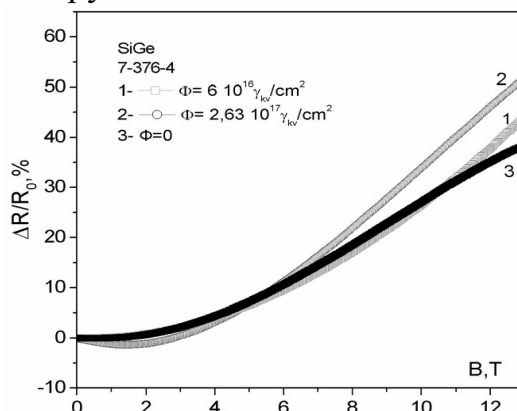
**Рис. 1.** Температурна залежність опору опроміненого  $\gamma$ -квантами НК  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $x=0,03$ ) з питомим опором  $\rho=0,025$  Ом $\times$ см.

Результати дослідження магнітоопору НК  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $x=0,03$ ) з різним рівнем легування зображені на рис. 2 та рис. 3. З рисунків видно, що характер зміни магнітоопору у зразках, опромінені  $\gamma$ -квантами, відрізняється в міру віддалення кристалів від ПМД. Так у зразках поблизу ПМД з питомим опором  $\rho=0,08 \div 0,012$  Ом $\times$ см магнітоопір зменшується після опромінення (рис. 2). Для зразків з діелектричного боку ПМД з  $\rho=0,018 \div 0,025$  Ом $\times$ см, навпаки, магнітоопір опроміненіх НК зростає

(рис. 3) в сильних магнітних полях, тоді як у слабких полях (до 2,5 Тл) спостерігається поява від'ємного магнітоопору.



**Рис. 2.** Магнітоопір НК  $Si_{1-x}Ge_x$  ( $x=0,03$ ) опроміненого  $\gamma$ -квантами з питомим опором  $\rho=0,012$  Ом $\times$ см за 4,2 К.



**Рис. 3.** Магнітоопір НК  $Si_{1-x}Ge_x$  ( $x=0,03$ ) опроміненого  $\gamma$ -квантами з питомим опором  $\rho=0,025$  Ом $\times$ см за 4,2 К.

Виявлені зміни магнетоопору в результаті опромінення у сильнолегованих мікрочастинках Si-Ge пояснюються особливостями стрибкової провідності носіїв по домішковій зоні за низьких температур.

### Influence of $\gamma$ -irradiation on Si-Ge whiskers properties

Druzhinin A.A.<sup>1</sup>, Ostrovskii I.P.<sup>1</sup>, Khoverko Yu.M.<sup>1</sup>, Tsmots V.M.<sup>2</sup>,  
Pavlovskiy Yu.V.<sup>2</sup>, Pavlovska N.T.<sup>2</sup>, Povarchuk V.Yu.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Lviv National Polytechnic University, Lviv, Ukraine

<sup>2</sup>Drohobych pedagogic university, Drohobych, Ukraine

<sup>3</sup>Institute of Physics, NASU, Kiev, Ukraine

An influence of magnetic field (up to 14 T) and  $\gamma$ -irradiation ( $^{60}Co$ ) with dose  $6 \times 10^{16}$  and  $2,63 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  on resistance of  $Si_{1-x}Ge_x$  ( $x=0,03$ ) whiskers with  $\rho=0,08 \div 0,025 \text{ Om} \times \text{cm}$  ( $T=300 \text{ K}$ ) in temperature range  $4,2 \div 300 \text{ K}$  have been studied. It was shown that resistance hardly depends on irradiation, while the whisker magnetoresistance changes substantially in the vicinity to metal-isolator transition.

### Гальвано-плазменный синтез и свойства наноразмерных углеродных материалов

Жилинский В.В.<sup>1</sup>, Дроздович В.Б.<sup>1</sup>, Жданок С.А.<sup>2</sup>, Жарский И.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный технологический университет,  
Минск, Республика Беларусь

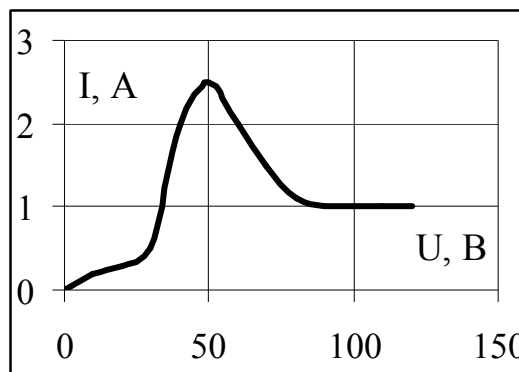
<sup>2</sup> Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,  
Минск, Республика Беларусь

Одной из возможных областей использования наноразмерных углеродных материалов (УНМ) является создание высокомоощных

электрохимических накопителей энергии (ВЭНЭ) с высоким КПД независимо от мощности. Зарядка ВЭНЭ может производиться, в том числе от возобновляемых источников электроэнергии. Основой таких устройств могут быть УНМ, обладающие высокой водородосорбционной электрохимически обратимой емкостью.

Существующие методы препаративного синтеза УНМ реализуются в условиях высокого вакуума, дугового разряда, лазерного нагрева и, как правило, требуют использования специального оборудования. Поэтому при массовом производстве неизбежны значительные инвестирования и эксплуатационные расходы. Кроме того, получаемые УНМ чаще всего нуждаются в дополнительной активации, направленной на создание дефектов структуры, удалением аморфного углерода, внедрение каталитически активных групп и гетероатомов.

Разрабатываемый гальвано-плазменный синтез УНМ реализуется в экологически безопасном водном электролите при атмосферном давлении и напряжении разряда не более 120 В с использованием типового оборудования для гальванических производств. Гальвано-плазменный разряд осуществлялся между графитовыми электродами в сернокислом водном электролите при температуре 90-95°C. Для вольтамперной характеристики (ВАХ) в этом случае (Рис.1) характерны три области: первая – стационарный электролиз (до 30 В); вторая – переходный процесс; третья – устойчивый гальвано-плазменный разряд от 80 до 120 В.



**Рис. 1.** ВАХ гальвано-плазменного процесса

УНМ получали в виде взвеси диспергированных в растворе частиц и осадка, который отстаивали, промывали в дистиллированной воде и высушивали при температуре 100 °С. Морфология полученных УНМ, по данным сканирующей электронной микроскопии, представлена вытянутыми сфероидными структурами. Рентгеновская дифрактограмма УНМ имеет размытый пик в области углов  $2\theta$  от 10 до 20°, что указывает на наличие аморфных структур. Максимальный пик для  $2\theta$  равном 26° соответствует графиту (002). Размытый пик в области углов  $2\theta$  равных 42 - 47° соответствует графиту (100, 101), а пики для 54° указывают на наличие структур  $C_{70}$  -  $C_{60}$  и графита (004). На спектрах комбинационного рассеяния для УНМ наблюдаются четко выраженные пики при  $1630\text{ см}^{-1}$  и  $1300\text{ см}^{-1}$ , что указывает на наличие, соответственно, многостенных углеродных нанотрубок и аморфного углерода в  $sp^3$  гибридизации.

Электрохимическую активацию синтезированных УНМ осуществляли в концентрированной серной кислоте. По данным энергодисперсионного химического анализа, после активации массовая доля углерода уменьшалась с 87 до 68 мас.%, а содержание кислорода возросло с 11 до 24 мас.%. Это, наиболее вероятно, обусловлено удалением аморфного неструктурированного углерода, насыщением поверхности УНМ кислородосодержащими группами и процессами интеркаляции в серной кислоте.

Методом циклической вольтамперометрии установлено, что наибольшей электрокаталитической активностью в кислородной и водородной области в 1 М H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> и 1 М КОН обладают активированные УНМ. Для определения удельной емкости УНМ использовали электрохимическую систему С, УНМ | 1 М H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> | PbO<sub>2</sub>, Pb с неполяризуемым диоксидсвинцовым электродом. Циклы заряда-разряда осуществляли в гальваностатическом режиме при максимальном начальном токе зарядки 250 мА/г. Начало процесса разряда на постоянную нагрузку характеризуется максимальными значениями токов разряда 400 мА/г. Удельная разрядная емкость активированных УНМ в Электрохимическая активация УНМ более чем в 2 раза повышает превышает разрядную емкость, достигающую более 50 мА·ч/г, что соответствует 0,17 мас.% Н.

### **Galvano-Plasma Synthesis and Properties of Nanosize Carbon Materials**

Zhyliniski V.V.<sup>1</sup>, Drozdovich V.B.<sup>1</sup>, Zhdanok S.A.<sup>2</sup>, Zharski I.M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Belarussian State Technological University, Minsk, Belarus,*

<sup>2</sup>*A.V. Lyekov Heat- and Mass Transfer Institute of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

The elongated spherical multiwall carbon structures are obtained in galvano-plasma discharge in sulfate water electrolyte. These materials can electrochemically sorb hydrogen under cathode polarization and have specific discharge capacity to be more than 50 mA·h/g.

### **Исследование полимерных вакуумных конденсатов методом ИК – спектроскопии**

Задорожный В.Г., Полищук С.Г., Кобрин В.Л.

*Одесская национальная академия пищевых технологий, Одесса, Украина*

Установлено, что ИК – спектры полученных полимерных конденсатов меняются в зависимости от условий конденсации. В пленках из ФТ – 4 (политетрафторэтилен), полученных без облучения, в процессе

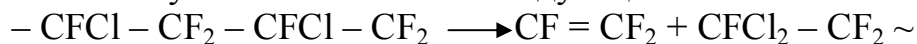
роста наблюдаются две полосы поглощения, соответствующие двойным связям типа  $R_d - CF_2 = CF$  ( $1780\text{см}^{-1}$ ) и  $R_f - CF = CF - CF_2 - R_f'$  ( $1730\text{см}^{-1}$ ).

При увеличении температуры конденсации до 573 К и облучении электронами с энергией 1,5 кэВ эти полосы практически отсутствуют. Это свидетельствует о том, что при низких температурах происходит, в основном, реакция диспропорционирования полимерных радикалов и, что менее вероятно, реакция деполимеризации радикалов. Обе эти реакции при водят к появлению двойных концевых связей и не способствуют росту молекулярной цепи.

Увеличение  $T_k$  и облучение подложки в процессе формирования приводит к альтернативной реакции рекомбинации радикалов, что способствует увеличению молекулярной массы пленки и уменьшению интенсивности этих полос. В случае ПЭ ((полиэтилена) при параметрах облучения, соответствующих  $V_{k\text{max}}$ , общее содержание двойных связей в пленках минимально. Изменение  $T_k$  в интервале 280-470 К не приводит к изменениям в ИК спектрах. При  $T_k$  порядка 520 К в спектрах ПЭ - пленок наблюдается увеличение общего числа двойных связей и  $CH_3$  – групп, что свидетельствует о протекании, наряду со сшиванием, процесса деструкции.

В ИК – спектрах пленок из ПХТФЭ (полихлортрифторэтилен, фторопласт – 3), полученных без инициирования, появляется ряд новых полос при 898, 1310, 1360, 1767, 1803 и 1878  $\text{см}^{-1}$  (последняя только при термическом испарении).

Полосы 1767 и 1360  $\text{см}^{-1}$  указывают на образование концевых двойных связей –  $CF = CF_2$ ; 1767  $\text{см}^{-1}$  связано с  $C = C$  валентными колебаниями указанной группы, а 1360  $\text{см}^{-1}$  – с валентными колебаниями  $C - F$  в  $CF_2$  - группе. Полоса 1310  $\text{см}^{-1}$  также связана с образованием в пленке двойной связи указанного типа по следующей схеме:



и соответствует валентному колебанию  $CF$  – связи в группе –  $CF =$ .

Следует отметить, что интенсивность этих порлос выше у пленок, полученных при термическом испарении. В случае ПА (полиамида) АК 60/40 заметно изменяются оптические плотности  $D_{3310}$  и  $D_{3092}$ , соответствующие полосам амида А и пемида В, соответственно. Уменьшаются также пики в области поглощения 1300 – 1100  $\text{см}^{-1}$ , ответственные за скелетные колебания связей  $C - C$  и  $C - N$ . Причем, наибольшее уменьшение наблюдается у пленок, полученных из испарителей с нагревающимися боковыми гранями и облученных во время роста, что свидетельствует о разрыве  $CH$  и  $C - N$  связей и сшивания полимерных цепей путем образования поперечных связей  $C - C$  и  $C - N$ . Полученные пленки в этом случае нерастворимы.



## IR Spectroscopy of Polymer Vacuum Condensates

V.G. Zadorozhniy, S.G. Polischuk, V.L. Kobrin

*Department of Physics and Material Science, ONAFT, Odesa, Ukraine*

It has been found that IR spectra of polymer thin films depend on conditions of condensation. change of the of condensation temperature and irradiation of the substrate during the forming of the films have considerable influence on structure of the films.

## Усиление плазмонных резонансов в планарных наноструктурах Cu/Ag

Замковец А.Д.<sup>1</sup>, Понявина А.Н.<sup>1</sup>, Баран Л.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, г.Минск, Беларусь*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет, г.Минск, Беларусь*

В настоящее время активно развиваются исследования, связанные с использованием неоднородности ближнего поля вблизи поверхности плазмонных наночастиц для создания различных детекторов, сенсоров и т.д. В этой связи важной задачей является поиск и изучение новых объектов, способствующих реализации и оптимизации поверхностно-усиленных эффектов, для дальнейшего расширения возможностей их практических применений.

Нами изготовлены термическим испарением в вакууме на установке ВУ-1А на подложках из стекла и кварца двухслойные системы из наночастиц меди и серебра, а также отдельные нанослои меди и серебра с различными массовыми толщинами. На спектрофотометре “ Cary 500” исследованы спектры оптической плотности полученных наноструктур в УФ, видимом и ближнем ИК диапазонах. С помощью сканирующего зондового микроскопа "Solver P47-PRO" в контактном режиме исследована структура данных образцов.

Обнаружено, что в двухслойных системах из наночастиц меди и серебра в спектральном диапазоне  $\lambda > 700$  нм имеет место значительное увеличение (более, чем в 1,5 раза) оптической плотности по сравнению с отдельными компонентами Cu и Ag, имеющими такую же массовую толщину, как и соответствующие слои в бинарных системах.

Усиление плазмонного поглощения наночастиц, проявляющееся в области вне полосы межзонного поглощения меди, может быть обусловлено сильными ближнеполевыми электродинамическими взаимодействиями между наночастицами серебра и меди в плотноупакованной двухслойной наноструктуре. На величину плазмонного поглощения в бинарной системе Cu/Ag могут влиять также

процессы переноса заряда, диффузия атомов и т.д. Обсуждаются возможные практические приложения обнаруженного эффекта.

### **Surface Plasmon Enhancement at Planar Nanostructures Cu/Ag**

Zamkovets A.D.<sup>1</sup>, Ponyavina A.N.<sup>1</sup>, Baran L.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

<sup>2</sup>*Belarusian State University, Minsk, Belarus*

Strong enhancement of light absorption over the spectral range of the copper surface plasmon resonance has been observed at two-layer planar systems of copper and silver nanoparticles made with the use of successive vacuum evaporation.

### **Про модель механізму хемосорбції**

Іванків Л.І., Козак М.М., Пастирський Я.А.

*Львівський національний університет імені Івана Франка,*

*Львів, Україна*

Модель механізму хемосорбції і каталізу розглядається на системі  $O_2$  – окис металу, на поверхні якого є центри адсорбції (ЦА). Для спрощення розглядаються ЦА – кисневі вакансії як потенційні ями для електронів молекул кисню, які адсорбуються. Розкрити механізм процесу хемосорбції допоможе кінетика хемосорбції та її енергетика. Для цього аналізуються явища, які супроводжують хемосорбцію: зміна електропровідності і роботи виходу електрона з окису-адсорбента при хемосорбції, емісійні явища, нагрівання поверхні адсорбента та каталітичні перетворення адсорбованого кисню.

Процес хемосорбції починається з затягування електрона молекули в ЦА поверхні на рівень згідно принципу енергетичної відповідності. Утворюється резонанс – „слаба” форма хемосорбції. Свідченням утворення такої форми хемосорбції є смуга ІЧС, розміщена між смугами  $O_2$  і  $O_2^+$ . Енергія зв'язку молекули з поверхнею дорівнює величині енергії, на яку зменшився зв'язок атомів молекули. Перерозподіл електронів системи молекула–ЦА супроводжується „переливанням” енергії зв'язку між атомами на зв'язок молекули з поверхнею.

Якщо існують енергетичні рівні потенційної ями нижчі заповненого, то електрон переходить на нижчий з виділенням частини теплоти адсорбції  $q$ , а осциляція (резонанс) електрона між молекулою і ЦА припиняється. На цей рівень переходить електрон із зони провідності з випромінюванням кванта  $h\nu$ , а поверхня заряджається. При цьому змінюється опір шару окису і робота виходу електрона. Із заповненням ЦА енергія активації хемосорбції зростає а теплота адсорбції ( $q + h\nu$ ) зменшується. Аналізуються причини цих змін. Енергія „переливання” з заповненням також змінюється

(зменшується), а енергія зв'язку атомів молекули зростає. Якщо серед хемосорбованих молекул є такі, що енергія зв'язку атомів рівна енергії, яка виділяється при перетворенні „слабкої” форми хемосорбції в „міцну”, то відбувається резонансне поглинання цієї енергії молекулою і її дисоціація. У системі MgO–O<sub>2</sub> реєструється мас-спектроскопічним методом атомарний кисень при температурі хемосорбції близько 270 С. Таким чином, зафіксовані ЦА окису MgO, які є центрами каталізу – перетворення молекулярного кисню в атомарний і озон. Розглядається механізм процесу утворення озону.

З ростом температури системи MgO–O<sub>2</sub> до  $T_k=270$  С каталітична активність зростає. Ріст температури системи від 270 С знижує швидкість утворення атомарного кисню при інших незмінних умовах. Це явище аналізується і пояснюється в запропонованій моделі.

### **About Model of Chemisorption Mechanism**

Ivankiv L.I., Kozak M.M., Pastursky Y.A

*I. Franko Lviv National University, Lviv, Ukraine*

The mechanism of chemisorptions and canalize model on the surface O<sub>2</sub>–metal oxide system with centers of adsorption was consider. Electron processes occurred on surface starting with transition electron from molecule O<sub>2</sub> to the center of adsorption in according to principle of energetic accordance right up to creating “the strong form” of chemosorbtion and dissociating of O<sub>2</sub> and separation of atomic oxygen and ozone was analyzed.

### **Деградація електричних властивостей плівок PbX (X = S, Se, Te) під впливом кисню.**

Кланічка Ю.В.

*Прикарпатський національний університет  
імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

Досліджено залежність електричних параметрів полікристалічних плівок халькогенідів свинцю різної товщини  $d = 20-250$  нм від тиску кисню  $P_{O_2}=10^{-4}-10^4$  Па. Виявлено два різних механізми акцепторної взаємодії кисню із поверхнею тонких плівок. Запропоновано кристалохімічні механізми адсорбції кисню, пов'язані із заміщенням халькогену, а також вкоріненням у тетрапорожнини щільної упаковки атомів свинцю кристалічної ґратки основної матриці.

Найбільш активним атмосферним газом, що суттєво впливає на властивості плівок халькогенідів свинцю є кисень [2,3]. Встановлено, що адсорбція кисню призводить до утворення позитивного заряду із поверхневою концентрацією  $(1,7-6,0) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> і появою інверсного

шару на плівках n-типу, або збагаченого на основні носії шару у плівках р-типу провідності [5]. Зауважено, що, не дивлячись на значне число робіт, у літературі ще до цих пір ведуться суперечки відносно механізмів взаємодії кисню із поверхнею плівок. Так, зокрема, легуючий вплив кисню для області тисків ( $10^{-7} - 10^{-4}$ ) Па пояснюється моделлю мобільних дефектів. Згідно цієї моделі міжвузлові атоми свинцю, які є донорами, дифундують при наявності кисню із об'єму плівки (коефіцієнти дифузії  $10^{-4}$  см<sup>2</sup>/с) до її поверхні, де і взаємодіють із киснем. Крім того вважають, що кисень взаємодіє тільки із катіонами плівки. Дослідження властивостей плівок PbTe, вирощених у високому вакуумі  $\sim 2,7 \cdot 10^{-8}$  Па і експонованих при тиску кисню  $P_{O_2}=1$  Па, вказують, що зразки мають р-тип провідності із концентрацією дірок  $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, яку пов'язують з утворенням поверхневих акцепторних станів. Цей процес є зворотнім. Крім того, кисень інтенсивно адсорбується межами зерен, створюючи потенціальні бар'єри. Цей механізм є менш зворотній, так як атоми кисню тут сильніше пов'язані, як на поверхні.

Тонкі плівки халькогенідів свинцю отримували відкритим випаровуванням у вакуумі наважок синтезованих сполук з наступним осадженням пари на склянні підкладки. Товщина плівок варіювалася у межах (20-250) нм. Провідність плівок визначалася потенціометрично при різних значеннях тиску кисню  $P_{O_2}=(10^{-4}-10^4)$  Па. З отриманих результатів експериментів встановлено, що як для плівок PbTe, так і PbSe, які мали початковий n-тип провідності при першому циклі підвищення тиску кисню  $P_{O_2}$  має місце стрімке зменшення питомої електропровідності до досягнення мінімального значення  $\sigma_{min}$ . В області значень тисків  $P_{O_2}^*$ , які відповідають  $\sigma_{min}$  реалізується конверсія провідності у плівках з n- на р-тип. Подальше підвищення  $P_{O_2}$  вже для плівок n-типу обумовлює зростання їх провідності. Встановлено, що значення тиску кисню  $P_{O_2}^*$ , що відповідає конверсії типу провідності зростає із збільшенням товщини плівок. При цьому також зростає і величина їх питомої електропровідності, що відповідає  $\sigma_{min}$ . Зауважимо, що наступне перевакуування кисню не призводить до суттєвих змін провідності плівок. Крім того, відносна зміна питомої електропровідності ( $\Delta\sigma/\sigma_0$ ) під впливом кисню є максимальною для тонких плівок і спадає із зростанням їх товщини.

Наведені вище результати однозначно підтверджують акцепторну роль кисню у плівках халькогенідів свинцю. Можливими кристалохімічними механізмами взаємодії кисню із плівками можуть бути як заміщення киснем аніонних вакансій у матеріалі n-типу, так і халькогену у плівках р-типу, або ж вкорінення кисню у міжвузля – тетраедричні порожнини щільної упаковки атомів свинцю основної матриці.

Для цих двох механізмів кисень є ефективним акцептором і

обумовлює зменшення концентрації електронів, конверсію провідності з n- на p-тип і подальше зростання концентрації дірок для плівок із початковою електронною провідністю. Той факт, що перевакуування кисню не призводить до змін у електропровідності плівок пов'язано із значним хімічним зв'язком кисню із матеріалом плівок, характерним для хімічної адсорбції. Для матеріалу із початковим p-типом провідності кисень спричиняє тільки зростання концентрації основних носіїв – дірок.

### **Physical and Chemical Properties and Mechanisms Formation Sosoloids of Lead Tellur– Tellurion of Rare-Earth Elements.**

Klanichka Yu.V.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University,  
Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

Dependence of electric parameters of polycrystalline films of lead halkogenides from different thickness ( $d = (20-250) \text{ nm}$ ) at the pressure of oxygen ( $P_{O_2} = 10^{-4} - 10^4 \text{ Pa}$ ). are explored. Found out two different mechanisms of aktseptornoy co-operation of oxygen with the surface of thin films. The Crystal Chemistry mechanisms adsorptions of oxygen, related to substituting for halkogenides, and also taking root in tetraporozhnini of the dense packing of atoms of lead of crystalline grate of basic matrix are offered.

### **Температурный гистерезис при плавлении-кристаллизации в пленочных системах**

Колендовский М.М.<sup>1</sup>, Богатыренко С.И.<sup>2</sup>, Гладких Н.Т.<sup>2</sup>, Крышталь А.П.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Научный физико-технологический центр, Харьков, Украина*

<sup>2</sup>*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

В последнее время большое внимание уделяется исследованию процессов, происходящих при формировании наноразмерных систем и прежде всего процессов плавления-кристаллизации. Это важно не только для понимания явлений зародышеобразования при фазовых переходах жидкость – кристалл, но и для решения практических задач, связанных с затвердеванием и улучшением микроструктуры, а так же свойств стабильных или метастабильных фаз.

Ранее в работе [1] для исследований процессов переохлаждения при кристаллизации веществ был предложен метод конденсации на подложку с градиентом температуры. Однако при таком методе величина переохлаждения чувствительна к влиянию на нее, прежде всего, газовых неконтролируемых примесей, присутствующих в процессе эксперимента, которое усиливается высокой температурой подложки. Кроме того такой метод мало эффективен для систем с углом смачивания мене  $90^\circ$ .

Для изучения температурного гистерезиса при плавлении-кристаллизации в работе [2], предложено использовать измерение электрического сопротивления при нагреве и охлаждении слоистых пленочных систем. Такие системы препарировались так, что исследуемая пленка легкоплавкого компонента находилась между слоями более тугоплавкого, то есть в матрице. Оказалось, что по изменению электросопротивления в слоистых пленочных системах можно однозначно определить температуры плавления и кристаллизации. Однако такой метод оказался непригодным для исследования слоистых пленочных систем, в которых матрицей выступали материалы с плохой проводимостью, такие как, например, кремний или германий.

Исходя из вышеизложенного, в данной работе предложен новый подход, основанный на использовании кварцевого резонатора в качестве датчика процессов, происходящих при фазовом переходе плавление-кристаллизация в слоистых пленочных системах. Метод состоит в том, что слоистая пленочная система препарируется непосредственно на кварц, для которого проводятся измерения частоты в циклах нагрев-охлаждение. Для проверки принципиальной возможности использования такого метода исследовались плавление и кристаллизация пленок чистого висмута. Этот выбор обусловлен тем, что висмут достаточно хорошо изучен, что дает возможность для сравнения полученных результатов.

Так, в роли подложки использовался стандартный АТ срез кварца, с частотой основной гармоники 4,6 МГц. На кварц дуговым методом наносилась пленка углерода около 10 нм, необходимая для предотвращения взаимодействия контактов кварца с исследуемой системой. Затем на углерод наносилась пленка висмута около 60 нм.

В результате оказалось, что частота кварца очень чувствительна к процессам, происходящим в пленке, как при нагреве, так и при охлаждении. Причем, вид зависимости частоты кварца от температуры повторяется и в последующих циклах нагрев-охлаждение, хотя пленка висмута уже после первого цикла представляет собой островковую пленку, состоящую из закристаллизовавшихся после плавления частиц висмута. В результате проведенных исследований были получены температуры плавления и кристаллизации висмута на углеродной пленке, которые совпадают с температурами, измеренными другими методами.

Таким образом, предложенный метод может оказаться перспективным для исследования фазовых переходов плавление – кристаллизация для слоистых пленочных систем, в которых матрицей выступает непроводящий материал.

1. Гладких Н.Т., Чижик С.П., Ларин В.И. и др. Переохлаждение при кристаллизации островковых пленок // Известия АН СССР, Металлы. – 1982. – №5. – С.196-211.

2. Supercooling upon crystallization in layered Al/Bi/Al film system / S.I. Bogatyrenko, A.V. Voznyi, N. T. Gladkikh, A.P. Kryshtal. – The Physics of Metals and Metallography. – 2004. – V.97, No. 3. – P. 273–281.

### Temperature Hysteresis at Melting-Crystallization in a Film Systems

Kolendovskiy M.M.<sup>1</sup>, Bogatyrenko S.I.<sup>2</sup>, Gladkikh N.T.<sup>2</sup>, Kryshtal A.P.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Kharkiv scientific center of physics and technology, Kharkiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

The new approach for investigation of melting and crystallization of nano-size layered film systems, based on measurement of the quartz resonator frequency during heating-cooling cycle has been offered. A good repeatability of the temperature dependence of the frequency of quartz with Bi film in subsequent heating-cooling cycles has been shown. The received values of bismuth melting and crystallization temperatures are well correlated with literature ones.

### Тонка структура спектра випромінювання трьох електронів, що рухаються вздовж гвинтової лінії вакуумі та середовищі

А.В. Константинович<sup>1</sup>, І.А. Константинович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна*

<sup>2</sup>*Інститут термoeлектрики НАН і МОН України, Чернівці, Україна*

В даній роботі досліджено тонку структуру спектра випромінювання трьох електронів. Закон руху та швидкість  $l$ -го електрона, що рухається вздовж гвинтової лінії у прозорому середовищі, визначається співвідношеннями [1]:

$$\vec{r}_l(t) = r_0 \cos\{\omega_0(t + \Delta t_l)\}\vec{j} + r_0 \sin\{\omega_0(t + \Delta t_l)\}\vec{k} + V_{\parallel}(t + \Delta t_l)\vec{k}, \quad \vec{V}_l(t) = \frac{d\vec{r}_l(t)}{dt}. \quad (1)$$

Тут  $r_0 = V_{\perp}\omega_0^{-1}$ ,  $\omega_0 = ceB^{ext}\tilde{E}^{-1}$ ,  $\tilde{E} = c\sqrt{p^2 + m_0^2c^2}$ ,  $V_{\perp}$ ,  $V_{\parallel}$  – компоненти швидкості,  $\vec{p}$ ,  $\tilde{E}$  – імпульс та енергія електрона,  $e$  і  $m_0$  – його заряд і маса спокою,  $\vec{B}^{ext}$  – вектор магнітної індукції,  $\Delta t_l$  – зміщення за часом  $l$ -го електрона. Середня потужність випромінювання  $\bar{P}^{rad}$  системи трьох невзаємодіючих електронів, що рухаються один за одним вздовж гвинтової лінії, визначається співвідношеннями

$$\bar{P}^{rad} = \int_0^{\infty} W(\omega) d\omega, \quad (2)$$

$$W(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c^2} \int_0^{\infty} dx \mu(\omega) S_3(\omega) \omega \frac{\sin\left\{\frac{n(\omega)\omega}{c} \eta(x)\right\}}{\eta(x)} \cos(\omega x) \left[ V_{\perp}^2 \cos(\omega_0 x) + V_{\parallel}^2 - \frac{c^2}{n^2(\omega)} \right], \quad (3)$$

де  $\eta(x) = \sqrt{V_{\parallel}^2 x^2 + 4 \frac{V_{\perp}^2}{\omega_0^2} \sin^2\left(\frac{\omega_0}{2} x\right)}$ ,  $S_3(\omega)$  – фактор когерентності трьох електронів.

$$S_3(\omega) = 3 + 2 \cos(\omega \Delta t_{12}) + 2 \cos(\omega \Delta t_{23}) + 2 \cos\{\omega(\Delta t_{12} + \Delta t_{23})\}. \quad (4)$$

$\Delta t_{12}$  – зсув у часі між першим і другим електронами,  $\Delta t_{23}$  – зсув у часі між другим і третім електронами.

Особливу увагу приділено дослідженню тонкої структури спектрального розподілу потужності синхротронного та синхротронно-черенковського випромінювань трьох електронів, що рухаються по гвинтовій лінії у вакуумі та прозорому ізотропному середовищі та дослідженню явища надвипромінювання в такій системі. Проаналізовано спектри синхротронного та синхротронно-черенковського випромінювань окремого електрона

1. А.В. Константинович, І.А. Константинович. Спектр випромінювання чотирьох електронів, що рухаються вздовж гвинтової лінії в прозорому середовищі // Фізика і хімія твердого тіла. – 2007. – Т. 8, № 2. – С. 240–249.

### **Thin Structure of Spectrum of Radiation of Three Electrons, that Move Along a Spiral Line Vacuum and Environment**

Konstantynovych A.V.<sup>1</sup>, Konstantynovych I.A.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Chernivtsy National University, Chernivtsy, Ukraine

<sup>2</sup> Institute of thermo-electricity, Chernivtsy, Ukraine

The thin structure of spectrum of radiation of three electrons is explored in this work. Law of motion and speed of the electron, that moves along a spiral line in a transparent environment

### **Двофононне наближення у задачах перенормування енергетичного спектра квазічастинки у плоскій напівпровідниковій наноплівці**

Крамар В.М., Ткач М.В.

Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича,  
Чернівці, Україна

Інтенсивне дослідження властивостей напівпровідникових наноструктур – квантових ям, точок та дротів, що спостерігається протягом останніх десятиліть, пояснюється перспективою створення на їх основі новітньої електронно-оптичної техніки [1]. Теоретичні розрахунки енергетичного спектра вільних носіїв у плоских квантових ямах (КЯ) з урахуванням їх взаємодії з фононами виконуються, як правило, методами теорії збурень або Лі-Лоу-Пайнса в однофононному наближенні. Такі підходи дозволили встановити характер залежності енергій та ефективних



мас електрона і дірки від ширини КЯ, проте вони не застосовні для вивчення температурних змін фізичних параметрів наносистем. За умови невеликих концентрацій квазічастинок таку задачу можна розв'язати у методом функцій Гріна з використанням діаграмної техніки Фейнмана-Пайнса [2].

З метою створення теорії електрон-фононої взаємодії, що дозволила б досліджувати температурні зміни властивостей плоских наноплівки (НП) з довільною силою зв'язку в широкому інтервалі енергій, нами побудовано гамільтоніан електрон-фононої системи у зображенні чисел заповнення за всіма змінними системи [3]. Це дозволило розрахувати перенормоване електрон-фононою взаємодією положення дна основної зони електронів у НП та дослідити його залежність від товщини НП і температури [4]. Розрахунки здійснені методом функцій Гріна у рамках однофононного наближення з урахуванням взаємодії з обмеженими ( $L0$ ), напівпросторовими та інтерфейсними фононами на прикладі НП  $\beta$ -HgS, вміщеної у  $\beta$ -CdS.

У цьому повідомленні наводиться методика урахування багатфононних процесів при розрахунках енергетичного спектра електрона у НП, що ґрунтується на відповідній техніці підсумовування діаграм Фейнмана [2]. На прикладі взаємодії з обмеженими оптичними фононами при  $T = 0$  К побудовано двофононний масовий оператор електрон-фононої системи, що визначає величину зміщення дна основної зони електрона у КЯ

$$\Delta_{L0}(\omega) = -\frac{\pi^2 e^2 a \Omega_{L0}}{2\varepsilon a_0^2 L} C_1^2 \sum_{n,\lambda} \frac{(\lambda C_n X_{1n}^\lambda)^2}{N^2 R_n(\omega) + \lambda^2} \ln \left| \frac{1 - R_n^{-1}(\omega)}{1 + (N/\lambda)^2} \right|,$$

де  $X_{1n}^\lambda$  – наведені у [6] функції, що визначають взаємодію основного рівня  $E_1$  електрона у КЯ з  $L0$ -фононами;  $R_n(\omega) = [\hbar\omega - E_n - 2\Omega_{L0} - M_0(\omega)]/L$ ;  $M_0(\omega)$  – значення слабо залежної від поздовжньої складової квазіімпульсу фонона  $\vec{q}_{||}$  функції

$$M_0(\vec{q}_{||}, \omega) = -\frac{\pi e^2 \Omega_{L0}}{2\varepsilon a L} C_1^2 \sum_{n,\lambda} \frac{(\lambda C_n X_{1n}^\lambda)^2}{\sqrt{|\hbar\omega - E_n - 2\Omega_{L0}|/L}} \ln[1 + (N/\lambda)^2] \times \\ \times \left( \arctg \frac{1 + a_0 q_{||} / \pi}{\sqrt{|\hbar\omega - E_n - 2\Omega_{L0}|/L}} + \arctg \frac{1 - a_0 q_{||} / \pi}{\sqrt{|\hbar\omega - E_n - 2\Omega_{L0}|/L}} \right),$$

визначене для фіксованого малого  $q_{||}$ ;  $a = Na_0$  – товщина НП зі сталою ґратки  $a_0$ ;  $\lambda = 1, 2, \dots, N$ ;  $E_n$  і  $C_n$  – енергія і нормувальний множник функції стану електрона у КЯ;  $\Omega_{L0}$  – енергія фонона;  $L = \pi^2 \hbar^2 / (2ma_0^2)$ .

Положення дна основної зони, перенормованого електрон-фононою взаємодією, знаходиться з рівняння

$$\hbar\omega - E_1 = \Delta_{L0}(\omega)$$

і виявляється зміщеним у бік менших енергій на величину, що перевищує величину зміщення, одержаного у однофоновому наближенні [3].

1. V.V. Mitin, V.A. Kochelap, M.A. Stroschio. Quantum Heterostructures. Microelectronics and Optoelectronics, Cambridge: Cambridge University Press. – 1999.
2. М.В. Ткач. *Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки і дроти*, Чернівці: Вид-во ЧНУ ім. Юрія Федьковича. – 2003.
3. М.В. Ткач, В.М. Крамар. Електрон-фоновна взаємодія і механізми перенормування електронного енергетичного спектра плоскої наноплівки // УФЖ.–2008. – Т.53, №8. – сс. 813-820.
4. М.В. Ткач, В.М. Крамар. Температурний генезис дна основної зони енергій електрона у плоскій наноплівці // УФЖ. –2008. – Т.53, №11.– сс. 1111-1119.

### **Two-phonon Approach in the Problem of Electron's Energy Transformation in a Flat Nanofilm**

Kramar V.M., Tkach M.V.

*Yuriy Fed'kovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Two-phonon approach in the problem of electron's energy transformation in a flat nanofilm is presented. It is shown that position of the electron's ground state shifts in the low-energy region just more than in one-phonon consideration.

### **Вплив домішок Ag, Cu на генерацію другої та третьої оптичних гармонік у плівках ZnO**

Кулик Б.<sup>1</sup>, Капустяник В.<sup>1</sup>, Турко Б.<sup>1</sup>, Рудик В.<sup>1</sup>, Фігá В.<sup>2</sup>, Сахроуї Б.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна*

<sup>2</sup>*Університет м. Палермо, Палермо, Італія*

<sup>3</sup>*Університет м. Анже, Анже, Франція*

Оксид цинку (ZnO) являється дуже привабливим матеріалом для широкого застосування як у мікроелектронних так і в оптоелектронних приладах. Це широкозонний оксидний напівпровідник з шириною забороненої зони близько 3.37 eV при кімнатній температурі та енергією зв'язку екситона 60 meV. Так як ZnO поглинає ультрафіолетове випромінювання завдяки прямому міжзонному переходу, матеріали на його основі можуть бути використані в якості прозорих провідних оксидних плівок в основному для сонячних панелей, рідкокристалічних дисплеїв, дзеркал. Крім цього, ZnO використовується у багатошарових напівпровідникових об'єктах, газових сенсорах, ультрафіолетових випромінювачах, п'єзоелектричних перетворювачах. В даний час оксид цинку вважається одним з найперспективніших матеріалів завдяки своїм

електричним та оптичним властивостям, високою механічною та хімічною стійкістю разом з поширеністю в природі та нетоксичністю. Структурні, фізичні та електричні властивості плівок ZnO залежать від параметрів їх осадження, подальшої обробки і легуючих матеріалів. Як відомо, метали групи I (Ag, Cu) є швидкодефундуючими домішками у напівпровіднику, які можуть внести зміни у характеристики структури, а отже, й інших фізичних властивостей.

Когерентні нелінійно-оптичні явища такі як генерація другої та третьої гармонік безпосередньо залежать від кристалічної структури середовища, що приводять до суттєвої поляризаційної селективності. Більш цього, нерезонансна генерація гармонік є по-суті незалежною від довжини хвилі нижче ширини забороненої зони напівпровідника включаючи спектральну область, що зазвичай використовується для оптоволоконних комунікацій.

Тонкі плівки ZnO леговані домішками Ag та Cu з різним процентним вмістом були отримані методом радіо-частотного магнетронного осадження. Структурні, морфологічні та оптичні властивості отриманих плівок виявились залежними від вмісту металічної домішки. Звуження оптичної ширини забороненої зони спостерігалось для усіх легованих плівок ZnO у зв'язку з заміщенням іонів цинку іонами срібла або міді. Нелінійно-оптичні властивості, а саме нелінійно-оптичні сприйнятливості досліджувались поворотним методом Мейкера у схемі на пропускання. Нелінійно-оптичний відгук другого порядку плівок ZnO легованих Ag або Cu виявився нижчим ніж у плівці ZnO без домішок. Ефективність генерації другої гармоніки у плівці ZnO:Ag є дещо вищою ніж у плівці ZnO:Cu при близькій концентрації домішки. Аналогічно, генерація третьої оптичної гармоніки у чистій плівці ZnO є вищою ніж у легованих. Можна вважати, що процеси генерації вищих гармонік у плівках ZnO є суворо залежними як від типу легуючої домішки, так і від її вмісту, що пояснюється різним типом входження металічної домішки у ґратку оксиду цинку і її впливом на нелінійно-оптичні властивості.

### **Influence of Ag, Cu Dopants on the Second and Third Optical Harmonic Generation in ZnO Films**

Kulyk B.<sup>1</sup>, Kapustianyk V.<sup>1</sup>, Turko B.<sup>1</sup>, Rudyk V.<sup>1</sup>, Figà V.<sup>2</sup>, Sahraoui B.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Ivan Franko National University of Lviv, Lviv, Ukraine*

<sup>2</sup>*University of Palermo, Palermo, Italy*

<sup>3</sup>*University of Angers, Angers, France*

The influence of Ag, Cu dopants content on the microstructural evolution and optical as well as nonlinear optical properties of ZnO films was investigated. The second order nonlinear optical response of silver- and copper-doped ZnO films was found to be lower than that of undoped ZnO film. In addition, the

decrease of the third harmonic generation response is observed in ZnO films with increasing of Ag or Cu dopant amount.

## **Розробка технології каталітичного синтезу вуглецевих нанотрубок з заданим розподілом діаметрів**

Лемеш Н.В., Хаврус В.О., Трипольський А.І., Стрижак П.Є.

*Інститут фізичної хімії ім. Л.В. Писаржевського НАН України, Київ, Україна*

Відкриття вуглецевих нанотрубок (ВНТ) стали основою для нових областей наукових досліджень. Фізико-хімічні властивості ВНТ роблять можливим їх застосування в якості композитів, хімічних сенсорів, автоемісійних дисплеїв, контейнерів для зберігання водню, носіїв каталізаторів в каталітичних процесах та інше.

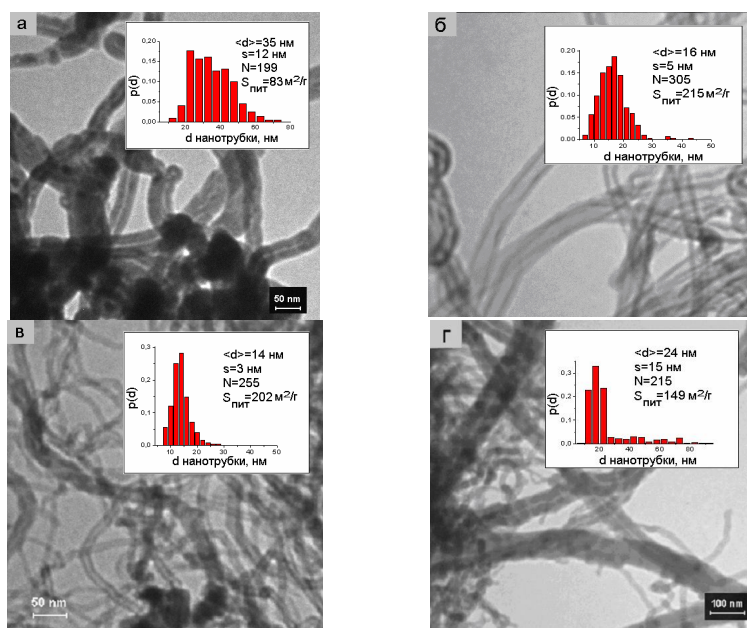
Унікальні властивості ВНТ залежать від їх розмірів та морфології. За морфологією відрізняють одностінні вуглецеві нанотрубки та багатостінні. Ідеальна одностінна нанотрубка є графітовою площиною, згорнутою в трубку, багатостінна нанотрубка утворюється з декількох одностінних трубок, вкладених одна в іншу. Найважливішими характеристиками вуглецевих нанотрубок є їх середній діаметр та розподіл за діаметрами.

ВНТ отримують шляхом лазерного випаровування суміші графіту з металами, в дуговому розряді, електрохімічно, піролітично тощо. Найбільш перспективним методом синтезу ВНТ є метод термічного розкладу вуглеводнів (ТРВ) на частинках металів. В порівнянні з іншими він дозволяє контролювати морфологію, вихід ВНТ, їх середній діаметр та розподіл за діаметрами. Контролювання цих параметрів ВНТ досягається шляхом варіювання умов синтезу.

Таким чином дана робота була присвячена дослідженню впливу методу приготування каталізатора, температури синтезу, швидкості газового потоку та концентрації етилену і водню в ньому на питомий вихід, структуру, розподіл нанотрубок за діаметрами та питому поверхню ВНТ в процесі термічного розкладу етилену на наночастках нікелю, кобальту та заліза.

Для отримання ВНТ потік етилену в аргоні пропускали над Ni-MgO каталізатором, приготовленим шляхом співсаджень при температурі в інтервалі 500-800°C. Для запобігання утворення аморфного вуглецю в газову суміш додавали водень. В процесі синтезу крім температури змінювали концентрацію реагенту та водню, швидкість загального газового потоку. Крім нікелю використовували також наночастинки кобальту та заліза на носіях: MgO, CaO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, CaCO<sub>3</sub>, ZnO, NaCl, Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>. Наночастинки каталізатору готували шляхом просочування та співсаджень. Морфологія отриманих ВНТ була досліджена за допомогою спектроскопії комбінаційного розсіювання (СКР) та трансмісійної електронної мікроскопії (ТЕМ). Питому поверхню ВНТ визначали методом БЕТ по тепловій десорбції азоту. За даними ТЕМ проводили

статистичну обробку та отримували розподіл нанотрубок за розмірами, розраховували середній діаметр нанотрубок та середнє квадратичне відхилення.



**Рис. 1.** ТЕМ-зображення ВНТ синтезованих на: а)- Ni-CaO, отриманому шляхом співосадження; б)- Ni-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, отриманому шляхом імпрегнації; в)- Ni-MgO, отриманому шляхом співосадження; г)- Ni-CaO, отриманому шляхом імпрегнації. На кожному з рисунків наведений розподіл ВНТ за діаметрами, а також середнє значення діаметрів ( $\langle d \rangle$ ), дисперсія ( $s$ ), кількість ВНТ за якою робились розрахунки цих параметрів ( $N$ ) та питома поверхня ( $S_{\text{пит}}$ ).

Встановлено, що найбільш суттєво на вихід, морфологію, діаметр, розподіл ВНТ за діаметрами та їх питому поверхню впливає метод приготування каталізатору. Вуглецеві нанотрубки, отримані на різних носіях різними методами, суттєво різняться за цими характеристиками (рис. 1).

### Development of Technology Catalytic Synthesis of Carbon Nanotrouboc with the set Distributing of Diameters

Lemesh H.B., Havrous V.O., Tripolskiy A.I., Strigak P.E.

*Institute of physical-chemistry the name L.V. Pisargevscogo NANU, Kiev, Ukraine*

The influence of the synthesis conditions such as catalyst preparation, temperature, total gas flow, ethylene and hydrogen concentration in gas flow has been investigated in carbon nanotubes synthesis by chemical vapor deposition of ethylene over Ni, Fe, Co nanoparticles. It has been shown that the catalyst preparation had the largest effect on morphology, specific yield, the diameter distribution and specific surface area of the CNTs.

## Вплив термообробки на нанорозмірні утворення і фізичні властивості кристалів

### $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{S}$ , $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x \langle \text{Fe} \rangle$ , $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$

Мар'янчук П.Д., Андрущак Г.О., Козярьський Д.П., Майструк Е.В.

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна*

Кристали  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{S}$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x \langle \text{Fe} \rangle$ ,  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$  одержані нами методом Бріджмена.

Дослідження магнітної сприйнятливості ( $\chi$ ) проведені методом Фарадея в інтервалі температур  $T$  77-300 К при  $H$  0,25-4 кЕ.

Вклад в ( $\chi$ ) атомів з незаповненою 3d підоболонкою (магнітної компоненти) визначали так:

$$\chi_d = (\chi - \chi_0) \quad (1)$$

де  $\chi$  – вимірні значення магнітної сприйнятливості;  $\chi_0$  – діамагнітний вклад кристалічної ґратки (без вкладу 3d - електронів). Як до так і після термообробки на експериментальних залежностях  $1/\chi_d=f(T)$  спостерігаються злами і ці залежності складаються з декількох прямолінійних ділянок різного нахилу, які описуються законом Кюрі-Вейса.

Злами на  $1/\chi_d=f(T)$  для  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$  обумовлені переходами при  $T=T_c$  із магнітовпорядкованого в парамагнітний стан нанорозмірних утворень (кластерів типу Mn–Te–Mn–Te, змішаних типу Mn–Te–Fe–Te різних розмірів), в яких непряма обмінна взаємодія антиферомагнітного характеру здійснюється між атомами Mn і Fe через атоми Te. Свідченням того, що при  $T=T_c$  дійсно відбувається перехід кластерів із антиферомагнітного в парамагнітний стан, є збільшення  $\mu_{\text{ef}}$  з ростом температури. Парамагнітні температури Кюрі ( $\theta$ ), отримані екстраполяцією прямолінійних ділянок залежностей  $1/\chi_d=f(T)$  до перетину з віссю температур, від'ємні, що вказує на переважання між атомами магнітної компоненти обмінної взаємодії антиферомагнітного характеру. Параметри  $\theta$ , які оцінено для високотемпературних усереднених залежностей  $1/\chi_d=f(T)$  прямопропорційні  $(x+y)$  – вмісту Mn та Fe у зразках  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$ . Екстраполяція цих залежностей до  $(x+y)=1$  дає  $\theta_0 = -518$  К (до відпалу зразків). Низькотемпературні злами на  $1/\chi_d=f(T)$  обумовлені переходом в парамагнітний стан кластерів різного типу (менших розмірів, ніж розглянуті вище). Крім того у міжвузлях можуть знаходитись атоми Fe, які можуть бути невзаємодіючими з іншими атомами або можуть утворювати кластери Fe-Fe-Fe різних розмірів з прямою обмінною взаємодією між атомами Fe всередині кластера.

Після термообробки зразків  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$  в парах Hg парамагнітна температура  $\theta_0 = -453$  К, тобто зменшилась за абсолютною величиною. Зменшення  $\theta$ , за абсолютною величиною після термообробки зразків в

парах ртуті свідчить про збільшення вкладу феромагнітної складової в обмінну взаємодію в кластерній підсистемі кристалів  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$ . Крім того отримані значення  $\theta_0$  дозволяють визначити величину обмінного інтеграла  $J_1/k_B = -7,4\text{K}$  до відпалу і  $J_1/k_B = -6,5\text{K}$  після відпалу в парах ртуті. Збільшення вкладу феромагнітної складової в обмінну взаємодію в кластерній підсистемі  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$  може бути обумовлено переходом атомів Fe з вузлів у міжвузля й утворенням або збільшенням кластерів різних розмірів типу Fe-Fe-Fe (з прямою феромагнітною взаємодією всередині кластера) в процесі термообробки зразків в парах Hg.

Переходом атомів Fe з вузлів у міжвузля й утворенням нових або збільшенням розмірів існуючих в кристалі кластерів типу Fe-Fe-Fe можна пояснити й збільшення  $\chi_d$  кристалів після термообробки й посилення польової залежності магнітної сприйнятливості ( $\chi$ ) при  $T=77\text{K}$  і  $T=300\text{K}$ .

При накладанні магнітного поля всі кластери типу Fe-Fe-Fe намагнічуються до насичення ( $\chi$  не залежить від H при  $H \geq 1$  кЕ) і перетворюються в намагнічену в напрямі поля кластерну підсистему – усі магнітні моменти атомів Fe направлені в одну сторону. Аналогічна поведінка магнітної сприйнятливості має місце і для кристалів  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x\langle\text{Fe}\rangle$  та  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{S}$ .

Вимірювання кінетичних коефіцієнтів кристалів проведено на постійному струмі в інтервалі  $T = 77-300\text{K}$  і магнітних полів  $H=0,5-6\text{кЕ}$ .

Електропровідність ( $\sigma$ ) досліджених зразків  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{S}$  та  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x\langle\text{Fe}\rangle$  до і після термообробки в парах халькогену і Hg має металічний характер, тобто зростає з пониженням температури.

Коефіцієнт Холла ( $R_H$ ) до термообробки і після термообробки зразків в парах Hg і халькогену слабо залежить від температури, що вказує на виродження електронного газу. Холлівська рухливість електронів у зразках  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{S}$  та  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x\langle\text{Fe}\rangle$  зростає з пониженням температури.

Термоерс ( $\alpha$ ) цих кристалів зростає з підвищенням температури, оскільки при збільшенні T зменшується ступінь виродження електронного газу в зразках. Від величини напруженості магнітного поля  $\alpha$  залежить слабо.

### **The influence of heat treatment on nano formations and physical properties of crystals**

**$\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{S}$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x\langle\text{Fe}\rangle$ ,  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$**

P. Marianchuk, G. Andrushchak, D. Koziarskyi, E. Maistruk

*Yuriy Fed'kovytch Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Established that the peculiar properties of magnetic susceptibility ( $\chi$ ) of crystals  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{S}$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x\langle\text{Fe}\rangle$ ,  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$  due to existing nano formations – clusters. It was research the influence of heat

treatment on nano formations and physical properties of crystals  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{S}$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x \langle \text{Fe} \rangle$ ,  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Fe}_y\text{Te}$

## Нанотехнология полупроводниковых гетероэпитаксиальных структур соединений III-V из жидкой фазы

Марончук И.Е., Кулюткина Т.Ф., Марончук И.И., Быковский С.Ю.

*Севастопольский национальный университет ядерной энергии и промышленности,  
Севастополь, Украина*

Наногетероэпитаксиальные структуры (НГЭС) выращивались при температуре 400-500°C на подложках GaP и GaAs различной ориентации из раствора в расплаве Ga, Sn, Pb, In. Многослойные НГЭС включали 12 или 25 массивов квантовых точек или островков из InAs, Ge, твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ , заращаемых спейсерными нанослоями GaP, GaAs,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ . В качестве легирующей примеси для получения слоев p-типа проводимости использовался Zn, а n-типа проводимости – Te.

Для изучения характеристик массивов квантовых точек и островков выращивали однослойные структуры, содержащие на поверхности массивы квантовых точек и островков, незарощенных спейсерными слоями. Характеризация однослойных гетероструктур осуществлялась путем анализа изображения, полученного атомно-силовым микроскопом (AFM), спектров поглощения и фотолюминесценции при различных температурах. Характеризация многослойных гетероструктур осуществлялась путем анализа спектров поглощения и фотолюминесценции.

Анализ изображения AFM (рис. 1) свидетельствует о том, что разброс высоты квантовых точек в массиве не превышает 10%. В зависимости от состава твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  в гетероструктурах на основе GaP и GaAs были получены как квантовые точки, так и островки этих твердых растворов.

В спектрах фотолюминесценции (рис. 2) многослойных гетероструктур на основе GaP, содержащих массивы квантовых точек Ge и твердого раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , кроме коротковолновой полосы излучения при  $h\nu \approx 1,85$  eV, обусловленной p-n переходом в GaP, наблюдалась широкая полоса с энергией излучения  $h\nu \approx 1,5$  eV, связанная с наличием массивов квантовых точек, интенсивность которой увеличивалась в два и более раза при температуре 300K и 77K при изменении длины волны возбуждающего излучения от 4880Å до 5145 Å. Разработанный процесс жидкофазной эпитаксии при импульсном охлаждении подложки позволяет формировать по механизму Странского-Крастанова массивы квантовых точек и островков в условиях близких к равновесным. Наличие



растворителя и релаксации импульса охлаждения приводит к формированию квантовых точек близких к идеальным. Это открывает возможность получения гетероструктур, не содержащих сплошного «смачивающего» слоя, наличие которого приводит к возникновению генерационно-рекомбинационных токов, исключающих возможность изготовления высокоэффективных солнечных элементов с квантовыми точками.

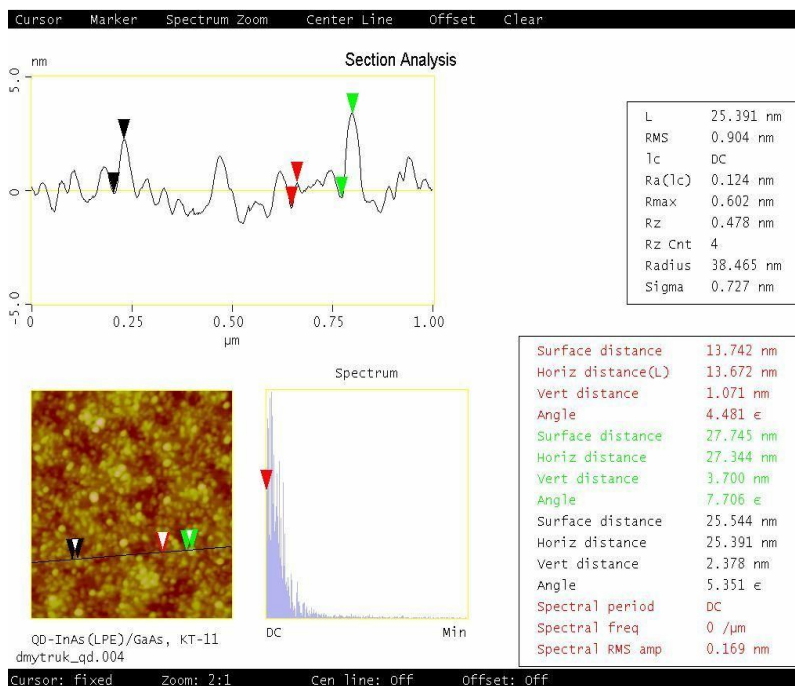


Рис. 1

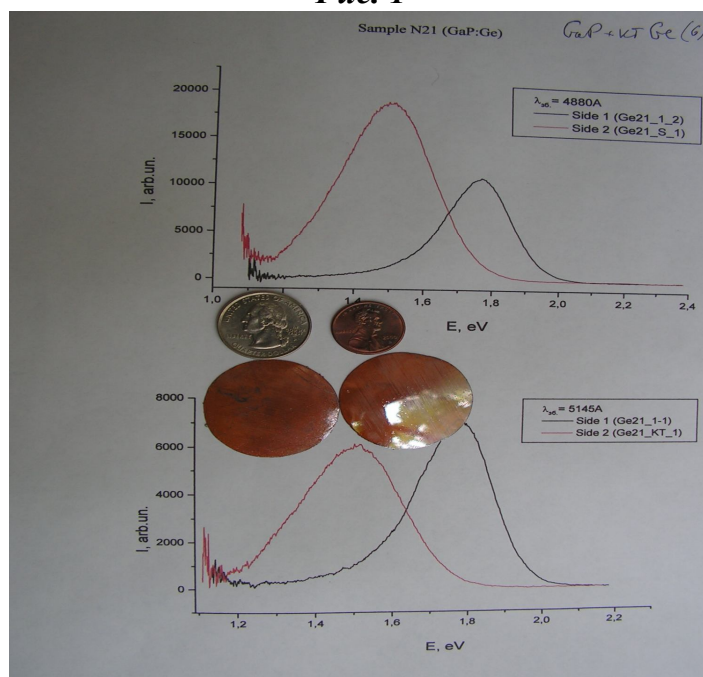


Рис. 2. Спектры ФЛ многослойных НГЭС КТ Ge на основе GaP

The paper is devoted to obtaining of heterostructures III-V with quantum dots (QDs) for solar cells by liquid phase epitaxy method and the method of pulse cooling of a substrate and studying their basic characteristics

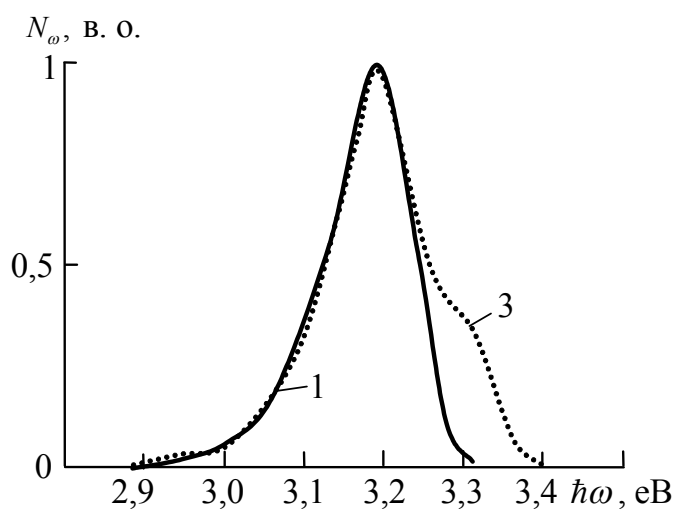
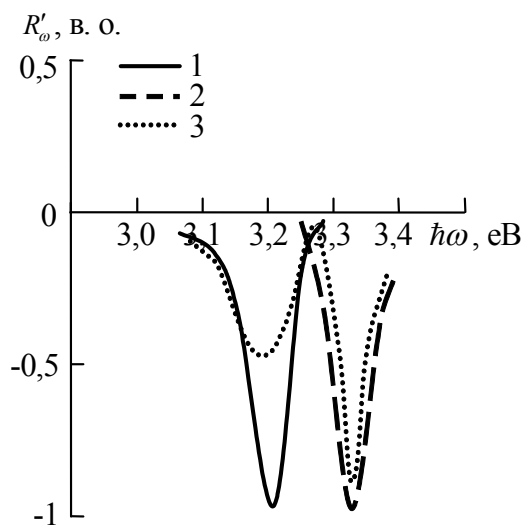
### Особливості оптичних властивостей гетерошарів $\alpha$ - і $\beta$ -ZnO.

Махній В.П., Сльотов М.М., Хуснутдінов С.В.

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,  
Чернівці, Україна.

Велика ширина забороненої зони  $E_g$  у поєднанні з прямими оптичними переходами ставлять ZnO у ряд найбільш перспективних матеріалів короткохвильової оптоелектроніки [1]. Зауважимо, що спектральний склад та ефективність люмінесцентного випромінювання залежать не лише від складу власних і домішкових точкових дефектів, але й від методу отримання матеріалу. Крім того, нами було виявлено, що метод синтезу шарів ZnO визначає також тип їх кристалічної структури. Так, зокрема, шари оксиду цинку синтезовані на монокристалічних підкладках  $\beta$ -ZnSe методом фототермічного окислення або ізовалентного заміщення мають гексагональну ( $\alpha$ ) або кубічну ( $\beta$ ) модифікації [2, 3]. Вони відрізняються величинами  $E_g$ , яким відповідають мінімуми на диференціальних спектрах оптичного відбивання  $R'_\omega$  і при 300К складають 3,2 і 3,33 еВ для  $\beta$ - та  $\alpha$ -ZnO відповідно, (криві 1 і 2 на рис. 1.) і не суперечать даним роботи [4].

Другою особливістю є наявність ефективної ( $\sim 30\%$  при 300К) УФ – смуги люмінесценції у шарах  $\beta$ -ZnO ( крива 1 на рис. 2.) і повна відсутність випромінювання у шарах  $\alpha$ -ZnO, синтезованих на підкладках  $\beta$ -ZnSe. Аналіз диференціальних спектрів люмінесценції  $N'_\omega$  свідчить про те, що дана смуга є суперпозицією екситонного та міжзонного каналів рекомбінації. Подальший відпал гетероструктури  $\beta$ -



ZnO/ $\beta$ -ZnSe у фотоактивованому кисні (фототермічне окислення) викликає істотний підйом високоенергетичного “крила” УФ - смуги (крива 3 на рис. 2), що може бути зумовлено появою шару  $\alpha$ -ZnO і утворення більш складної структури  $\alpha$ -ZnO/ $\beta$ -ZnO/ $\beta$ -ZnSe. Це підтверджується спектром оптичного відбивання такої структури (крива 3 на рис. 1), який представлений двома від’ємними піками. Перший з них при  $\hbar\omega_{\max} \approx 3,33$  еВ узгоджується з піком кривої 2 і відповідає  $E_g$  гексагонального ZnO. Другий пік з  $\hbar\omega_{\max} \approx 3,2$  еВ зумовлений наявністю проміжного шару  $\beta$ -ZnO, до якого проникає збуджуюче випромінювання через тонкий фронтальний шар  $\alpha$ -ZnO. Оцінка товщини останнього з врахуванням часу фототермічного окислення приводить до значень у кілька десятків нанометрів. Додатковим підтвердженням цього є також наявність у спектрах люмінесценції зразків  $\alpha$ -ZnO/ $\beta$ -ZnO/ $\beta$ -ZnSe смуги, яка присутня у випромінюванні гетероструктури  $\beta$ -ZnO/ $\beta$ -ZnSe. Високоенергетичне “крило” кривої 3 зумовлено міжзонною рекомбінацією у шарі  $\alpha$ -ZnO, яке непогано описується відомим виразом для такого типу переходів при підстановці у нього величини  $E_g \approx 3,33$  еВ

Обговорюються можливості практичного використання об’єктів досліджень у функціональній електроніці.

1. Ozgur U., Alivov Ya. I., Liu C. et al. A Comprehensive Review of ZnO Materials and Devices // J. Appl. Phys. –2005. – V.98. – pp. 1–103.
2. В. П. Махний, М. М Слетов, С. В. Хуснутдинов. Получение слоев ZnO на подложках халькогенидов цинка // Неорганические материалы. – 2007. – Т.43, №12. – с. 1449-1451.
3. В.П. Махний, Ю.Н. Бойко, Н.В. Скрипник, М.М. Слетов, С.В. Хуснутдинов. Влияние способа окисления подложек халькогенидов кадмия и цинка на физические свойства гетерослоев CdO и ZnO // Тези доп. 3-ї Міжн. наук.-техн. конф., Сенсорна електроніка та мікросистемні технології (СЕМСТ-3). – 2008. с. 328.
4. Sung-Kyu Kim and Se-Young Jeong, Structural reconstruction of hexagonal to cubic ZnO films on Pt/Ti/SiO<sub>2</sub>/Si substrate by annealing // Appl. Phys. Lett. –2003. – V.82,N4. – P.562.

### **Peculiarities of Optical Properties of $\alpha$ - and $\beta$ - ZnO Heterolayers**

V.P. Makhniy, M.M. Slyotov, S.V. Khusnutdinov

*Chernivtsy Yuriy Fedkovich National University, Chernivtsy, Ukraine*

Optical spectra transmission and luminescence of layers zinc oxide were discussed. They are obtained by methods photothermal oxidation and isovalent substitution on the monocrystal substrates of zinc selenid.

## Кристалохімія точкових дефектів та їх комплексів у халькогенідах металів II і IV підгруп Періодичної таблиці

Межиловська Л.Й.<sup>1</sup>, Жуковські П.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

<sup>2</sup>Люблінський технічний університет, Люблін, Польща

Халькогеніди металів II і IV груп Періодичної системи є перспективними напівпровідниками для різних областей практичного застосування: інжекційні лазери для терагерцевого діапазону, детектори іонізуючого випромінювання, люмінофори у видимій області оптичного спектру, джерела і детектори інфрачервоного випромінювання, термоелектричних перетворювачів енергії для середньої області температур (500-700 К), які стійкі до зовнішніх впливів (радіаційне опромінення, тощо).

Важливими чинниками, які визначають робочі характеристики приладових структур є точкові дефекти напівпровідникового матеріалу. Серед багатьох відомих методів, які описують дефектну підсистему напівпровідника слід виділити також так званий кристалоквазіхімічний метод, який запропонований у наших роботах.

Так, зокрема, за умови, що переважаючими дефектами у n-ZnS (надлишок Цинку) є двозарядні вакансії Цинку ( $V_{Zn}^{2-}$ ) та міжвузлові атоми Цинку ( $Zn_i^{\square}, Zn_i^{\square}$ ) кристалоквазіхімічна формула буде мати вигляд:

$$\left( Zn_{(1-\alpha)+\alpha\gamma}^{\times} V_{\alpha(1-\gamma)}^{2-} \right)_{Zn} \left( S_{1-\alpha}^{\times} V_{\alpha}^{2-} \right)_S \left( Zn_{\alpha(1-\gamma)(1-\delta)}^{\cdot} Zn_{\alpha(1-\gamma)\delta}^{\cdot} \right)_i + \alpha(1 + \gamma + \delta - \gamma\delta)e'.$$

Для p-ZnS (надлишок Сульфуру) із переважаючими дефектами  $V_{Zn}^{2-}$ ,  $V_{Zn}^{\cdot}$  та  $Zn_i^{\square}$  будмо мети відповідно:

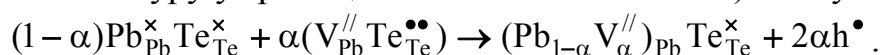
$$\left( Zn_{(1-\beta)(1-\varepsilon)}^{\times} V_{((1-\beta)\varepsilon+\beta)(1-\mu)}^{2-} V_{((1-\beta)\varepsilon+\beta)\mu}^{\cdot} \right)_{Zn} S_S^{\times} \left( Zn_{(1-\beta)\varepsilon}^{\cdot} \right)_i + 2(\beta + \varepsilon - \beta\varepsilon)h' + (\varepsilon(2 - 2\beta + \mu - \mu\beta) + \mu\beta)e'.$$

Тут  $\alpha$ ,  $\beta$  - відхилення від стехіометричного складу;  $\gamma$  - частка атомів Цинку у вузлах кристалічної ґратки;  $\delta$  - коефіцієнт диспропорціонування міжвузлових атомів Цинку;  $Zn_{Zn}^{\times}$  - Цинк у вузлах кристалічної ґратки;  $V_S^{2-}$  - двозарядні вакансії Сульфуру;  $e'$  - електрони, “.”, “.”, “x”, “0” – позитивний, негативний, нейтральний та нульовий заряди. З аналізу наведених кристалоквазіхімічних формул видно, що для випадку n-ZnS із збільшенням відхилення від стехіометрії ( $\alpha$ ) відбувається зростання усіх типів точкових дефектів та носіїв заряду. Для p-ZnS із збільшенням відхилення від стехіометрії в сторону Сульфуру ( $\beta$ ) зростає концентрація двозарядних  $V_{Zn}^{2-}$  та однозарядних  $V_{Zn}^{\cdot}$  вакансій Цинку, концентрація ж двозарядного міжвузлового Цинку  $Zn_i^{2+}$  зменшується.

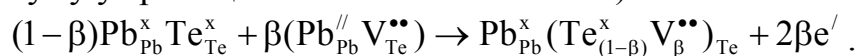
Збільшення величини диспропорціонування міжвузлового Цинку ( $\delta$ ) у n-ZnS при сталому значенні кількості Цинку у власних вузлах веде до

перерозподілу дефектів, а саме, збільшується концентрація двозарядного міжвузлового цинку  $Zn_i^{2+}$  та зменшується концентрація однозарядного міжвузлового цинку  $Zn_i^+$ . Зростання кількості Цинку у власних вузлах при сталому коефіцієнті диспропорціювання міжвузлового Цинку ( $\delta$ ) призводить до незначного зменшення концентрації усіх типів дефектів. Треба відзначити, що всі ці зміни ніяким чином не відображаються на концентрації вільних носіїв заряду через компенсацію заряджених дефектів. У випадку р-ZnS, збільшення величини диспропорціювання вакансій Цинку ( $\mu$ ) при сталій величині міжвузлового Цинку ( $\epsilon$ ) веде до зростання концентрації однозарядних  $V_{Zn}^-$  та зменшення концентрації двозарядних  $V_{Zn}^{2-}$  вакансій Цинку. При сталому ж коефіцієнті диспропорціювання вакансій Цинку ( $\mu$ ) із зменшенням кількості Цинку у власних вузлах ( $\epsilon$ ) спостерігаємо зростання концентрації усіх типів дефектів та вільних носіїв на декілька порядків. Холлівська ж концентрація при цьому також залишається постійною.

Кристалоквазіхімічне представлення нестехіометричного р – PbTe (надлишок Телуру у границях області гомогенності) описується



Аналогічно кристалоквазіхімічна формула n – PbTe (надлишок Плюмбуму у границях області гомогенності):



Тут  $Pb_{Pb}^x$ ,  $Te_{Te}^x$  – Плюмбум і Телур у вузлах кристалічної ґратки, “x” – нейтральний заряд, “0” – нульовий заряд,  $\alpha$  – мольна одиниця легуючого компонента,  $h^{\bullet}$  – концентрація дірок,  $e^{-}$  – концентрація електронів,  $\beta$  – мольна доля легуючої домішки.

Таким чином, діркова провідність плюмбум телуриду пов'язана із вакансіями у катіонній  $v_{Pb}^{//}$  (1), а електронна – у аніонній  $v_{Te}^{**}$  (2) підґратках кристалічної структури плюмбум телуриду.

### **Kristalokhimiya Point Defects and Their Complexes at Chalcogenides Metals II and the IV Sub-Groups of the Periodic Table**

Mezhylovska L.Yo.<sup>1</sup>, Zhukovski P.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine

<sup>2</sup>Lyubli Technical University, Lyublin, Poland

The crystal-quasichemical formulae of self-doping at the Crystals ZnS and PbTe are suggested. The dependence on point defects concentration, on free charge carrier concentration and Hall concentration of the degree of nonstoichiometry, Zinc in knots of a crystalline lattice and in interstices, and also coefficients of disproportionation of interstitial atoms of Zinc and vacancies of Zinc are calculated.

## Дослідження капілярних явищ та коагуляційних процесів при відпалі металевих наноплівки нанесених на оксидні матеріали

Найдіч Ю.В.<sup>1</sup>, Габ І.І.<sup>1</sup>, Костюк Б.Д.<sup>1</sup>, Стецюк Т.В.<sup>1</sup>, Куркова Д.І.<sup>1</sup>,  
Дукаров С.В.<sup>2</sup>, Кришталь О.П.<sup>2</sup>, Литвин О.С.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут проблем матеріалознавства  
ім. І.М. Францевича НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків, Україна

<sup>3</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

Використання тонких металевих покриттів завтовшки 100 – 200 нм нанесених на неметалеві матеріали, зокрема, оксиди є перспективним для паяння або зварювання тиском цих матеріалів. При цьому важливо знати поведінку даних плівок при нагріванні (відпалі), яке є обов'язковою умовою процесу паяння або зварювання тиском. Знання цієї поведінки, тобто, зміну морфології плівок, її кінетику, початок і ступінь коагуляційних процесів в плівках при відпалі та кінцевий їх вигляд (суцільні, острівцеві) є важливою обставиною для вибору належних припоїв або пластичних металевих прокладок та розробки технологічних режимів з'єднання металізованих неметалевих матеріалів. Другим важливим моментом при розробці технологій паяння або зварювання матеріалів є змочування розплавленим металевим припоєм металізованих поверхонь кераміки, зокрема, оксидної.

Метою даної роботи є дослідження поведінки при відпалі металевих плівок Ag, Cr, Ni, Ti, Mo, Nb, W, Pd, Pt завтовшки до 150 нм, які були нанесені на сапфір і оксидні керамічні матеріали на основі Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> та ZrO<sub>2</sub>. Проведені також дослідження залежності крайового кута змочування розплавленими сріблом та міддю металізованих сапфірових (монокристал Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) зразків від товщини металевої наноплівки, а також кінетика коагуляції срібної плівки, нанесеної на сапфір та кераміку на основі Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Металеві наноплівки наносили на оксидну кераміку електронно-променевим випаровуванням, після чого металізовані зразки відпалювали у вакуумі при температурах 600 – 1600 °С. Відпалені зразки досліджували методами електронно-скануючої та атомно-силової мікроскопії. Всі свіжо нанесені металеві наноплівки до відпалу були суцільними і величина їх шорсткості не перевищували 5 нм, а при нагріванні у вакуумі вони починали коагулювати, причому температура початку коагуляції та її ступінь були різними і залежали від властивостей металів. Так плівки Ag починали коагулювати вже при температурі 500 – 600 °С, плівки Cr – при 700 °С, а при 1000 °С вже розпадаються на окремі острівці. У плівок Nb та Pt цей процес починається при 1200 °С, плівки W почали розтріскуватись при 1100 – 1300 °С, а інтенсивна коагуляція їх відбулась при 1500 °С і

навіть більше. Плівка Ti на Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> не розпадалась на острівці навіть при 1600 °С.

При дослідженні змочування металевих методом «великої краплі» було встановлено, що при збільшенні товщини металевої плівки крайовий кут змочування  $\theta$  зменшується, тобто, зростає змочуваність, при чому ця залежність близька до лінійної.

В результаті дослідження кінетики коагуляції плівки Ag на сапфірі та алюмооксидній кераміці було виявлено, що цей процес протікає досить інтенсивно вже в перші секунди нагрівання до 550 – 600 °С і залежить від товщини плівки та побудови неметалевого матеріалу.

Проведені дослідження дають можливість використати отримані результати для розробки нових припоїв для паяння металізованих оксидних керамік та для визначення режимів з'єднання цих матеріалів.

### **Investigation of capillary phenomena and coagulation processes under annealing of metallic nanofilms deposited onto ceramic materials**

Naidich Yu.V.<sup>1</sup>, Gab I.I.<sup>1</sup>, Kostyuk B.D.<sup>1</sup>, Stetsyuk T.V.<sup>1</sup>, Kurkova D.I.<sup>1</sup>,  
Dukarov S.V.<sup>2</sup>, Kryshtal A.P.<sup>2</sup>, Lytvyn O.S.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Frantsevich Institute for Materials Science Problems of NASU, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup>Karazin Kharkov National University, Kharkiv, Ukraine

<sup>3</sup>Semiconductor Physics Institute National Academy Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

The capillary phenomena and coagulation processes during annealing of Ag, Cr, Ni, Ti, Mo, Nb, W, Pd, Pt metallic nanofilms deposited onto sapphire and ceramics Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and ZrO<sub>2</sub> are investigated. Dependence of wetting contact angles of these ceramics metallized surfaces by silver and copper is determined. The coagulation kinetics of Ag films under annealing is investigated.

### **Особливості явищ переносу в електронних кристалах халькогенідів свинцю**

Никируй Л.І., Дзумедзей Р.О.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

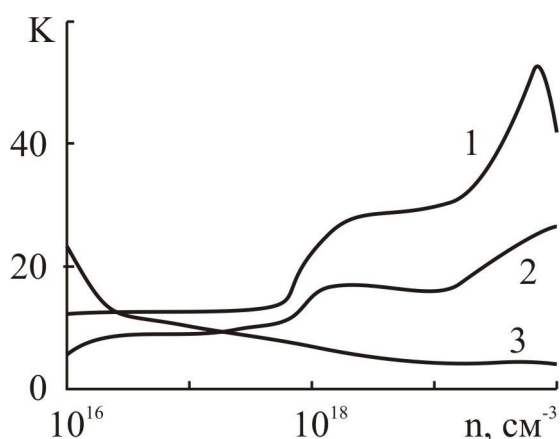
Халькогеніди металів IV групи Періодичної системи є перспективними вузькощілинними напівпровідниками. Особливості їхнім властивостям надає мала ширина забороненої зони (порядка 0,2 eV), яка дозволяє вар'ювати спектр та змінювати стан об'єкту, використовуючи реально досяжні межі фізичних параметрів (тиск, магнітне та електричне поля, тощо). Матеріали на їх основі є перспективними для виготовлення інжекційних лазерів для терагерцевого діапазону, термоелектричних

перетворювачів енергії для середньої області температур (500-700 К), які стійкі до зовнішніх впливів (радіаційне опромінення, тощо) [1].

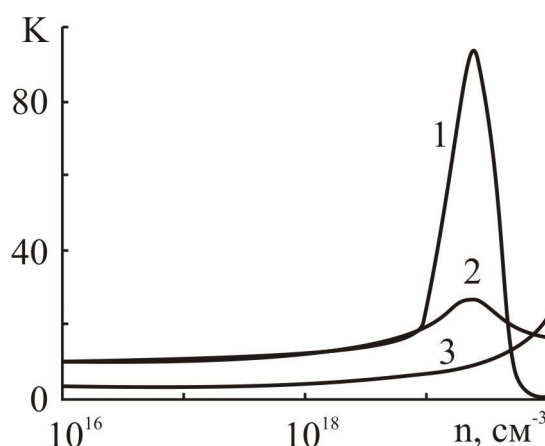
Суттєво покращити властивості цих матеріалів можна за допомогою направленою легування, зокрема, елементами III групи Періодичної системи елементів, які визначають робочі характеристики приладів з використанням даних сполук й формуються у вигляді наперед створюваних певним вибором технологічних режимів і умов.

Одним із найбільш чітких методів щодо вивчення впливу домішок на електрофізичні властивості матеріалу є аналіз транспортних явищ. Для цього відомі різні підходи, які базуються, зокрема, на використанні методу часу релаксації та варіаційного принципу. Легування напівпровідникового матеріалу донорною чи акцепторною домішкою суттєво змінює його електрофізичні властивості. Так, обмін електронами між зонними та домішковими станами призводить до розсіювання імпульсу носіїв заряду з енергіями, близькими до енергії домішкового рівня. Це, у свою чергу, спричинює зменшення рухливості носіїв, яке особливо помітне, коли рівень Фермі знаходиться в межах піку густини станів, створюваного домішковими центрами. Вважаючи на такого роду процеси, у напівпровіднику проявляється специфічна немонотонна енергетична залежність часу релаксації, що значно ускладнює застосування самого методу часу релаксації для пояснення домішкового розсіювання. Вихід у такій ситуації можливий через використання варіаційної процедури [2].

У роботі розглянуто транспортні явища у електронних кристалах халькогенідів свинцю, вивчено та проаналізовано межі домінування окремих механізмів розсіювання носіїв струму (на йонізованих вакансіях, потенціалах акустичних та оптичних фононів). Розглянуто один із практичних аспектів застосування цих матеріалів – як активних елементів



**Рис. 1.** Відношення безрозмірних термоелектричних добротностей легованих індієм та нелегованих халькогенідів свинцю ( $K = ZT_{PbX:In}/ZT_{PbX}$ ) при 77 К, де X – S (1), Se (2), Te (3).



**Рис. 2.** Відношення безрозмірних термоелектричних добротностей легованих індієм та нелегованих халькогенідів свинцю ( $K = ZT_{PbX:In}/ZT_{PbX}$ ) при 300 К, де X – S (1), Se (2), Te (3).



термоелектричних перетворювачів енергії. Запропоновано механізми оптимізації термоелектричних параметрів, зокрема, – направленим легуванням елементами III групи Періодичної системи елементів. Проаналізовано зростання безрозмірної термоелектричної добротності ZT при переході від нелегованих до легованих матеріалів. Розглянуто коефіцієнт  $K = ZT_{PbX:In} / ZT_{PbX}$ , який враховує покращення електрофізичних властивостей матеріалу із легуванням. Показано, що значення цього коефіцієнта для кристалів халькогенідів свинцю значно вище від одиниці (значення  $K = 1$  відповідає випадку, коли ZT для легованих і нелегованих кристалів – співпадають).

1. Д.М. Фреїк, Л.І. Никируй, О.І. Ільків, О.М. Возняк. Метод часу релаксації та варіаційний підхід у аналізі явищ переносу у напівпровідниках  $A^{IV}B^{VI}$  // ФХТТ. – 2007. – Т.8, №3. – сс. 451-456.
2. П.Н. Горлей, П.Н. Шендеровский. Вариационный метод в кинетической теории. К.: Наукова думка. – 1992. – 296 с.

### **Features of Transport Phenomena in Electronic Lead Chalkogenide Crystals**

Nykyruy L.I., Dzumedzey R.O.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The carrier mobility at account of any scattering mechanisms is calculated in approximation on variation position to the Boltzman equation and Cane's band structure. The termo-electrical properties are analysed. Dimensionless thermo-electrical quality factor for PbX and PbX:In on wide temperature and carrier concentration ranges was calculated and investigated (X = S, Se, Te).

### **Механізми масопереносу газодинамічного потоку пари халькогенідів кадмію і свинцю та їх вплив на процеси росту плівок і фізичні властивості**

Никируй Р.І.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Вивчення особливостей руху пари в процесі осадження напівпровідникових матеріалів набуває актуального значення при вирощуванні тонких плівок фізичними методами. Особливо важливі результати можна отримати при вирощуванні нанокристалічних структур з контрольованими параметрами, які дозволяє реалізувати метод газодинамічного потоку пари.

Ряд особливостей вирощування дрібноструктурних матеріалів описано в попередніх роботах [1,2], де реалізовувалась модель циліндричної камери. Слід відмітити можливість вирощування структур з контрольованими параметрами в камері конічної форми. В камері даного типу на параметри руху пари впливають геометрична та витратна дії.

Залежно від конкретних умов препарування, температури стінок камери, температури поверхні випаровування, кута нахилу твірної конуса до її основи і т.д. можуть бути реалізовані наступні випадки:

1. Температура стінок камери вища за критичну температуру конденсації по всій довжині камери. В цьому випадку критичний газодинамічний перетин знаходиться в якнайменшому перетині камери  $x = x_L$  і потік на всій довжині камери є дозвуковим. Поведінка параметрів пари в такій камері визначається тільки геометричною дією.

2. Камера з малим градієнтом температури. Розподіл температури стінок камери такий, що критична температура конденсації лежить в інтервалі  $x_0, x_L$ . Проте геометрична дія переважає витратною по всій довжині камери.

При  $x > x_{кр}$  починається конденсація, вплив якої на параметри рухомої пари протилежний геометричній дії. Участь в процесі масопереносу пари одночасно геометричної і витратної дій дозволяє в більш широких межах змінювати параметри пари в замкнутому об'ємі. При ізольованій геометричній дії, як це впливає із закону обігу дій, критичним є мінімальний переріз. Це означає, що якщо камера розширяється, то критичним перерізом є дно камери, якщо ж камера звужується, то – кришка камери. В циліндричній камері будь-який її перетин є критичним.

Для ізольованої витратної дії, за відомих початкових умов ( $p_1, \rho_1, T_1$  і т. д.) для визначення параметрів пари в будь-якому перерізі камери достатньо скласти і розв'язати рівняння  $M = M(x)$ , оскільки ці параметри однозначно виражаються через число Маха [3].

Представлено нові результати дослідження мікроструктури і топології поверхні нанокристалічних структур телуридів олова і свинцю, осаджених із газодинамічного потоку пари на підкладках із слюди і полірованого скла, розміщених як вздовж потоку пари, так і перпендикулярно до нього.

Виконано чисельні дослідження спектрів ослаблення і поглинання, а також кутового розподілу інтенсивності світла, розсіяного наногранульованими плівками телуридів свинцю і олова осаджених на скляні підкладки. У результаті дослідження виявлено спектрально-селективний характер ослаблення випромінювання видимого діапазону тонкими наногранульованими плівками телуриду свинцю. Крім того

досліджено спектри відбивання, поглинання та комбінаційного розсіювання наноструктур з різною топологією.

1. М.А. Лоп.яню, Р.І. Никируй. Оптимізація параметрів газодинамічного потоку пари для CdS, CdSe, CdTe. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2007 – Т.8. – №1. С.75-80.
2. Д.М. Фреїк, М.А. Лоп.яню, Р.І. Никируй, М.Я. Гридчук. Параметри газодинамічного потоку пари халькогенідів свинцю у циліндричному каналі // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008 – Т.9. - №2. С.261-269.
3. Бубнов Ю.З., Лурье М.С., Старос Ф.Г., Филаретов Г.А. Вакуумное нанесение пленок в квазизамкнутом объеме. – Л., 1975.

### **Mass-Transport of Gas-Dynamical Steam of Stream Mechanisms of Chalkogenides of Lead and Cadmium and Their Influence on Films Growth Processes and Physical Properties**

Nykyruy R.I.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

There are obtained dependence of the thermal-dynamical parameters of the gas-dynamical steam of stream at the linear temperature gradient along chamber. The dependence of mass-transport coefficients, as Mach number, coefficient, and the result velocity of condensation, density of the steam of stream, steam pressure, temperature, expend actions, range of satiety of the cadmium telluride from the geometrical factors are calculated. Was receiving the interval of vacuum chamber size to the best structure receive.

The influence of mass-transport coefficients on growth processes and physical properties are researched through substrate election, surface morphology and optical properties analyses.

### **Образование и рост центров кристаллизации в аморфной фазе**

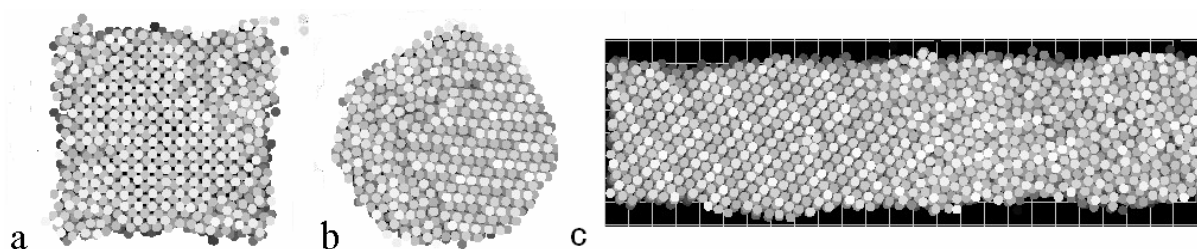
Овруцкий А.М., Прохода А.С.

*Днепропетровский национальный университет, Днепропетровск, Украина*

Процесс кристаллизации аморфных материалов представляет собой исключительно большой интерес. При изучении структуры нанокристаллов разного размера по результатам моделирования методом молекулярной динамики нами показано, что структура малых нанокристаллов очень не совершенна [1]. Поэтому даже установление факта возникновения центра кристаллизации затруднено. В настоящей работе изучено возникновение и рост центров кристаллизации при отжиге аморфных материалов с использованием разработанных нами специальных методик. Исследование проведено для аморфного состояния железа с применением двух отличающихся потенциалов межатомного

взаимодействия, обуславливающих преимущественное появление либо ОЦК либо ГЦК фазы.

Для исключения порядка наводимыми периодическими граничными условиями рассматривались системы со свободной поверхностью (сферический образец ~ 5000 атомов, и цилиндрический образец ~ 9000 атомов с периодическими граничными условиями по оси x (рис 1)). Анализировалось ближайшее окружение всех атомов. [1].



**Рис. 1.** Снимки сечений моделируемых образцов

*a* – начало плавления кубического ОЦК–кристалла,  $T = 1810$  К;

*b, c* – кристаллизация при отжиге аморфного образца ( $T = 970$  К) в ОЦК фазу.

Для локального анализа структуры определялись номера атомов, принадлежащих выбранной области моделируемого объекта (номер атома высвечивается после подведения к нему курсора на соответствующем сечении). Появление центров кристаллизации фиксировалось визуально по изображению атомов с усредненными по времени координатами (за несколько полных колебаний), а также по локальным усредненным по времени парным функциям радиального распределения атомов (ПФРРА).

Времена ожидания появления первых, и последующих центров кристаллизации при отжигах аморфного материала существенно зависят от скоростей закалки из жидкой фазы при его получении и скорости нагрева до температуры отжига.

Минимальные размеры центров кристаллизации наблюдаемые визуально и по локальным усредненным по времени ПФРРА составляли ~ 60–90 атомов в то время как рассчитанные согласно классической теории для данной температуры радиусы критических зародышей кристаллической фазы составляют несколько атомов. Это связано с тем, что структура малых нанокристаллов очень изменчива и поэтом движущая сила (разность химических потенциалов фаз  $\Delta\mu$ ) для их образования и роста намного меньше, чем значения, рассчитываемые согласно классической теории.

Изучены зависимость от времени размеров центров кристаллизации и зависимость скорости роста нанокристаллов от их размера. Согласно классической теории, с учетом поправки Гиббса-Томсона скорость роста

$$V = \beta\sigma\left(1 - \frac{r^*}{r}\right),$$

где  $V$  – скорость роста центра кристаллизации,  $\beta$  – кинетический коэффициент,  $\sigma = \frac{\Delta\mu}{kT}$  – относительное пересыщение,  $r^*$  – радиус критического зародыша,  $r$  – радиус растущего центра. Нами получены более крутые зависимости скорости роста от размеров центров кристаллизации. Проведен их анализ с учетом возможной зависимости  $\Delta\mu$  и поверхностного натяжения от размера центров кристаллизации.

Также изучены и проанализированы распределения усредненных локальных плотностей атомов в нанокристаллах разного размера и в аморфной фазе вблизи фронта кристаллизации.

1. А.М. Овруцкий, А.С. Прохода. Моделирование роста нанокристаллов из аморфной фазы и анализ их структуры. // Фізико-хімічні основи формування і модифікації мікро – та наноструктур. –2008. – Т.2, с. 426-430.

### **Formation and Growth of Crystallization Centers in Amorphous Alloys**

Ovrutsky A.M., Prokhoda A.S.

*Dnipropetrovs'k National University*

Processes of appearing and growth of crystallization centers during annealing of amorphous alloys have been studied using their simulation by the method of molecular dynamics.

### **Глибинний розподіл параметрів надтонкої взаємодії в поверхневому шарі плівки ЗІГ**

Пилипів В.М., Ткачук В.М., Григорук О.О.

*(Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна)*

Розподіл основних параметрів надтонкої взаємодії в поверхневому шарі вивчався для плівки залізо-ітрієвого граната (ЗІГ) товщиною 10 мкм, вирощеній за стандартною технологією рідкофазної епітаксії на немагнітній підкладці галій-гадолінієвого гранату. Для вивчення магнітної мікроструктури застосовувався метод КЕМ спектроскопії, а для дослідження розподілу мікрочастини параметрів плівок ЗІГ не тільки в тонкому поверхневому шарі, а й за глибиною всього перехідного шару «плівка-повітря», розміри якого перевищують глибину виходу конверсійних електронів, метод КЕМ спектроскопії поєднувався з хімічним травленням в ортофосфорній кислоті.

В роботі отримано результати, суть яких полягає в наступному. Товщина перехідного шару «плівка-повітря» сягає величини 40-60 нм, що корелює з даними роботи [1]. Функція  $P(\Delta E)$  ймовірності квадрупольного розщеплення в ділянці перехідного шару свідчить про суттєве спотворення  $24d$ -підґратки заліза, що пояснюється меншою кількістю атомів у першій координаційній сфері та селективним характером заміщення.

Поверхневий шар плівки товщиною до 40 нм (знятий після перших двох травлень) є неоднорідним за всіма параметрами КЕМ-спектрів, що підтверджує результати роботи [1] про найбільшу неоднорідність поверхневого шару аналогічної товщини в концентраційному відношенні, отриману із досліджень методом вторинно-іонної мас-спектрометрії і пояснену формуванням цього шару при виїзді підкладки із розчину-розплаву.

Виявлена різниця величин кутів магнітної орієнтації на поверхні та в глибині плівки ( $\sim 10^0$ ) пояснюється як концентраційною та магнітною не-однорідностями, так і характерним для епітаксійних плівок значним зменшенням сталої ґратки, викликаним зміною входження гранатозаміщуючих компонент внаслідок зменшення швидкості росту при отриманні достатньо товстих плівок.

1. Б.К.Остафійчук, В.М.Ткачук, В.М.Пилипів. Вплив режиму епітаксії на магнітну мікроструктуру перехідних шарів плівок ЗІГ // Фізика і хімія твердого тіла.-2000.- Т1, В2, С.319-334.

## **Deep Distributing of Parameters of Nadtoncoi Co-Operation in the Superficial Layer of Films ZIG**

Pylypiv V.M., Tcachyuk V.M., Grigoruk O.O.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The distribution of superfine interaction's parameters in superficial layers of epitaxial yttrium iron garnet films on the base of Messbauer spectroscopy data and layered etching are investigated. The local symmetry changes in the resonance nucleus valency state and grade of impurity atoms insertion into garnet structure are discussed.

## Термодинаміка власних точкових дефектів у кристалах сполук $A^{IV}B^{VI}$

Прокопів В.В.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Точкові дефекти визначають основні електричні та фотоелектричні властивості матеріалів сполук  $A^{IV}B^{VI}$ . Тому важливою задачею матеріалознавства є визначення концентрації дефектів, та встановлення їх впливу на параметри кристалів.

В даній роботі запропоновано і розроблено метод термодинамічних потенціалів для розрахунку дефектної структури кристалів сполук  $A^{IV}B^{VI}$ .

Рівноважні концентрації точкових дефектів у кристалі при двотемпературному відпалі будемо визначати з умови рівноваги в гетерогенній системі при заданих тиску  $P$  і температурі  $T$ , якою є рівність хімічних потенціалів кожного компонента у всіх фазах системи:

$$\mu_i^s = \mu_i^g, \quad \text{або} \quad dG_i^s / dN_i^s = dG_i^g / dN_i^g,$$

де  $G^s$ ,  $N^s$ ,  $G^g$ ,  $N^g$  – термодинамічні потенціали Гібса і концентрації частинок у кристалі та газі відповідно,  $i$  – М, N.

Енергія Гібса кристала

$$G = U_0 + \sum (H + F_{vib})[D] + nE_C - pE_V - T(S_n + S_p + S_k),$$

де  $H$  – ентальпія утворення нейтрального дефекту,  $F_{vib}$  – вільна коливна енергія дефекту,  $[D]$  – концентрації дефекту  $D$ ,  $n$  та  $p$  – концентрації електронів та дірок,  $E_C$ ,  $E_V$  – енергія дна зони провідності та верху валентної зони,  $S_k$  – конфігураційна ентропія,  $S_n$  та  $S_p$  – ентропія електронів у зоні провідності та дірок у валентній зоні.

При наявності заряджених дефектів потрібно враховувати рівняння електронейтральності:  $N_C e^{\frac{\mu}{kT}} - N_V e^{\frac{\mu + E_g}{kT}} = \sum Z \cdot [D^z]$ , де  $N_C$ ,  $N_V$  – густина станів у зоні провідності та у валентній зоні відповідно,  $E_g$  – ширина забороненої зони,  $\mu$  – хімічний потенціал електронів.

Хімічний потенціал дефекту, що дорівнює хімічному потенціалу компонента взятому зі знаком «+» або «-» в залежності від типу дефекту, визначали шляхом диференціювання енергії Гібса по концентрації дефектів.

$$\mu_{D_i}^s = H_i - kT \ln \left( \frac{J - \sum [D]}{[D_i]} \right) + \left[ n \left( \frac{E_C}{kT} - \ln \left( \frac{N_C - n}{n} \right) \right) + p \left( \frac{E_V}{kT} + \ln \left( \frac{N_V - p}{p} \right) \right) \right] \times$$

$$\times \frac{kT \cdot Z_i}{\sqrt{(\sum Z [D])^2 + 4N_C N_V \exp(-E_g / kT)}}$$

Хімічний потенціал газу М:  $\mu_0 = kT(-\ln(kT) + \ln(h^3 / (2\pi m kT)^{3/2}))$ .

Для двоатомного газу  $N_2$ :

$$\mu_0 = kT(-\ln(kT) + \ln(h^3 / (2\pi mkT)^{3/2}) + \ln(h^3 / (8\pi^2 IkT)^{3/2}) + \ln(hv / (kT))).$$

$m$  – маса атома або молекули,  $I = ml^2$  – момент інерції молекули,  $l$  – відстань між ядрами молекули,  $\nu$  – внутрішня частота коливань молекули.

Таким чином ми отримали систему рівнянь типу  $\pm\mu_{D_i}^s = \mu_i^g$  для знаходження рівноважної концентрації дефектів.

Концентрації точкових дефектів визначали для  $V_M$ ,  $V_N$ ,  $M_i$ ,  $N_i$ . Кожен з цих дефектів може знаходитись у трьох зарядових станах: нейтральний, однократно або двократно заряджений. Таким чином маємо систему із дванадцяти змінними, розв'язуючи яку одержимо залежності холлівської концентрації носіїв заряду та атомних дефектів від технологічних факторів двотемпературного відпалу (температури відпалу  $T$ , парціального тиску пари компонента  $P$ ).

## **Thermodynamics of Own Point Defects in Crystals of $A^{IV}B^{VI}$ Compounds**

Prokopiv V.V.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

By the method of thermodynamics potentials expects concentrations of point defects and free charge carriers in the crystals of  $A^{IV}B^{VI}$  compounds in depending of technological factors at the two-temperature annealing (annealing temperature  $T$ , partial pressure of pair component  $P$ ).

## **Структурно-фазовий стан електрохімічно осаджених покриттів на основі Cu і Co або Ni**

Проценко З.М.

*Сумський державний педагогічний університет, Суми, Україна*

Електрофізичні і магніторезистивні властивості багатошарових нанорозмірних плівкових систем на основі Cu і Co та Cu і Ni, дифузійні процеси та газоутворення в них в останні роки знаходяться в постійному полі зору дослідників, що обумовило накопичення великої кількості експериментального матеріалу. Поряд з цим, більшість цих питань залишається маловивченими у випадку більш товстих (мікронної товщини) окремих шарів. Зокрема, до числа таких питань відносяться вивчення еволюції, структурно-фазового стану в залежності від режиму термообробки у електрохімічно осаджених плівкових системах Co/Cu або Ni/Cu, які знаходять своє практичне застосування у галузі електроніки і комп'ютерної техніки.



Метою нашої роботи було встановлення параметрів процесів електрохімічного осадження окремих шарів та багатошарових (від 2 до 4 почергових шарів) структур Co/Cu або Ni/Cu на різних підкладках, дослідження впливу термовідпалювання на фазовий склад та структуру покриттів. Як матеріал підкладки (П) для нанесення гальванічних покриттів було обрано мало вуглецеву сталь, Co та Cu, а як анод використовувалися Co, Ni або Cu у відповідності до складу електроліту. Для дослідження термодифузії ми проводили відпалювання зразків при 393 - 623 К протягом 2 - 4 годин. Рентгенофазовий аналіз проводили методом дифрактометрії (прилад ДРОН-2.0) в  $K_{\alpha}$  випромінюванні Cu. Електроннографічні дослідження за допомогою електронного мікроскопу ПЕМ-125К. В останньому випадку зразки з покриттям утоняли механічним (шліфування) та хімічним (травлення) методами.

На основі рентгенівських даних встановлено, що фазовий склад невідпалених зразків Ni/Cu/П і [Ni/Cu]<sub>2</sub>/П відповідає фазі Ni, хоча спостерігаються також піки меншої інтенсивності, які належать Cu, що свідчить про те, що атоми Cu вже при кімнатній температурі частково продифундували у шар Ni, хоча параметр решітки електролітично осадженого Ni майже співпадає з параметром для масивного Ni. Після відпалювання зразків [Ni/Cu]<sub>2</sub>/П при  $T \cong 400$  К протягом 3 годин фазовий склад змінюється. Так, на рентгенограмах основні лінії належать вже фазі Cu і при цьому відбувається перерозподіл інтенсивності ліній та зменшення міжплощинних відстаней у шарах Ni. Це пов'язано з тим, що атоми Cu дифундують на поверхню верхнього шару Ni, що спостерігається навіть візуально (колір Ni покриття змінюється з сірого на сіро-рожевий).

Невідпалені зразки [Co/Cu]<sub>2</sub>/П мають фазовий склад, який відповідає  $\alpha$ -Co + Cu. Після відпалювання цих зразків протягом 1 години на рентгенограмах з'являються додатково рефлекси від  $\beta$ -Co, тобто відбувається фазовий перехід  $\alpha$ -Co  $\rightarrow$   $\beta$ -Co. Слід відмітити, що даний перехід відбувається при значно нижчій температурі, ніж у масивних зразках Co (690 К). при відпалюванні протягом 4 годин відбувається взаємна дифузія атомів Co в шар Cu, що проявляється у зменшенні міжплощинних відстаней фази Cu і  $\alpha$ -Co.

### **Structure and Phase State of Electrochemical Deposition Coating on Base Cu and Co or Ni**

Protsenko Z.M.

*Sumy State Pedagogical University, Sumy, Ukraine*

Phase composition and crystalline structure of the multilayer electrochemical deposition coating [Co/Cu]<sub>1,2</sub>/S and [Ni/Cu]<sub>1,2</sub>/S, obtained on different substrate (steel, Co, Cu) to and after the thermal annealing at 393 –

623 K. The methods X-ray and electron diffraction the phase transitions and diffusive processes in multilayer coating is investigated.

## Механізм усунення локальної аморфізації сильнолегованого інтерметалічного напівпровідника $n$ -ZrNiSn

Ромака В.А.<sup>1,2</sup>, Стадник Б.І.<sup>1</sup>, Крайовський Р.В.<sup>1</sup>, Ромака В.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Національний університет “Львівська політехніка”, Львів, Україна;

<sup>2</sup>Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. Підстригача  
НАН України, Львів, Україна;

<sup>3</sup>Львівський національний університет ім. І. Франка, Львів, Україна

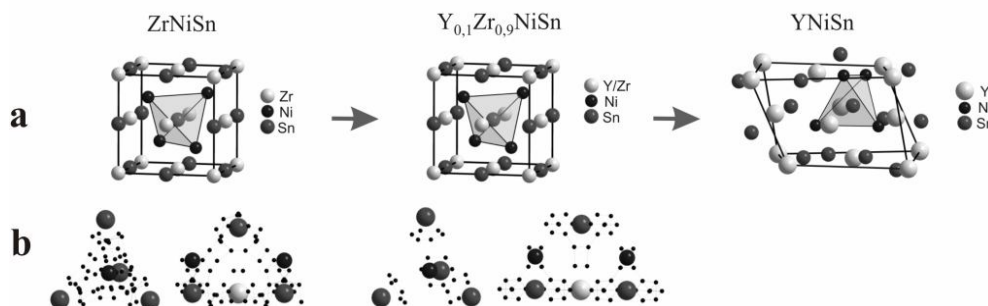
Досліджені кристалічна та зонна структури інтерметалічного напівпровідника  $n$ -ZrNiSn, сильнолегованого домішкою Y ( $N_A^Y \approx 3,8 \cdot 10^{20} \div 4,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ). Зроблено висновки про механізми усунення локальної аморфізації  $n$ -ZrNiSn, встановлені область існування твердого розчину  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$ , залежності між концентрацією домішки та напрямом і швидкістю дрейфу рівня Фермі, переходом провідності діелектрик-метал.

Інтерметалічні напівпровідники, осаджені на підложку із газової фази або отримані шляхом сплавлення вихідних компонентів з наступним неконтрольованим охолодженням, *a priori* містять значні локальні структурні неупорядкування (локальна аморфізація). Структурні дефекти таких напівпровідників можуть мати акцепторну чи донорну природу, а локальна аморфізація є причиною їх сильного легування та компенсації.

У даній роботі досліджена реакція інтерметалічного напівпровідника  $n$ -ZrNiSn на уведення у кристалічну структуру шляхом заміщення атомів Zr акцепторної домішки Y та наведені результати дослідження кристалічної структури, розрахунку розподілу електронної густини (DOS) та зонного спектру  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$ . Концентрація домішок змінювалася у діапазоні  $N_A^Y \approx 3,8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  ( $x=0,02$ )  $\div$   $4,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  ( $x=0,25$ ).

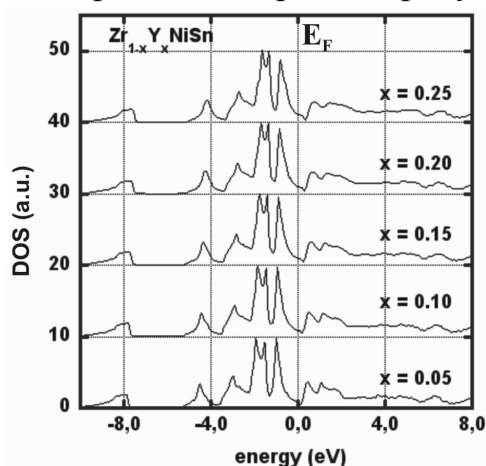
Рентгенівські фазовий та структурний аналізи показали, що досліджувані зразки  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$  є однофазними, брегівський фактор невідповідності  $R_{Br}$  не перевищує 4%. Уведення атомів Y впорядковує кристалічну структуру напівпровідника (усуває локальну аморфізацію), що супроводжується 100% заповненням позицій атомів Zr(Y) та Ni, монотонним збільшення значень періоду елементарної комірки. Встановлено, що міжатомні відстані Ni–Zr(Y), Sn–Ni та Sn–Zr(Y) є меншими, ніж у випадку ізольованих атомів і засвідчують наявність ковалентної складової у хімічних зв'язках  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$ . Одержані результати дозволили побудувати модель елементарної комірки  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$  (рис. 1). Аналіз карт електронної густини сполуки ZrNiSn (рис. 1b) показав декілька додаткових максимумів між атомами Ni та Sn, які також вказують на часткову ковалентність зв'язку між атомами Ni та Sn.

Заміщення атомів Zr на Y у  $n$ -ZrNiSn супроводжується деформаціями елементарної комірки: у напрямках Ni–Zr(Y) та Sn–Zr(Y) діє деформація стиску, а у напрямі Sn–Ni – розтягу. Для випадку  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$  критичною є концентрація  $x = 0,38$ , вище якої кристалічна структура напівпровідника руйнується. При повній заміні атомів Zr на Y отримується сполука YNiSn, кристалічна структура якої є іншою.



**Рис. 1.** Еволюція моделі кристалічної структури  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$ :  
*a* - елементарної комірки, *b* – електронної густини.

Розрахунок розподілу електронної густини (DOS)  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$  (рис. 2) показав дрейф рівня Фермі ( $\epsilon_F$ ) від дна зони провідності у напрямку валентної зони, що призведе до зміни типу основних носіїв струму – від електронів до дірок. Розрахунок густини станів на рівні Фермі засвідчує,



**Рис. 2.** Розподіл електронної густини (DOS)  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$

що для незначних концентрацій домішки Y густина станів визначається  $d$ -елекtrонам Zr з вкладом  $d$ -станів Ni. При збільшенні концентрації Y визначальним є внесок  $d$ -електронів Y. Перетин рівнів Фермі та протікання валентної зони  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$  має місце при  $x \approx 0,135$  і супроводжується переходом провідності діелектрик-метал, що є переходом Андерсона, оскільки рівень Фермі знайдеться у зоні неперервних енергій напівпровідника.

### Mechanism of removal of local amorphization of the heavy doped $n$ -ZrNiSn intermetallic semiconductor

Romaka V.A.<sup>1,2</sup>, Stadnyk B.I.<sup>1</sup>, Skolozdra Ya.V.<sup>1</sup>, Romaka V.V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>National University "Lvivska Politechnika", Lviv, Ukraine;

<sup>2</sup>Ya. Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics, Nat. Acad. Sci. of Ukraine, Lviv, Ukraine;

<sup>3</sup>Ivan Franko Lviv National University, Lviv, Ukraine

Crystal and bond structures of the heavy, Y impurity, doped  $n$ -ZrNiSn intermetallic semiconductor ( $N_A^Y \approx 3,8 \cdot 10^{20} \div 4,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) were investigated. Conclusions are done about the mechanisms of removal of local amorphization

of  $n$ -ZrNiSn. The area of existence Zr<sub>1-x</sub>Y<sub>x</sub>NiSn semiconductor solid solution, dependences, is set between the concentration of admixture and direction and speed of drift of level Fermi, by the transition of conductivity dielectric-metal.

## **Фізичні властивості та особливості структури аморфних плівок GeS та GeSe, модифікованих вісмутом.**

Романюк Р.Р.<sup>1</sup>, Миколайчук О.Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Західний науковий центр НАН України і МОН України, Львів, Україна*

<sup>2</sup>*Львівський національний університет ім. Івана Франка, Львів, Україна*

Халькогеніди германію становлять значний інтерес як перспективні матеріали для створення перемикачів струму, елементів пам'яті, фотоперетворювачів ІЧ-діапазону. Керована зміна властивостей цих матеріалів шляхом уведення елементів-модифікаторів відкриває нові можливості у їх застосуванні. Зацікавленість впливом добавок Ві на властивості халькогенідних напівпровідників викликана також можливістю використання зміни типу провідності цих матеріалів для створення р-п переходів. Згідно літературних даних найбільш широко вивчалися склоподібні зливки та тонкі плівки GeS<sub>2</sub> та GeSe<sub>2</sub> [1]. Водночас особливості впливу домішок Ві на тонкі плівки моносулфіду та моноселеніду германію вивчено ще недостатньо.

Нами проведено комплексні фізичні дослідження щодо встановлення закономірностей модифікування структури та зміни фізичних властивостей аморфних плівок GeS та GeSe внаслідок уведення добавок Ві. Вивчалися тонкі плівки складів (GeS)<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub> та (GeSe)<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub> (x = 0; 0.01-0.15), отримані методом дискретного випаровування дрібнодисперсної шихти у вакуумі 10<sup>-4</sup> Па на підкладки із ситалу, свіжих сколів NaCl, кварцу та скла при T<sub>п</sub> = 293-450К.

Визначено концентраційні та температурні межі існування аморфної структури конденсатів та досліджено особливості структури ближнього порядку аморфних тонкоплівкових матеріалів залежно від хімічного складу. Методом аналізу експериментальних кривих розсіювання електронів та модельної інтерпретації кривих радіального розподілу атомної густини, встановлено особливості структури ближнього порядку плівок. На підставі вивчення: електрофізичних, оптико-спектральних та фотоелектричних властивостей плівок проаналізовано фізичні закономірності формування спектру і густини локалізованих станів в щілині за рухливостями конденсатів, роль дефектних центрів та кластерів у процесах перенесення і рекомбінації носіїв заряду. Визначено загальні закономірності енергетичного розподілу дефектів при введенні домішок різних концентрацій в матеріали.

Отримані результати проаналізовано за допомогою структурних моделей: неперервної випадкової сітки, мікрокристалітної та топологічно-кластерної. Проведені дослідження дають можливість зробити висновок, що добавки Bi в аморфні матриці GeS та GeSe приводять до наногетерогенності структури атомної системи з утворенням комплексів різної координації (в основному на основі  $\text{GeS}(\text{Se})_{4/2}$  та  $\text{BiS}(\text{Se})_{3/2}$ ). Запропоновано основні закономірності та особливості трансформації локалізованих станів в енергетичній щілині шляхом уведення домішок Bi.

1. Vautier C. Role of metal impurity "Bi" in amorphous chalcogenide semiconductors // Sol.State Phenomena. – 2000. – V.71. – P.249-270.

### **Physical Properties and Structure of Amorphous GeS and GeSe Films Chemically Modified by Bismuth**

Romanyuk R.R.<sup>1</sup>, O.G.Mykolaychuk O.G.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Western Scientific Centre, Lviv, Ukraine

<sup>2</sup>Ivan Franko Lviv National University, Lviv, Ukraine

The temperature and concentration limits of amorphous structure existence and behaviour of short range order structure at variation of composition were determined. By Resulting the complex studies of such physical properties as electrophysical, optical-spectral and photoelectrical the behaviour of spectrum formation and density of localized states nanoclusters both in transfer processes and recombination of charge carries are analyzed.

### **Нелінійно-оптичні властивості тонких полімерних плівок, що містять фрагменти пурпурових мембран з молекулами бактеріородопсину**

Савчук А.<sup>1</sup>, Бурикін М.<sup>1</sup>, Степанчиков Д.<sup>2</sup>, Бугайчук С.<sup>3</sup>, Корчемська О.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Інститут прикладної оптики НАН України, Київ, Україна;

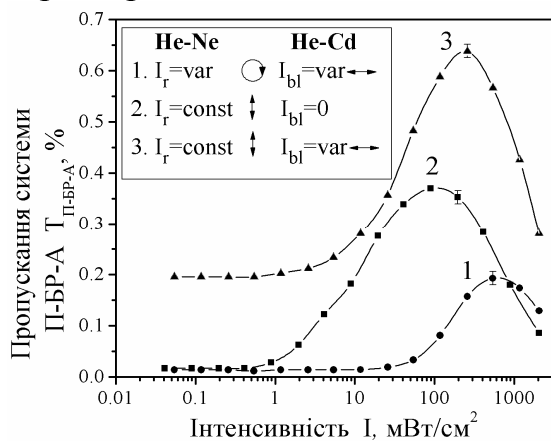
<sup>2</sup>Житомирський державний університет, Житомир, Україна;

<sup>3</sup>Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

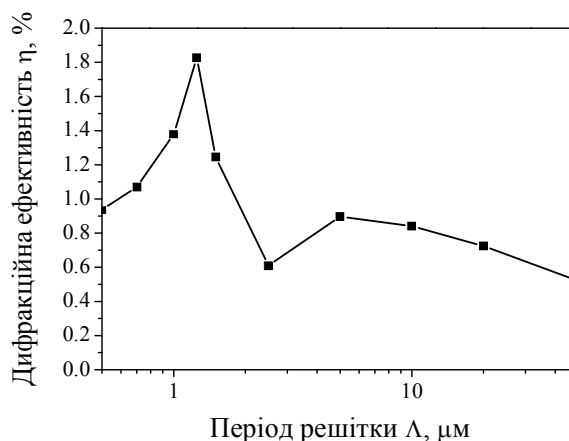
Бактеріородопсин (БР) є біологічним фоторецептором та фотоактивною протонною помпою в пурпурових мембранах (ПМ) археобактерії *Halobacterium salinarum*. Молекули БР утворюють у ПМ двовимірну кристалічну структуру з комірками розміром близько 6 нм. Поглинання світла видимого діапазону викликає цикл оборотних фототрансформацій молекули БР, які супроводжуються значними змінами показників поглинання та заломлення. Початкова форма фотоциклу БР bR570 має максимум поглинання на 570 нм, а найбільш довгоживучий інтермедіат фотоциклу M412 – на 412 нм. Фрагменти ПМ, які виділені з бактерій, зберігають свої унікальні властивості. Світлочутливі матеріали одержують шляхом введення фрагментів ПМ з розмірами від 0,5 до 1 мкм

в тонку полімерну плівку товщиною 10 – 100 мкм [1]. БР плівки з успіхом використовуються для обробки оптичної інформації та в динамічній голографії [2]. Молекули БР у основних формах фотоциклу bR570 та M412 мають значну анізотропію поглинання [3]. Молекули БР у вихідному стані фотоциклу bR570 рівномірно розподілені за усіма можливими орієнтаціями в площині плівки (плівка ізотропна). Під дією лінійно поляризованого світла оборотна оптична анізотропія (дихроїзм та подвійне променезаломлення) наводиться в БР плівках. В цій доповіді запропоновано одночасно використовувати поляризаційні властивості прямої фототрансформації bR570→M412 (анізотропія В-типу) та зворотної фототрансформації M412→bR570 (анізотропія М-типу). Також вивчена залежність дифракційної ефективності голографічної решітки від періоду решітки в БР плівці.

Теоретично і експериментально показано, що фотоанізотропний відгук, який досягається при змішаному В-М-типі анізотропії приблизно в два рази більший, ніж при В-типі, і в три рази, ніж при М-типі анізотропії (рис. 1). Видно, що БР плівки мають різко виражену нелінійну залежність фотоанізотропного відгуку від інтенсивності збуджуючого променя. Для дифракційних решіток з періодом близьким до 1 мкм спостерігається різке зростання дифракційної ефективності (рис.2). Така залежність може бути зумовлена тим, що фототрансформації окремих молекул БР впливають на стан фрагментів ПМ в цілому, які змінюють свою форму [4] та оптичні характеристики.



**Рис. 1.** Залежність пропускання БР плівки, розміщеної між схрещеними поляризатор (П) і аналізатором (А), від інтенсивності лінійно поляризованого випромінювання He-Cd лазера (анізотропія М-типу, крива 1 і В-М-типу, крива 3) та He-Ne лазера (анізотропія В-типу, крива 2).



**Рис. 2.** Залежність дифракційної ефективності голографічної решітки від періоду решітки в БР плівці.

1. N. Vsevolodov, Biomolecular Electronics. An introduction via Photosensitive Proteins. Boston: Birkhauser. – 1998.
2. E. Korchemskaya, D. Stepanchikov, N. Burykin, “Potentials of dynamic holography on bacteriorhodopsin films for real-time optical processing” in Bioelectronic Applications of Photochromic Pigments, A. Der, L. Keszthelyi, eds. Amsterdam: IOS Press. – 2001.
3. E. Korchemskaya, D. Stepanchikov, A. Druzhko, T. Dyukova, Mechanism of nonlinear photoinduced anisotropy in bacteriorhodopsin and its derivatives, Journal of Biological Physics. – 1999.– V.24, p.201.
4. D. Rhinow, N. Hampp, Light- and pH-dependent conformational changes in protein structure induce strong bending of purple membranes - Active membranes studied by Cryo-SEM, J. Phys. Chem. B. –2008. – V.112. p. 13116.

### **Nonlinearly-Optical Properties of Thin Polymer Films with Purple Membrane Fragments Containing Bacteriorhodopsin Molecules**

Savchuk A.<sup>1</sup>, Burykin N.<sup>1</sup>, Stepanchikov D.<sup>2</sup>, Bugaychuk S.<sup>3</sup>,  
Korchemskaya E.<sup>1,3</sup>.

<sup>1</sup>*Institute of Applied Optics, Kiev Ukraine;*

<sup>2</sup>*Zhytomir State University, Zhytomir Ukraine*

<sup>3</sup>*Institute of Physics, Kiev Ukraine.*

Bacteriorhodopsin (BR) is a biological photoreceptor with molecule size of 6 nm. Nonlinear photoinduced anisotropy is discussed in the context of the photoselection of anisotropically-absorbing BR molecules. A dependence of the diffraction efficiency on the grating spacing in the BR film is studied.

### **Розподіл власних дефектів в монокристалічних епітаксійних плівках PbTe**

Салій Я.П., Прокопів В.В. (мол.)

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника  
Івано-Франківськ, Україна*

Неоднорідні плівкові структури на основі халькогенідів свинцю вивчаються інтенсивно у зв'язку з можливістю їх застосування для практичних цілей інфрачервоної техніки. В ряді робіт встановлена залежність властивостей від товщини тонких плівок халькогенідів свинцю, вирощених епітаксійними методами, викликана пошаровою неоднорідністю розподілу дефектів пов'язаних з межею підкладки - плівка. До цього часу аналіз експериментальних концентрації і рухливості вільних носіїв заряду виконувався для інтегральних ефективних характеристик. Такий підхід дає інформацію про параметри плівки в цілому, але не дозволяє виділити вплив підкладки на електричні характеристики.

Очевидно, що чим тонша плівка, тим більша роль підкладки при визначенні концентрації і рухливості носіїв струму. Однак природнім є аналіз саме тих інтегральних електрофізичних величин і їх комбінацій, які при вимірюванні, наприклад провідності і сталої Холла, є дійсно пошаровими інтегралами відповідних локальних характеристик і їх комбінацій. Крім цього в цих роботах основна увага приділяється процесам розсіювання вільних носіїв заряду, однак не зауважується що їх концентрація може змінюватися на порядок в плівках різної товщини. Аналіз розмірних ефектів в напівпровідникових плівках має враховувати розподіли донорних і акцепторних центрів і центрів розсіювання. На даний час не встановлено ідентичність чи відмінність центрів розсіювання і джерел вільних носіїв заряду невласної концентрації в плівках халькогенідів свинцю.

Показано, що розмірні ефекти в монокристалічних плівках PbTe n-типу, вирощених на слюдяних підкладках методом гарячої стінки, пов'язані з розподілами як донорних станів так і центрів розсіювання вільних носіїв заряду. Виконана апроксимація експериментальних ефективних залежностей від товщини провідності  $\sigma(d)$  і добутку коефіцієнта Холла і провідності  $R(d)\sigma(d)$  теоретичними залежностями з використанням локальних концентрацій  $n(x)$  і рухливостей  $\mu(x)$ , що визначаються розподілами донорів і центрів розсіювання, представлених сумами гаусових кривих і горизонтальної прямої. Одержано просторові параметри розподілів дефектів росту на межі підкладка плівка і дислокацій у наступному шарі.

Виходячи з шаруватої неоднорідності тонких напівпровідникових плівок PbTe, вирощених методом гарячої стінки, виявлено три шари збагачені вільними електронами до різних значень концентрації і два шари центрів розсіювання, пов'язаних з різними типами кристалічним дефектів: міжфазними границями, дислокаціями, точковими дефектами тощо.

### **Distributing of Own Defects is in Single-Crystal Epitaxial Films of PbTe**

Saliy Ya.P., Prokopiv V.V (Jr)

*Vasyl Stefanyk Prekarpathian University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*films

It is rotined that size effects are in single-crystal films of PbTe of n- type, reared on the mica linings the method of hot wall, related to distributing as the donor-type states so centers of dispersion of free-carrier of charge.



## Наноразмерные полупроводниковые нити в алмазе - изоляторе

Самсоненко С.Н., Самсоненко Н.Д.

*Донбасская национальная академия строительства и архитектуры  
Макеевка, Украина.*

В наших работах была установлена макроскопическая связь между плотностью дислокаций и удельным сопротивлением полупроводниковых алмазов с внутренней мозаичной структурой и мозаичных кристаллитов в поликристаллических алмазных материалах.

В настоящей работе рассматривается микроскопическая одномерная проводимость отдельных дислокаций.

Нами проведены расчеты подзонной структуры энергии электронов, связанных с деформацией алмазной решетки в ядре дислокаций. Поперечное сечение ядра дислокаций  $S_{\text{я}}$  определяется площадкой с радиусом  $r_0$ , равным примерно  $2 \div 3$  параметра решетки алмаза ( $a \approx 3,576 \text{ \AA}$ ). Для определенности мы приняли, что  $r_0 \approx 2a \approx 7,14 \text{ \AA}$ . Это соответствует  $S_{\text{я}} \approx 1,6 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2$ . Отсюда следует, что ядро дислокации представляет собой наноразмерную структуру в поперечнике, а их протяженность можно допустить ограничивается размерами блоков мозаики (БМ). В целом мы рассматриваем дислокацию, как одномерную проводящую нить с полупроводниковыми свойствами.

В соответствии с нашими расчетами подзона структура энергетического спектра электронов, связанных с дислокацией, располагается между дном зоны проводимости (ЗП)  $\epsilon_{0C}$  и потолком валентной зоны (ВЗ)  $\epsilon_{V0}$ .

Так как периодичность электрического потенциала сохраняется вдоль оси дислокации, то удлинение связей в ядре дислокаций приводит к образованию разрешенных дислокационных полос энергии. У потолка ВЗ образуется набор разрешенных заполненных дислокационных зон (ЗДЗ). Из которых одна, соответствующая максимальному удлинению связей в ядре, располагается между потолком ВЗ и дислокационными акцепторными уровнями (ДАУ), а все остальные зоны перекрываются с ВЗ алмаза-матрицы. Ниже дна ЗП образуется также набор разрешенных свободных дислокационных зон (СДЗ), из которых две располагается между дном ЗП и ДАУ, а остальные сливаются с дном ЗП.

Ненасыщенные углеродные связи в ядре дислокаций образуют согласно Шокли дислокационные акцепторные центры (ДАЦ) с уровнями  $\epsilon_{\text{ДАУ}}$ .

Экспериментальные исследования методом ЭПР, фотопроводимости и температурной зависимости проводимости полупроводниковых алмазов типа Ic показали, что при фотовозбуждении носителей заряда происходят переходы электронов из ВЗ алмаза-матрицы на ДАУ с энергией около

~ 2 эВ. На эти же уровни переходят электроны из отдельно расположенной ЗДЗ с энергией ~ 0,3 эВ, определенной из температурной зависимости электропроводности. Контроль за концентрацией ДАЦ осуществлялся методом ЭПР. Эти исследования подтверждают теоретические расчеты, указывающие, что между ВЗ алмаза-матрицы и ДАУ располагается дополнительная полоса разрешенных энергий – ЗДЗ.

По мере удаления от оси дислокации уменьшаются деформации связей, и ЗДЗ стремится к ВЗ, а СДЗ к ЗП алмаза-матрицы.

Таким образом, вдоль оси дислокации образуется потенциальный коридор, вдоль которого возможно движение носителей заряда.

Полученные результаты позволяют построить приближенную модель движения носителей заряда вдоль оси дислокации. При тепловых возбуждениях электроны из ЗДЗ могут переходить на ДАУ. Образующиеся при этом в ЗДЗ дырки могут беспрепятственно двигаться вдоль оси дислокации под действием внешнего электрического поля.

Мы оценили удельное сопротивление единицы длины ядра дислокации. Для монокристаллических гомоэпитаксиальных алмазных пленок  $\rho_d \approx 0,03 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

### **Nanosize Semiconductor Filaments in a Diamond-Insulator**

Samsonenko S.N., Samsonenko N.D.

*Donbass National Academy of Civil Engineering and Architecture, Makeevka, Ukraine*

In this report is informed about one-dimensional dislocation conductivity. It is characteristic for semiconductor diamonds. Experimentally and theoretically it was shown the formation subsystem of electrons energy that is connected with dislocations. This subsystem settles down in the forbidden zone of diamond. The model of movement of holes along an axis dislocation is offered.

### **Модель перемикування поляризації в тонких плівках полімерного сегнетоелектрика**

Сергєєва О.Є., Бутенко А.Ф.

*Одеська національна академія харчових технологій, Одеса, Україна, ОНАХТ, Одеса, Україна*

Експериментально було встановлено, що переключення поляризації в плівках полівініліденфториду (ПВДФ) проходить дві фази. Перша фаза завершується за час порядку мікро- і мілісекунд і змінюється повільною фазою, яка триває десятки і сотні секунд і контролюється, як ми вважаємо, провідністю і процесами локалізації зарядів на міжфазних границях.

Для пояснення отриманих результатів була розроблена модель перемикування сегнетоелектричної поляризації з урахуванням наявності аморфної і кристалічної фази, яка показала, що при відсутності провідності

ріст поляризації  $P$  в кристалітах супроводжується зменшенням напруженості поля в них  $E_2$ , і максимальна величина поляризації становить лише  $P_{max}=1,44$  мкКл/см<sup>2</sup>, тобто всього 11% від поляризації  $P_s=13,1$  мкКл/см<sup>2</sup>, яка може бути отримана у випадку кінцевої провідності і акумулювання зарядів на границях кристалітів.

Було встановлено, що перемикання поляризації відбувається значно швидше, ніж її початкове формування. Це пояснено тим, що захоплені заряди  $\rho$  звільняються при перемиканні і вносять вклад у провідність

$$g = g_o + \mu \cdot \rho. \quad (1)$$

де  $\mu$  – рухливість зарядів. З урахуванням можливої рекомбінації з коефіцієнтом  $k$  динаміка вільних зарядів описана як

$$\frac{d\rho}{dt} = \pm \frac{1}{x} \frac{dP}{dt} - \frac{\rho^2}{k}. \quad (2)$$

Система диференціальних рівнянь, які описують перемикання поляризації, складається з рівняння повного струму

$$I(t) = \frac{U_o - (E_1 d_1 + E_2 d_2)}{R} = A \left[ \varepsilon_o \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} + gE_1 \right] = A \left[ \varepsilon_o \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt} + \frac{dP}{dt} + gE_2 \right], \quad (3)$$

модифікованого рівняння Дебая з часом релаксації, який залежить від напруженості поля в кристалічній фазі

$$\frac{dP(E_2, t)}{dt} = \frac{P_{cm}(E_2) - P(E_2, t)}{\tau(E_2)}, \quad \text{де} \quad (4)$$

$$P_{cm} = -P_o + \frac{2P_s}{E_s - E_c} (E_2 - E_c), \quad \text{і} \quad \tau(E_2) = \tau_o \exp\left(\frac{E_A}{E_2}\right), \quad (5)$$

умови неперервності вектора електричного зміщення на границях між сусідніми аморфними і кристалічними шарами

$$\varepsilon_o \varepsilon_1 E_1(t) = \varepsilon_o \varepsilon_2 E_2(t) + P(E_2, t) - \sigma(t). \quad (6)$$

і кінетики заряду  $\sigma(t)$  на границях фаз завдяки різниці полів  $E_1$  і  $E_2$

$$\frac{d\sigma}{dt} = g(E_1 - E_2). \quad (7)$$

Рівняння (1)–(7) були вирішені чисельними методами для одержання залежності напруженостей в аморфній  $E_1(t)$  і кристалічній  $E_2(t)$  фазі, сегнетоелектричної поляризації  $P(t)$ , екрануючого заряду  $\sigma(t)$  і провідності  $g$  у процесі перемикання. З порівняння експериментальної і теоретичної кривої перемикання поляризації були знайдені величини ефективної рухливості зарядів  $\mu=10^{-13}$  м<sup>2</sup>/(В·с), характеристичного часу перемикання  $\tau_o=20$  нс і напруженості поля активації  $E_A=1,2$  ГВ/м.

## Model of Polarization Switching in Thin Films of a Polymer Ferroelectric

Sergeeva A.E., Butenko A.F.

*Odessa National Academy of Food Technologies, Odessa, Ukraine*

It has been found experimentally that the switching of polarization in PVDF passes two stages, namely the fast one and the slow one. To explain the phenomenon, a physical model has been developed considering semicrystalline structure of the polymer, release and re-trapping of localized charges and the modified Debye equation. From comparison of experimental and calculated curves, several parameters of the switching have been found.

## Механізми утворення кисневих комплексів в легованих міддю кристалах цинк селеніду

Сташко Н.В.

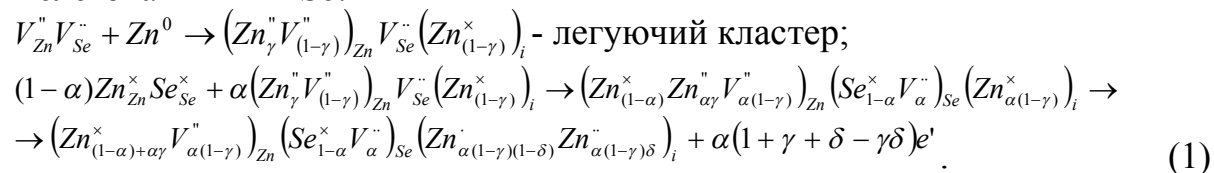
*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

Кисень може знаходитися у напівпровідникових кристалах як в електрично нейтральному стані, так і утворювати заряджені активні донорні та акцепторні комплекси. У кристалах цинк селеніду кисень є однією із невід'ємних фонових домішок, його концентрація переважає у ряді випадків як власну, так і домішкову концентрацію [1]. Ця обставина призводить до домінуючого впливу кисню на весь комплекс властивостей матеріалу. [2].

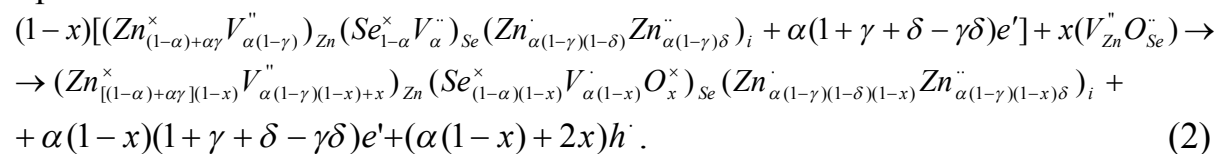
У даній роботі розглянуто кристалохімічний аспект ролі кисню у чистих і легованих Cu кристалах цинк селеніду.

При відхиленні від стехіометричного складу цинк селеніду на бік металу кристалоквазіхімічні формули для n-ZnSe будуть наступними:

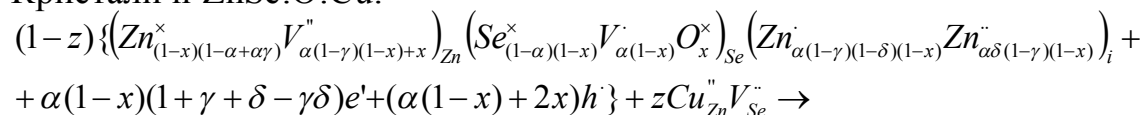
Нелегований n-ZnSe:



Кристали n-ZnSe:O:



Кристали n-ZnSe:O:Cu:



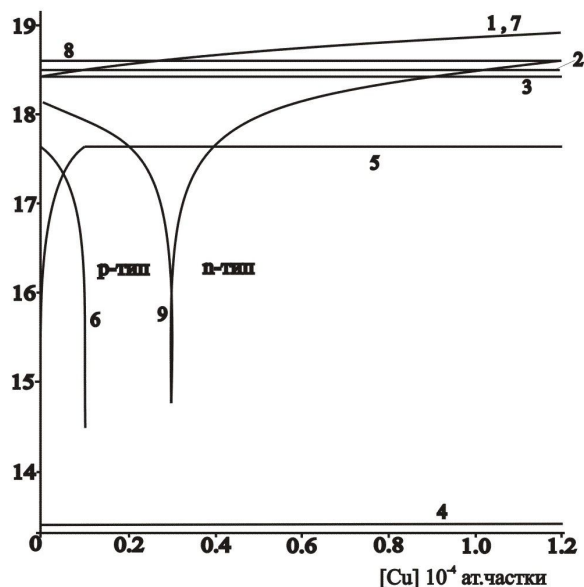
$$\rightarrow \left( Zn_{(1-z)(1-x)(1-\alpha+\alpha\gamma)+z}^{\bullet} V_{(1-z)(\alpha(1-\gamma)(1-x)+z)}^{\bullet} \right)_{Zn} \left( Se_{(1-z)(1-\alpha)(1-x)}^{\bullet} V_{\alpha(1-z)(1-x)+z}^{\bullet} \right)_{Se} \left( Zn_{\alpha(1-z)(1-\gamma)(1-\delta)(1-x)}^{\bullet} Zn_{\alpha\delta(1-z)(1-\gamma)(1-x)}^{\bullet} \right)_i \left( O_{Se}^{\times} Cu_i V_{Zn}^{\bullet} \right)_z \left( O_{Se}^{\times} Zn_i V_{Zn}^{\bullet} \right)_{x(1-z)-z} + (\alpha(1-z)(1-x)(1+\gamma+\delta-\gamma\delta)+z)e' + [(1-z)(\alpha(1-x)+3x)]h \quad (3)$$

Для  $[Cu] > [O]$  будемо мати:

$$\left( Zn_{(1-z)(1-x)(1-\alpha+\alpha\gamma)}^{\bullet} Cu_{z-x(1-z)}^{\bullet} V_{(1-z)(\alpha(1-\gamma)(1-x)+z)}^{\bullet} \right)_{Zn} \left( Se_{(1-z)(1-\alpha)(1-x)}^{\bullet} V_{\alpha(1-z)(1-x)+z}^{\bullet} \right)_{Se} \left( Zn_{\alpha(1-z)(1-\gamma)(1-\delta)(1-x)}^{\bullet} Zn_{\alpha\delta(1-z)(1-\gamma)(1-x)}^{\bullet} \right)_i \left( O_{Se}^{\times} Cu_i V_{Zn}^{\bullet} \right)_{x(1-z)} + (\alpha(1-x)(1-z)(1+\gamma+\delta-\gamma\delta)+2z-x(1-z))e' + [(1-z)(\alpha(1-x)+2x)+z]h \quad (4)$$

Для нестехіометричних кристалів n-ZnSe:O:Cu переважають наступні точкові дефекти:  $V_{Se}^{\bullet}$ ,  $V_{Zn}^{\bullet}$  та  $Zn_i^{\bullet}$  (рис. 1 – криві 1, 2, 3). Концентрація двозарядних міжвузлових атомів цинку  $[Zn_i^{\bullet\bullet}]$  на декілька порядків нижча від попередніх (рис. 1 – крива 4). Що стосується комплексів, то із збільшенням вмісту міді має місце зростання  $(O_{Se}^{\times} Cu_i V_{Zn}^{\bullet})'$  та зменшення  $(O_{Se}^{\times} Zn_i V_{Zn}^{\bullet})'$  (рис. 1). При незначному вмісті міді (менше  $0,3 \cdot 10^{-4}$  ат. частки) кристали володіють р-типом провідності, за який відповідальними є двозарядні вакансії Цинку (рис. 1 - крива 2). Із збільшенням вмісту міді концентрація дірок зменшується, відбувається конверсія провідності матеріалу з р- на n-тип і подальше зростання концентрації електронів. Це обумовлено зростанням концентрації вакансій Селену та Цинку у міжвузлях (рис. 1 - криві 1, 3).

$\lg [N, \text{см}^{-3}]$



**Рис. 1.** Залежність концентрації переважаючих точкових дефектів 1 –  $V_{Se}^{\bullet}$ , 2 –  $V_{Zn}^{\bullet}$ , 3 –  $Zn_i^{\bullet}$ , 4 –  $Zn_i^{\bullet\bullet}$ , комплексів 5 –  $(O_{Se}^{\times} Cu_i V_{Zn}^{\bullet})'$ , 6 –  $(O_{Se}^{\times} Zn_i V_{Zn}^{\bullet})'$ , основних носіїв 7 – n і 8 – p та холлівської концентрації 9 –  $n_H$  у n-ZnSe:O:Cu від вмісту легуючої домішки  $[Cu]$  ( $\alpha = 6 \cdot 10^{-5}$  ат. частки,  $\delta = 10^{-5}$ ,  $x = 10^{-5}$  ат. частки,  $\gamma = 10^{-5}$ )

1. Н.К. Морозова, В.А. Кузнецов. Селенид цинка. Получение и оптические свойства. – М.: Наука. – 1992. – С. 96.
2. Д.Д. Недеогло, А.В. Симашкевич. Электрические и люминисцентные свойства селенида цинка. – Кишинёв: Штиинца. –1984. – С. 150.

## Mechanisms of Formation of Oxygen Complexes in Alloyed Zinc Selenide Crystals by Copper

Stashko N.V.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Crystalquasichemical formulas of the pure and alloyed ZnSe crystals by a copper, which contain the selfactivated oxygen, are offered. Dependences of concentration of defects, Hall concentration of transmitters of current are figured out on maintenance of the alloying admixture Cu for different values of concentration of background oxygen, both in stoichiometric zinc selenide and n- and p-ZnSe. The role of oxygen and copper in forming of electronic subsystem of zinc selenide crystals and realization at them thermodynamics p-n – transitions is identified.

## Зміни внутрішніх напружень та параметру ґратки кристалів кремнію, стимульовані комбінованою дією рентгенівського опромінення та магнітного поля

Стебленко Л.П.<sup>1</sup>, Коплак О.В.<sup>1</sup>, Мудрий С.І.<sup>2</sup>, Кулик Ю.О.<sup>2</sup>,  
Науменко С.М.<sup>1</sup>, Кобзар Ю.Л.<sup>1</sup>, Курилюк А.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup>Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна

Метою дослідження даної роботи є вивчення явищ, які виникають в кристалах кремнію при комбінованій дії рентгенівського опромінення ( $D \approx 10^4$  рад) та магнітного поля. В досліджуваних нами зразках Si, які зазнавали комбінованої обробки, проводились періодично вимірювання параметрів ґратки та внутрішніх напружень.

Проведені дослідження засвідчили, що комбінування обробок у будь-якій послідовності призводить до зменшення внутрішніх напружень. Встановлено також, що у випадку, коли рентгенівська обробка (РО) передувала магнітній обробці, тобто при комбінованій обробці типу «РО+МО» спостерігались зміни не лише у величині механічних напружень, але і у величині параметра ґратки, який до комбінованої обробки дорівнював  $a = 5,4266$ , тоді як після подвійної обробки «РО+МО» він зростав до значення  $a = 5,4387$ . У випадку, коли магнітна обробка передувала рентгенівській обробці, тобто при обробці, яка проводилась у послідовності «МО+РО» параметр ґратки не змінювався.

При обох комбінованих обробках має місце зменшення мікронапружень, яке відбувається, по-перше, за рахунок руйнації природної окисної плівки в магнітному полі, по-друге, за рахунок зміни структури кристалів Si. При цьому, в залежності від послідовності проведення обробок, структура кристалу Si змінюється по-різному. Можна

припустити, що комбінування обробок у послідовності «РО+МО» спричиняє такі структурні зміни, які призводять до істотної релаксації напружень і, відповідно, є причиною зміни параметру ґратки.

Якщо врахувати наявність зв'язку між найкоротшою міжатомною віддалю (довжиною валентного зв'язку) і енергією ґратки, то можна зробити висновок, що при комбінуванні обробок у послідовності «РО+МО» енергія ґратки кремнію зменшується порівняно з початковим значенням.

### **Change of Internal Stress and Lattice Parameter of Silicon Crystals, Stimulated by the Combined Influence of X-ray Irradiation and a Magnetic Field**

Stebenko L.P.<sup>1</sup>, Koplak O.V.<sup>1</sup>, Mudriy S.I.<sup>2</sup>, Kulyk Yu.O.<sup>2</sup>,  
Naumenko S.M.<sup>1</sup>, Kobzar Iu.L.<sup>1</sup>, Kuryliuk A.M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Ivan Franko National University of L'viv, L'viv, Ukraine*

Change of internal pressure and lattice parameter in silicon crystals stimulated by the combined action of X-ray and a magnetic field are revealed. The fixed changes can be connected with course of structural relaxation processes.

### **Плавление в бинарных пленочных системах**

Сухов В.Н., Чурилов И.Г.

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

Приводятся результаты исследований плавления слоистых бинарных систем (Bi-Sn и Pb-Sn), полученных последовательной конденсацией компонентов в вакууме. Взаимное расположение экранов, подложки и испарителей позволяло в одном эксперименте в совершенно идентичных условиях на одну половину подложки по ее длине конденсировать двухслойную толстую пленку (по 200 нм), а на другую – многослойную (до 20 слоев) систему такой же общей толщины. После прекращения конденсации один конец подложки нагревался выше эвтектической температуры, а второй поддерживался при комнатной температуре.

В многослойных пленочных системах было обнаружено размытие границы плавления со стороны более низких температур. Граница, соответствующая эвтектической температуре обычно имеет некоторую ширину, колеблющуюся в различных экспериментах при изменении параметров препарирования и толщины в пределах нескольких десятых долей градуса.

Электронно-микроскопические исследования пленок сплава показали, что ниже эвтектической температуры двухслойная система

является поликристаллической, а выше отчетливо проявляется образование жидкой фазы. В многослойной системе образуется двойная граница, и образование жидкой фазы наблюдается между первой и второй границей.

Сопоставление данных [1] и соображений [2], вероятно, указывает на то, что наблюдаемое размытие границы плавления, соответствующей эвтектической температуре, со стороны более низких температур обусловлено именно вкладом межфазной межзеренной энергии в плавление поликристаллических пленок эвтектического типа. Между второй и первой границей, то есть в области, расположенной ниже эвтектической температуры, в результате влияния межфазных границ Bi-Sn происходит в начальный момент при соответствующих температурах плавление и следующая сразу за ним кристаллизация, поскольку при таких толщинах и температурах жидкая фаза является неравновесной и находится в контакте с кристаллической фазой, инициирующей кристаллизацию

Указанное понижение температуры эвтектики в соответствии с существующими термодинамическими представлениями об изменении температуры плавления нанообъектов, вероятно, определяется суммарной толщиной двух контактирующих тонких слоев, из которых состоит слоистая пленочная система, и межфазной энергией их границы.

Полученные значения ширины зоны плавления позволяют оценить также межфазную энергию границы. Согласно существующим представлениям [3] для многослойной системы, состоящей из чередующихся слоев компонентов А и В, для понижения температуры плавления справедливо выражение:

$$\frac{\Delta T}{T_s} \approx \frac{\sigma_A + \sigma_B + \sigma_{AB}(n-1) - 2\sigma_\ell}{\frac{n}{2}(d_1 + d_2)\lambda},$$

где  $\sigma_A, \sigma_B, \sigma_{AB}$  - поверхностная энергия компонентов А и В и их границы, соответственно, а  $\sigma_\ell$  поверхностная энергия для жидкой фазы на основе компонентов А и В с учетом их концентрации,  $n$  – общее число слоев компонентов А и В толщиной  $d_1$  и  $d_2$ ,  $\lambda$  – теплота плавления.

Указанное соотношение с учетом малости некоторых слагаемых преобразуется к виду:

$$\frac{\Delta T}{T_s} \approx \frac{2\sigma_{AB}}{(d_1 + d_2)\lambda}.$$

Вычисленное при помощи этого выражения для двух серий экспериментов среднее значение межфазной энергии границы раздела слоев олово-висмут составляет  $\sigma_{AB} = (25 \pm 5)$  эрг/см<sup>2</sup>.

1. Н.Т. Гладких, С.П. Чижик, В.И. Ларин, Л.К. Григорьева, В.Н. Сухов. Исследование двухкомпонентных диаграмм состояния с применением



- конденсированных пленок // ДАН СССР, 1985. – 280. – № 4. – С. 858-860.
2. Д.Г. Громов, С.А. Гаврилов, Е.Н. Редичев. Влияние толщины пленок меди в слоистых структурах Cu/W-Ta-N, Cu/C и C/Cu/C на температуру процесса плавления диспергирования // Журнал физической химии. – 2005. – Т. 79, № 9. – С. 1578-1585.
  3. Н.Т. Гладких, С.В. Дукаров, А.П. Крышталь, В.И. Ларин, В.Н. Сухов, С.И. Богатыренко. Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках / под ред. Н.Т. Гладких. – Харьков: ХНУ имени В.Н. Каразина, 2004. – 276 с.

### **Melting in the Binary Film System**

Sukhov V.N., Churilov I.G.

*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

Presents results of the investigation of the melting processes in thick eutectic bi- and multilayer systems. Measurements of multilayer system (layer thickness 10÷20 nm) and bi-layer system (layers thickness 200 nm) of similar total thickness have demonstrated that eutectic melting temperature for a multilayer system is lower than for a bi-layer system. Thermodynamic analysis has shown that temperature reduction depends on total thickness of the neighboring layers and layers boundary energy.

### **Дослідження процесів протікання заряду в тонких плівках гідрогенізованого аморфного карбіду кремнію на кристалічному кремнії**

Татарчук І., Назаров О., Гоменюк Ю., Васін О., Русавський О., Лисенко В.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАНУ, Київ, Україна*

У даній роботі розглядаються процеси переносу та захоплення заряду у насичених вуглецем аморфних тонких плівках  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  нанесених на кристалічну кремнієву підкладку р-типу провідності та відпалених у вакуумі в температурному діапазоні 300 – 850 °С. Вольтамперні та вольт-фарадні характеристики вимірювались в температурному діапазоні 100-350К.

Максимальний коефіцієнт випрямлення був виявлений у гетеро структури, яка була відпалена при температурі 450°С, і становив  $4 \times 10^2$ . У цього матеріалу спостерігався максимальний розмір оптичної щілини та мінімальна концентрація парамагнітних дефектів [1]. Після відпалу при 650°С прямий та зворотній струм був більший за відповідні для початкового та відпаленого зразка при 450°С.

Температурна залежність прямого струму для невідпаленої структури в діапазоні напруги до -1 В виявляє стрибковий механізм

провідності зі змінною довжиною стрибка. Щільність станів поблизу рівня Фермі приблизно дорівнює  $8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ . Збільшення напруги призводить до збільшення середньої довжини стрибка від 4.2 нм до 7 нм. Відпал при температурі  $450^{\circ}\text{C}$  змінює механізм протікання заряду на струм обмеженим просторовим зарядом. Енергетична глибина пасток, що контролює струм, становить 0.11 eV. Відпал при  $650^{\circ}\text{C}$  зменшує залежність струму від температури, і знову починає діяти механізм стрибкової провідності, що корелює із формуванням вуглецевих аморфних нанокластерів, які спостерігаються за допомогою метода зворотнього розсіяння Рамана. Щільність станів становить  $5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ .

Збільшення прикладеної напруги більше за 1В призводить до зменшення струму, що може бути пов'язано із захопленням заряду локалізованими пастками, відділеними від основної матриці великим потенційним бар'єром.

1. A.V.Vasin, S.P. Kolesnik, A.A.Konchits et.al. J.Appl.Phys. –2006. – V. 99. – p. 113520

### **Studying of Charge Transfer Effects in Thin Films of a-SiC:H/c-Si**

Tatarchuk I., Nazarov A., Gomeniuk Yu., Vasin A., Rusavskii A., Lysenko V.

*Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NASU, Kyiv, Ukraine*

The a-Si<sub>1-x</sub>C<sub>x</sub>:H alloy is very attractive for employing in photoelectrical application. In spite of a lot of papers studying the chemical composition, photo and light-emitting properties of the alloy there is very small information about its electrical properties.

### **Кристалохімічні моделі дефектної підсистеми у чистому і легованому плюмбум телуриді**

Туrowsька Л.В.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

У напівпровідниках  $A^{IV}B^{VI}$ , вміст сторонніх домішок в яких не перевищує фонові величини, тип і концентрація вільних носіїв заряду для області домішкової провідності обумовлені власними точковими дефектами кристалічної ґратки [1].

Плюмбум халькогеніди мають провідність n-типу при надлишку Плюмбуму відносно стехіометричного складу і провідність р-типу при надлишку халькогена. У випадку плюмбум телуриду максимальні значення концентрації носіїв складають:  $1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  електронів при 993 К і  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  дірок при 1053 К [1, 2].

Точкові дефекти та їх комплекси у значній мірі відповідальні за весь комплекс фізико-хімічних властивостей матеріалу. На даний час немає

єдиної думки щодо природи цих дефектів та їх зарядового стану. Для пояснення відомих експериментальних результатів нами запропоновано кристалоквазіхімічні формули для n- і p-PbTe зі складним спектром точкових дефектів у катіонній підґратці, визначено умови реалізації n-p-переходів. На основі запропонованих квазіхімічних формул [3] розраховано залежність концентрації точкових дефектів, вільних носіїв та холлівської концентрації від ступеня відхилення від стехіометричного складу. Встановлено, що основними точковими дефектами для n-PbTe є одно- і двозарядні вакансії Плюмбуму  $V_{Pb}^-$ ,  $V_{Pb}^{2-}$ , двозарядні вакансії Телуру  $V_{Te}^{2+}$  та міжвузловий Плюмбум  $Pb_i^{2+}$ , концентрація яких із збільшенням концентрації надстехіометричного Pb зростає. При цьому домінуючу роль у формуванні величини холлівської концентрації відіграють вакансії у аніонній підґратці. Для p-PbTe серед існуючих дефектів  $V_{Pb}^-$ ,  $V_{Pb}^{2-}$ ,  $V_{Te}^{2+}$  важливу роль відіграють двозарядні вакансії Плюмбуму, які є відповідальними за діркову провідність.

Проаналізовано також залежність концентрації дефектів від величини диспропорціонування вакансій у катіонній підґратці плюмбум телуриду.

Легування елементами III групи Періодичної системи M (Ga, In, Tl) обумовлює перерозподіл власних точкових дефектів і змінює електронну підсистему кристала. Запропоновано нову модель точкових дефектів, яка враховує диспропорціонування зарядового стану домішки за схемою:  $M^{+2} \rightarrow M_z^{+1} + M_{1-z}^{+3} + (1-2z)e'$  (z – величина диспропорціонування зарядового стану домішки) та кристалоквазіхімічні формули легованих p-PbTe:M та n-PbTe:M, де галій та індій є донорами, а талій – акцептором.

Аналіз отриманих даних свідчить про наявність загальних тенденцій у змінах концентрації точкових дефектів і холлівської концентрації носіїв заряду для розглянутих механізмів. Вони полягають у наступному. Конверсія типу провідності в кристалах p-PbTe:M істотно залежить від величини диспропорціонування зарядового стану (z) домішки. Так, для легованих кристалів p-PbTe:M при перевазі однократно іонізованих атомів домішки  $M^{1+}$  (z > 0,5) характерно тільки збільшення концентрації основних носіїв – дірок. Перевага ж домішки в зарядовому стані  $M^{3+}$  (z < 0,5) веде до початкового зменшення концентрації дірок, реалізації термодинамічного p-n-переходу і подальшого росту концентрації електронів. Для легованих кристалів n-PbTe:M має місце протилежна залежність. Особливості, що спостерігаються у зміні холлівської концентрації носіїв заряду, зв'язані з характерними співвідношеннями між окремими точковими дефектами. Так, зокрема, якщо для кристалів p-PbTe:M, крім іонізованої домішки ( $M^{1+}$ ,  $M^{3+}$ ), істотну роль відіграють двозарядні вакансії Плюмбуму  $V_{Pb}^{2-}$ , то для n-PbTe:M – двократно іонізовані донорні центри – вакансії Телуру  $V_{Te}^{2+}$ . Встановлено, що

домінуючим механізмом легуючої дії домішки є заміщення вакансій у катіонній підгратці для p-PbTe, чи добування катіонної підгратки у n-PbTe із диспропорціюванням зарядового стану домішки.

Зіставляючи дані експериментів і теоретичних розрахунків щодо значень концентрації легуючої домішки, при якій реалізується термодинамічний n-p-перехід, визначені величини диспропорціювання зарядового стану домішки.

1. Ю.Н. Равич, В.А. Ефимова, В.А. Смирнова. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS. – М: Наука, 1968. – 384 с.
2. Н.Х. Абрикосов, Л.Е. Шелимова. Полупроводниковые материалы на основе соединений  $A^{IV}B^{VI}$ . – М: Наука, 1975. – 196 с.
3. Бойчук В.М., Ткачик О.В., Туровська Л.В., Дикун Н.І. Кристаллоквазіхімічні формули нестехіометричного плюмбум телуриду із складним спектром точкових дефектів і процеси самолегуювання // Фізика і хімія твердого тіла. – 2007. – Т. 8, № 2. – С. 366–373.

### **Crystal-Chemical Models of Defective Subsystem in Pure and Alloyed Lead Telluride**

Turovska L.V.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Crystal-chemical models for n- and p-PbTe with the difficult spectrum of point defects are proposed. On the basis of this model crystal-chemical formulas are first offered for different mechanisms of doping by elements of III group of Periodic table taking into account the disproportionation of charge state. Dominant defects of pure and alloyed PbTe are determined.

### **Влияние термических обработок на спектр электролюминесценции пленок SiO<sub>2</sub>, имплантированных ионами Eu<sup>+</sup>**

Тягульский С.И.<sup>1</sup>, Назаров А.Н.<sup>1</sup>, Тягульский И.П.<sup>1</sup>,  
Леман Я.<sup>2</sup>, Реболе Л.<sup>2</sup>, Скорупа В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина.*

<sup>2</sup>*Институт ионных пучков и материаловедения, Дрезден, Германия.*

Пленки SiO<sub>2</sub>, имплантированные ионами Eu<sup>+</sup>, демонстрируют способность к излучению в видимой области спектра на разных длинах волн в зависимости от приложенного напряжения [1].

В работе проведен анализ спектров электролюминесценции (ЭЛ) структур SiO<sub>2</sub>/n-Si со слоем SiO<sub>2</sub>, имплантированным ионами Eu<sup>+</sup>, которые

были подвергнуты термическому отжигу в диапазоне температур 800 – 1000°C и быстрому термическому отжигу лампой-вспышкой при температуре 1000°C, 20 мсек. Толщина SiO<sub>2</sub> составляла 100 нм, энергия имплантации – 100 кеВ, концентрации примеси – 0.1 – 1.5 ат.%. Спектры ЭЛ измерялись в диапазоне 300 – 750 нм в режиме постоянного тока.

В спектрах структур, термически отожженных в диапазоне температур 800 – 900°C, и структур, отожженных с помощью лампы-вспышки, наблюдаются узкие линии (573, 590, 618 и 659 нм), соответствующие переходам между оболочками 4f<sup>6</sup>D<sub>0</sub> – <sup>7</sup>F<sub>j</sub> (j=0, 1, 2, 3) в Eu<sup>3+</sup> и широкие линии в диапазоне 410 – 470 нм, соответствующие 4a<sup>6</sup>5d – 4f<sup>7</sup> переходам в Eu<sup>2+</sup>. Увеличение температуры отжига приводит к падению интенсивности люминесценции основных линий, связанных с европием. В структурах, отожженных при температуре 950°C и 1000°C, в ЭЛ спектре отсутствуют линии связанные с европием, однако наблюдается широкая линия 550 нм, которая может быть связана с вакансионными дефектами в аморфной матрице SiO<sub>2</sub>. Просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения демонстрирует увеличение размеров нанокластеров окиси европия с ростом температуры от 5 нм (для отжига при температуре 800°C и обработке лампой-вспышкой) до 20 нм (для отжига при 1000°C).

Предполагается, что падение интенсивности спектра ЭЛ с ростом температуры отжига связано с увеличением размера нанокластеров. Трансформация спектра с ростом температуры отжига объясняется на основе модели формирования дефектной оболочки вокруг нанокластеров Eu<sub>x</sub>O<sub>y</sub>.

1. S Prucnal, et. al // Appl Phys Lett. – 2007. – V.90. – p. 181121.

### **The thermal treatment influence on the electroluminescence spectra of the europium implanted SiO<sub>2</sub> films**

Tyagulskiy S.<sup>1</sup>, Nazarov A.<sup>1</sup>, Tyagulskyy I.<sup>1</sup>,  
Rebohle L.<sup>2</sup>, Lehmann J.<sup>1</sup>, Skorupa W.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Semiconductor Physics, NASU, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf e.V., Dresden, Germany*

The electroluminescence spectra of the Eu<sup>+</sup> implanted SiO<sub>2</sub>/n-Si structure which subjected to the furnace annealing in temperature range of 800° C - 1000° C and flash lamp annealing at 1000° C were investigated. The transmission electron microscopy with the high resolution demonstrated the increasing of the Eu nanocluster size from 5 nm (for 800° C FA and 1000° C FLA) to 20 nm (for the 1000° C FA). The EL intensity decrease and the spectra transformation with the increase of nanocluster size were observed. Assumption that the transformation of the EL spectra can be probably explained by the appearance defect shell around the large size Eu<sub>x</sub>O<sub>y</sub> nanoclusters was proposed.

## Пироэлектрическая активность и переключение поляризации в поливинилиденфториде

Федосов С.Н.<sup>1</sup>, Сергеева А.Е.<sup>1</sup>, Х. фон Сеггерн<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Одесская национальная академия пищевых технологий, Одесса, Украина

<sup>2</sup> Институт электронного материаловедения, ТУД, Дармштадт, Германия

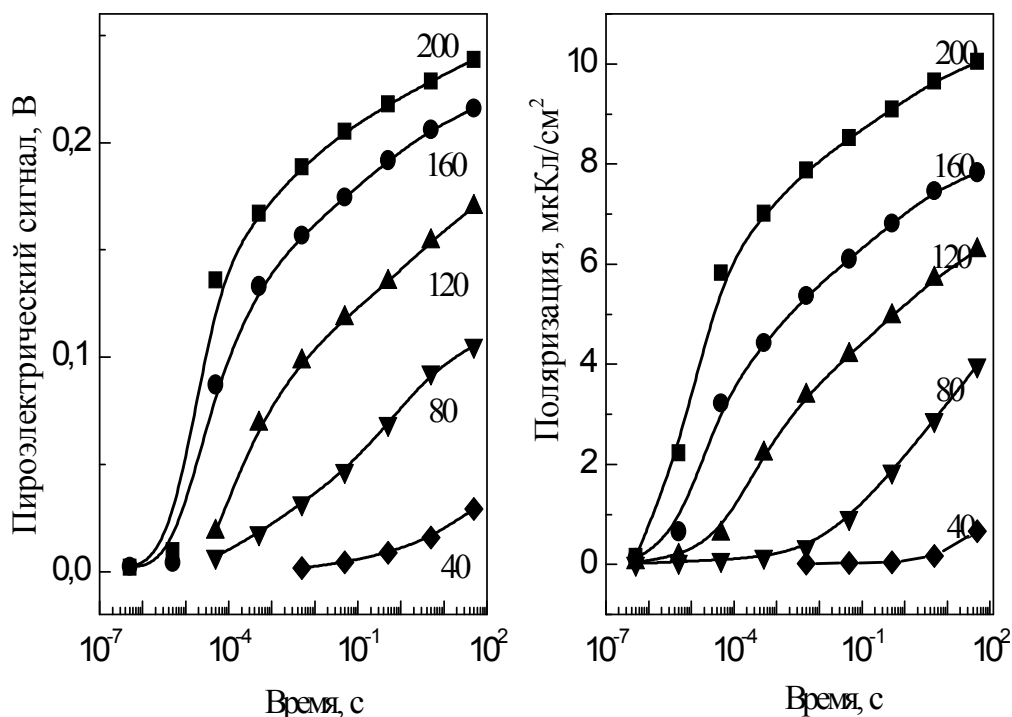
Пироэлектрические исследования пленок ПВДФ представляют интерес, так как полимер широко применяется для изготовления пироэлектрических датчиков. Проведенное в настоящей работе исследование пироактивности ПВДФ в сочетании с изучением переключения сегнетоэлектрической поляризации позволяет не только прояснить природу пироэлектричества в ПВДФ, но и выявить пути повышения стабильности поляризации.

Эксперименты проведены на образцах дуосоно ориентированной пленки ПВДФ толщиной 12,5 мкм фирмы Kureha Co. (Япония) с Au электродами площадью 0,2 см<sup>2</sup>, нанесенными методом катодного распыления. Структура пленки соответствовала почти равному количеству кристаллической и аморфной фазы. Анализ ИК спектров показал, что отношение сегнетоэлектрической  $\beta$ -фазы к параэлектрической  $\alpha$ -фазе составляло 70:30 и оставалось неизменным после электризации, которая проводилась в режиме постоянного напряжения. Для первичной электризации напряжение 2,0 кВ подавалось на образец через электронный переключатель фирмы Behlke Co. (Германия) в течение 200 с, что обеспечивало однородную поляризацию в кристаллитах порядка 9,2 мкКл/см<sup>2</sup> [1].

Переключение поляризации проводилось высоким напряжением (от 0,5 до 2,0 кВ) противоположной полярности в широком диапазоне времен  $\tau$  от 10<sup>-6</sup> до 100 с. Величина поляризации определялась путем обработки напряжения на измерительном конденсаторе емкостью 0,2 мкФ.

После каждого переключения проводили измерение пироэффекта динамическим методом тепловой волны Коллинза [2], в качестве источника которой использовался импульс света длительностью 50 мкс, генерируемый фотовспышкой Metz 45 СТ-3. Пироток и напряжение на измерительном конденсаторе, фиксировались широкополосным осциллографом Tektronix TDS 510A. Путем измерения пирокоэффициента было установлено, что полное переключение происходит при  $U=2,0$  кВ и  $\tau > 100$  с.

Установлено, что при  $U=0,5$  кВ, обеспечивающем напряженность поля около 40 МВ/м, т.е. такого же порядка, как коэрцитивное поле в ПВДФ, даже при  $\tau=50$  с переключается всего 6,4 % всей поляризации, а при  $\tau < 50$  мс никакого переключения поляризации практически не происходит. При  $U=1$  кВ за  $\tau=50$  с переключается 44,4 % поляризации, т.е.



**Рис. 1** Эволюция пироэлектрического сигнала и сегнетоэлектрической части поляризации, полученные при последовательном подключении переключающих импульсов напряжения увеличивающейся длительности от 0,5 мкс до 50 с при разных напряженностях поля, соответствующих числам у кривых (в МВ/м).

образец почти переходит в состояние с нулевой средней поляризацией. Повышение  $U$  до 1,5 кВ приводит к тому, что за 50 с переключается 79,4% поляризации, а при  $U=2$  кВ за 50 с поляризация переключается полностью.

Абсолютное подобие приведенных на рис. 1 графиков переключенной поляризации и пирокоэффициента свидетельствует о том, что между остаточной поляризацией и пирокоэффициентом имеется прямая пропорциональная зависимость. Это дает возможность использовать измерение пироэлектричества, которое технически осуществить довольно просто, для оценки поляризованного состояния электризованной пленки ПВДФ, т.е. для оценки величины и направления остаточной поляризации.

1. S. N. Fedosov and H. von Seggern J. Appl. Phys. – 2008. – V.103, N.1. – p. 014105
2. R. E. Collins J. Appl. Phys. – 1980.– V. 51, N.11. – P. 2973-2979.

## **Pyroelectric Activity and Polarization Switching in Polyvinylidene Fluoride**

Fedosov S.N.<sup>1</sup>, Sergeeva A.E.<sup>1</sup>, H. von Seggern<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Department of Physics and Materials Science, ONAFT, Odessa, Ukraine*

<sup>2</sup> *Institute of Electronic Materials Science, Technical University, Darmstadt, Germany*

It has been found that dependences of pyrocoefficients and polarization in PVDF on the switching time in wide range are very similar indicating their proportionality and predetermining possibility of application the pyroelectric measurements for analyzing the polarized state in ferroelectric polymers like PVDF.

## **Формування структурних угруповань у неупорядкованій халькогенідній системі Ge-As-S**

Фекешгазі І.В., Міца В.М., Сіденко Т.С., Толмачов І.Д.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України,  
Київ, Україна*

Подальше вирішення проблеми мікромініатюризації та створення нових виробів інтегральної електроніки тісно пов'язане з рівнем встановлення закономірностей трансформації фундаментальних властивостей суцільних твердотільних середовищ внаслідок зменшення їх геометричних розмірів аж до субнаноструктурних угруповань. Відомо, що подібно до кристалічних аналогів неупорядковані халькогенідні середовища (скла, плівки) характеризуються ближнім та середнім порядком. Проте останні формуються зі значно більшої кількості різновидів структурних одиниць, ніж їх кристалічні аналоги. Більшість із них об'єднуються в середньовпорядковані угруповання (кластери) з дещо зміненими геометричними параметрами, значення яких залежать від концентраційного складу та технології виготовлення стекол і плівок системи Ge-As-S і, таким чином, визначають фізичні властивості останніх. Тому актуальним є вдосконалення методів моделювання характеру об'єднання базових структурних одиниць у кластерні нанорозмірні угруповання як для розрахунку параметрів, так і для аналізу їх трансформації при формуванні відповідних стекол і плівок, а також при впровадженні в діелектричні матриці.

Раніше авторами була виявлена така закономірність, що неупорядкованість структури твердих тіл більш ефективно впливає на характер прояву нелінійних оптичних явищ, ніж на зміну їх лінійних аналогів. Це явище більш характерно для бінарних (As-S та Ge-S) сполук системи Ge-As-S, ніж для потрійних сполук. Тому для детального виявлення природи такої розбіжності у поведінці цих сполук актуальним є встановлення закономірностей трансформації параметрів тригональних



(сполуки на основі  $As_2S_3$ ) та тетрагональних (сполуки на основі  $GeS_2$ ) структурних одиниць при їх угрупованні в нанорозмірні кластери та подальшому формуванні стекел і плівок системи Ge-As-S.

### **Formation of Structural Groupings in Disordered Chalcogenide Ge-As-S System**

Fekeshgazi I.V., Mitsa V.M., Cidenko T.S., Tolmachov I.D.

*V. Lashkaryov Institute of semiconductor physics of National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine,*

The types and process of groupings formation in disordered chalcogenide Ge-As-S system are discussed.

### **Фізико-хімічні властивості і кристалохімія точкових дефектів у нестехіометричному цинк сульфіді**

Фреїк Н.Д.

*Івано-Франківська державна гімназія №1, Івано-Франківськ, Україна*

Розглянуто механізми самолегування Сульфуром кристалів n-ZnS та Цинком кристалів p-ZnS. Запропоновано кристалоквазіхімічні формули самолегованих кристалів n-ZnS:S та p-ZnS:Zn. Визначено залежність концентрації домінуючих точкових дефектів, концентрації вільних носіїв та холлівської концентрації носіїв струму від величини відхилення від стехіометричного складу ( $\alpha$ ,  $\beta$ ), Цинку у вузлах кристалічної ґратки ( $\gamma$ ) та у міжвузлях ( $\epsilon$ ), а також коефіцієнтів диспропорціювання міжвузлових атомів Цинку ( $\delta$ ) та вакансій Цинку ( $\mu$ ).

Встановлено, що одним з переважаючих дефектів у цинк сульфіді є двозарядні вакансії Цинку  $V_{Zn}^{-2}$ , які завжди присутні у ZnS, про що свідчать смуги випромінювання (1,5-1,7) мкм. Вакансії Цинку  $V_{Zn}^{-2}$  проявляють себе у поцесах фотопровідності, люмінесценції і поглинання. Дослідження поглинання дають оптичну глибину рівня  $V_{Zn}^{-2}$  (1,25-1,36) eV, а дослідження центрів фотопровідності ZnS співставляються з рівнями (1,08 – 1,3) eV від  $E_V$ . Таким чином, двозарядні вакансії Цинку  $V_{Zn}^{-2}$  дають глибокі рівні, розміщені біля середини забороненої зони. Це дає можливість очікувати смуги випромінювання в інфрачервоній області спектру, що неодноразово підтверджувалося експериментально.

Однозарядна вакансія Цинку  $V_{Zn}^{-1}$  має рівень, термічна енергія якого складає  $E_{терм} = (0,35-0,4)$  eV по відношенню до валентної зони  $E_V$ . Акцепторні рівні глибиною  $E_{терм} = 0,58$  eV (від  $E_V$ ), які пов'язують з дефектами відповідальними за випромінювання (460-470) нм і поглинання (364-675) нм при 77 К, ототожнюють також з  $V_{Zn}^{-1}$ .

Дослідження оптичних властивостей кристалів ZnS [9] показало, що онозарядні вакансії Сульфуру  $V_S^{+1}$  відповідальні за смуги додаткового поглинання 430 нм і 540 нм, а також випромінювання у інфрачервоній області спектра (847-1170) нм. Згідно експериментальних даних для  $V_S^{+1}$ , а також для Сульфуру у вузлах кристалічної решітки  $V_S^{\times}$  отримано значення  $E_{\text{терм}}$  рівне 2,17 та 1,7 еВ (по відношенню до зони провідності  $E_c$ ) відповідно. Присутність міжвузлового Цинку в ZnS проявляється при дослідженні його електропровідності, процесів самодифузії в шарах, термовисвічуванні, термостимульованій провідності та ін. Багато експериментальних результатів свідчать про участь  $Zn_i^{+1}$  у голубій самоактивованій люмінесценції. Теоретично розрахована глибина донорного рівня складає  $\sim 0,2$  еВ і може відповідати також двічі іонізованому стану міжвузлового Цинку  $Zn_i^{+2}$ . Присутність у ZnS міжвузлового Сульфуру не було виявлено експериментально.

Для практичних цілей потрібно мати можливість отримувати матеріал як електронного так і діркового типу провідності. Змінювати тип провідності можна відпалом кристалів у парах компонентів, легуванням, а також самолегуванням. Показано, що при відпалі кристалів ZnS у парах Цинку утворюється матеріал n-типу провідності, при надлишку ж Сульфуру одержуємо p-ZnS.

У нашій роботі вперше на основі кристалоквазіхімічних уявлень виконано аналіз можливих механізмів самолегування Сульфуром та Цинком відповідно n-ZnS та p-ZnS. Запропоновано кристалоквазіхімічні формули для самолегованих Сульфуром кристалів n-ZnS:S та Цинком p-ZnS:Zn відповідно і на їх основі розраховано залежності концентрації переважаючих дефектів, вільних носіїв та холлівської концентрації від вмісту легуючого компонента. Проаналізовано вплив концентрації Сульфуру та Цинку на умови формування кристалів n-ZnS:S і p-ZnS:Zn відповідно.

Показано, що із збільшенням відхилення від стехіометрії на бік Цинку у n-ZnS:S, а також кількості Цинку у власних вузлах концентрація Сульфуру, яка відповідає конверсії типу провідності із n- на p- тип, зростає, а із збільшенням величини диспропорціювання міжвузлового Цинку – зменшується.

У p-ZnS:Zn із збільшенням відхилення від стехіометрії на бік Сульфуру концентрація Цинку, яка відповідає конверсії типу провідності з p- на n-тип зростає, а із збільшенням величини диспропорціювання вакансій Цинку та частки Цинку у міжвузлях – зменшується.

## **Physical and Chemical Properties and Crystal Chemistry of Point Defects in Unstoichiometrical Zinc Sulfide**

Freyik N.D.

*Ivano-Frankivsk gymnasium state №1, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

It is viewed mechanisms of self-doping by Sulfur of n-ZnS crystals and Zinc of p-ZnS crystals. It is offered crystal-quazy-chemical formulas of the self-doped crystals n-ZnS:S and p-ZnS:Zn. It is determine dependence of concentration dominating point defect, concentrations of the free charge and Hall concentration of current carriers from dimensions of deflection at the stoichiometry composition ( $\alpha$ ,  $\beta$ ), Zinc in knots of crystalline lattice ( $\gamma$ ) and in interknots ( $\epsilon$ ), and also coefficients disproportion interstitial atoms of Zinc ( $\delta$ ) and vacancies of Zinc ( $\mu$ ).

## **Розмірні ефекти в кінетичних параметрах тонких плівок халькогенідів свинцю**

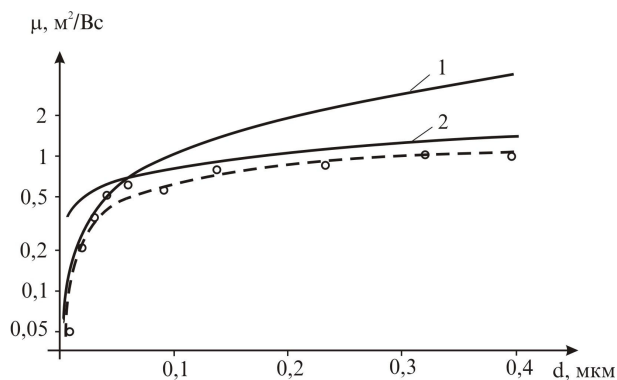
Харун Л.Т., Дзундза Б.С., Балан В.Р., Пасічняк В.Ф.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна.*

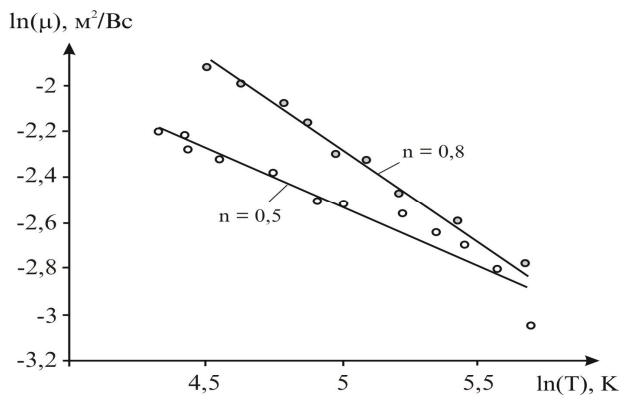
Досліджено залежність кінетичних параметрів від товщини у тонких мозаїчних, вирощених на сколах слюди. Показано що в тонких плівках халькогенідів свинцю мають місце значні розмірні ефекти.

Тонкі плівки халькогенідів свинцю – перспективні матеріали для створення детекторів та джерел випромінювання в інфрачервоному діапазоні оптичного спектру. Кінетичні явища у тонких напівпровідникових плівках суттєво відрізняються від монокристалів у зв'язку із впливом поверхневих ефектів: міжфазних меж на межах „плівка-підкладка” чи „плівка-вільна поверхня” та меж між кристалітами або мозаїчними блоками.

Залежність холлівської рухливості носіїв заряду плівок PbTe від товщини і температури зображено на рис. 1,2. Видно, що із зменшенням товщини плівок, особливо за 0,1 мкм, має місце різке спадання холлівської рухливості (рис. 1). Температурні залежності холлівської рухливості плівок різної товщини представлено у координатах  $\ln \mu - \ln T$  (рис. 2). Це дає можливість визначити у температурній залежності рухливості  $\mu = \mu_0 T^{-n(d)}$  значення параметра  $n(d)$  ( $d$  – товщина плівки), який і характеризує переважання конкретного механізму розсіювання у плівках для заданої товщини.



**Рис. 1.** Залежність рухливості носіїв струму ( $\mu$ ) плівок  $PbTe$  від товщини ( $d$ ):  $\circ$  – експеримент; 1, 2 – розраховані значення поверхневої ( $\mu_{\text{п}}$  – 1) і міжзеренної ( $\mu_{\text{з}}$  – 2) рухливостей.



**Рис. 2.** Залежність рухливості носіїв струму ( $\mu$ ) плівок  $PbTe$  від температури ( $T$ ). Товщина плівок  $d$ , мкм: 1 – 0,08; 2 – 0,35.

За умови переважання розсіювання носіїв струму на поверхні ( $\mu_{\text{п}}$ ) і межах зерен ( $\mu_{\text{з}}$ ) питомий опір визначається правилом Маттісена [1]:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{\text{п}}} + \frac{1}{\mu_{\text{з}}}$$

Тут  $\mu$  – експериментально визначена рухливість. Рухливість носіїв струму при розсіюванні на границях зерен, визначається [1]

$$\mu_{\text{з}} = \frac{2q}{h} D \left( \frac{3n}{\pi} \right)^{-1/3},$$

де  $D$  – середній розмір зерна,  $q$  – заряд носіїв,  $n$  – концентрація носіїв,  $h$  – стала Планка. А у випадку дифузного розсіювання на поверхні визначається як [2]:

$$\mu_{\text{п}} = \mu_{\text{v}} (1 + \lambda / d)^{-1}.$$

Тут  $\lambda$  – середня довжина вільного пробігу носіїв,  $\mu_{\text{v}}$  – рухливість об'ємного матеріалу.

Бачимо, що для товщин плівок менших від 0,1 мкм домінує дифузне розсіювання на поверхні, а при більших товщинах – на міжзеренних межах (рис. 1).

Переважаання визначених вище механізмів розсіювання підтверджує температурна залежність рухливості носіїв струму для плівок  $PbTe$  різної товщини (рис. 2). Так, зокрема, значення показника  $n = 0,5$  для плівок із товщинами, меншими від 0,1 мкм (рис. 2 – крива 1) є характерним при поверхневому розсіюванні [2]. Зростання показника до значення  $n = 0,8$  для плівок із більшою товщиною (рис. 2 – крива 2) вказує на переважання розсіювання носіїв струму на дефектах росту [2] – міжзеренних межах.

1. Поверхностные свойства твердых тел. Под. ред. М. Грина. М.: Мир. – 1972. – 432 с.
2. О.А. Александрова, Р.Ц. Бондоков, Н.В. Саунин, Ю.М. Таиров.

Подвижность носителей заряда в двухслойных структурах PbTe/PbS // Физика и техника полупроводников. – 1998Т. 32, №9. – сс. 1064-1068.

### **Sizes Effects in the Kinetic Parameters of Chalcogenid of Lead Thin Films**

Kharun L.T., Dzundza B.S., Balan V.R., Pasichnyak V.F.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University,  
Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

It is researched the charge carrier mobility due the thickness on PbTe thin inlaid films, growth on mica.

Explored dependence of kinetic parameters is on a thickness in thin mosaics, films growth on mica. It is shown that the considerable effects of sizes take place in Chalcogenid of Lead Thin Films

### **Приладово орієнтована наноінтеграція ZnO з Si та SiC: епітаксійний самоорганізований ріст наноструктур**

Храновський В.Д., Лашкар'юв Г.В., Лазоренко В.Й.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича, Київ, Україна*

Ця робота присвячена аспектам контрольованого епітаксійного росту нанорозмірних ZnO структур та дослідженню їх загальних і розмірно обумовлених властивостей, що в подальшому призведе до створення приладів на їх основі.

Синтез ZnO наноструктур базується на оптимізованому процесі осадження з парової фази металоорганічних сполук шляхом наступних технологічних підходів: і) безкatalізний само організований ріст ZnO на кремнієвих підкладках та ii) гетероепітаксія ZnO на підкладках гексагонального карбиду кремнію р-типу. Останні являють собою гомоепітаксійні шари карбиду кремнію, одержані методом сублімаційної епітаксії. Лінійні особливості їх поверхні слугували шаблоном для епітаксійного росту n-ZnO. Епітаксійний ріст n-ZnO на р-SiC. В результаті вирощені впорядковані матриці огранених монокристалів ZnO гексагональної форми (ZnO HEX). Вирощені нанорозмірні структури є надзвичайно цікавими в силу того, що низькорозмірні р-n переходи можуть проявляти підвищену інжекцію носіїв заряду, що є важливим для приладів на основі р-n переходів [W. Park, G.-C. Yi, Adv. Mater. 16 (2004) 87-90]. Наші досягнення стосовно інтеграції ZnO із Si полягають у контрольованому рості вертикально орієнтованих нанорозмірних ZnO стовбців (ZnO NANO). Нами було застосовано двохстадійний підхід до росту, завдяки чому вдалося в значній мірі подолати фізичні межі одержання низькомірних структур, продиктовані умовами гетероепітаксійного росту за великої різниці періодів ґраток. Одержані ZnO наностовбці мають ряд важливих особливостей: висока однорідність

розмірів при малому діаметрі ( $\approx 35$  нм), висока щільність розташування наностовбців на поверхні Si ( $10^{10}$  см $^{-2}$ ) та однорідність по висоті.

Особливості мікроструктури та морфологія поверхні було проаналізовані методами скануючої електронної і атомно-силової мікроскопії, та хімічний склад досліджувався за допомогою енергодисперсного рентгенівського та Оже електронного аналізу відповідно. Результати, трансмісійної електронної мікроскопії та високо роздільної рентгенівської дифрактометрії свідчать про високу структурну якість та різку границю інтерфейсу ZnO HEX на SiC. Особливості оптичних властивостей на мікроструктурному рівні досліджено за допомогою мікрофотолюмінесцентного аналізу. Наносканування поверхні в монохроматичному режимі проводилося за допомогою катодолумінесцентного аналізу (КЛ). Наноструктури n-ZnO HEX/p-SiC володіють необхідними передумовами і можуть бути використані для створення нанорозмірних світловипромінюючих пристроїв на їх основі. Вирощені структури характеризуються високою структурною досконалістю (низька концентрація власних дефектів та стехіометричний склад), покращеними оптичними властивостями (крайова емісія екситонного типу, відсутність дефектної люмінесценції) та якісним інтерфейсом (епітаксійний зв'язок ZnO $_{[0001]}$  /SiC $_{[0001]}$ ). Наностовбці ZnO було використано в якості польових емітерів: прототипи приладів виявили видатні польові емісійні властивості, що пояснюється їх розмірами та ефективною геометрією. Одержані результати вносять значний вклад в розуміння та освоєння технології росту наноструктурованого оксиду цинку як багатофункціонального матеріалу і конструювання приладів на його основі.

### **Device Oriented Nanointegration of ZnO with Si and SiC: Epitaxial Self-Organized Nanostructure Growth**

Khramovskyy V., Lashkarev G., Lazorenko V.

*Frantsevich Institute for Problems of Material Science, NASU, Kiev, Ukraine*

This study is dedicated to the aspects of controlled epitaxial growth of nanoscaled ZnO structures and investigation of their general and dimension mediated properties, which are further demonstrated in respective device prototypes.

## Фізико-хімічні властивості і механізми утворення твердих розчинів телурид свинцю – телуриди рідкісноземельних елементів.

Шевчук М.О.

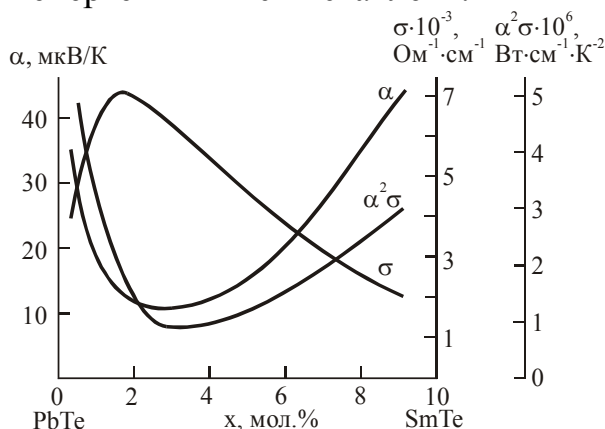
*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Сполуки  $A^{IV}B^{VI}$  – перспективні напівпровідникові матеріали для створення термоелектричних пристроїв, які працюють в інтервалі температур від кімнатної до 800-900 К. Ефективність використання термоелектричного матеріалу в першу чергу визначається його можливістю досягнення високих значень термоелектричної добротності  $Z$  ( $Z = \alpha^2 \sigma / \chi$ , де  $\alpha$  – коефіцієнт термо-е.р.с.,  $\sigma$  – питома електропровідність,  $\chi$  – коефіцієнт теплопровідності).

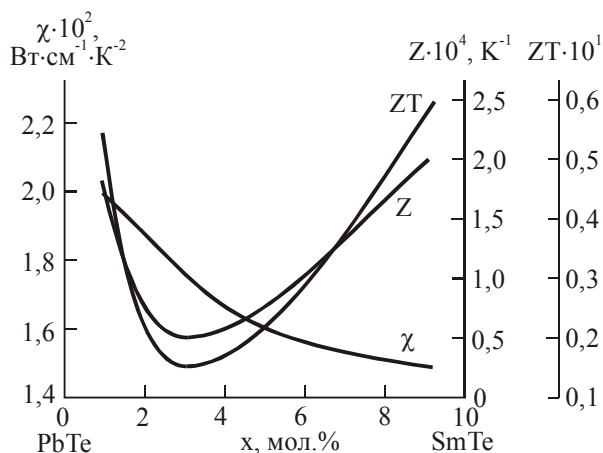
Серед сполук  $A^{IV}B^{VI}$  вигідно відрізняється своїми властивостями телурид свинцю: багатодолінний характер енергетичного спектру ( $N=4$ ), низькі значення ґраткової теплопровідності ( $\chi_g = 2,09 \cdot 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ), порівняно високі значення рухливості носіїв ( $\mu \approx 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ), найбільше значення величини  $\mu \chi^{-1}$ , що веде до суттєвого зростання максимального значення термоелектричної добротності ( $Z_{\text{max}}$ ).

Одним із можливих шляхів покращення вказаних характеристик є введення гетеровалентних атомів заміщення при утворенні твердих розчинів. У системі телурид свинцю-телурид самарію виявлено, що  $\sigma$  в області біля  $\sim 3$  мол.% SmTe має максимум, а коефіцієнт термо-е.р.с. має мінімум (рис. 1.). Коефіцієнт теплопровідності при цьому зменшується (рис. 2.). Характер зміни термоелектричних параметрів від складу (рис. 1,2) вказує на два різні механізми утворення твердих розчинів. Це підтверджують зміни параметра ґратки і холлівської концентрації носіїв струму. Такі зміни характеристик можна пояснити таким чином. У вільному стані атоми самарію мають конфігурацію валентних електронів  $4f^6 6s^2$ . У сполуці SmTe атоми самарію двічі іонізовані з електронною конфігурацією  $4f^4 6s^2$ . У твердому розчині PbTe-SmTe вони стають тричі іонізованими із конфігурацією валентних електронів  $4f^3 6s^2$ . Це можливо при механізмах вкорінення. При цьому у кристалічній ґратці будуть утворюватися нові незв'язані електрони, які і будуть обумовлювати зростання їх концентрації. Це спостерігається на експерименті при малому вмісті легуючої домішки. Можливість потрійної іонізації атомів самарію у твердому розчині і їх розміщення у тетраедричних порожнинах телуру кристалічної ґратки PbTe підтверджується і тим, що іонний радіус  $\text{Sm}^{+3}$  є меншим від  $\text{Sm}^{+2}$  (1,47 Е і 1,65 Е відповідно). Збільшення вмісту самарію у PbTe веде до зміни механізму утворення твердого розчину – вкорінення вже двічі іонізованих атомів самарію. При цьому концентрація вільних

електронів зменшується, а параметр ґратки буде зростати. Кристалохімічні підходи добре погоджуються із міркуваннями, що ґрунтуються на аналізі енергетичних співставлень.



**Рис. 1.** Залежність коефіцієнта термо-*e.p.c.* ( $\alpha$ ), питомої електропровідності ( $\sigma$ ) і питомої термоелектричної потужності ( $\alpha^2\sigma$ ) твердих розчинів *PbTe-SmTe* від складу.



**Рис. 2.** Залежність коефіцієнта теплопровідності ( $\chi$ ), термоелектричної добротності ( $Z$ ) і безрозмірної термоелектричної добротності ( $ZT$ ) твердих розчинів *PbTe-SmTe* від складу при 300 K.

Для складів до  $\sim 3$  мол.% *SmTe* трьохвалентні атоми самарію, за рахунок іонізації 4f-рівня, розміщуються у тетраедричних порожнинах атомів телуру кристалічної ґратки телуридів свинцю. Це обумовлює збільшення концентрації носіїв струму в електронному матеріалі і зменшення параметра ґратки. При вмісті самарію більше 3 мол.% атоми самарію у тетрапозиціях оточення телуру структури *PbTe* – двовалентні. При цьому концентрація електронів зменшується, а параметр ґратки зростає.

### The Physical and Chemical Qualities and Mechanisms of the Solid Solutions form of Tellurid Lead are the Tellurides of Rare-Earth Elementes

Shevchuk M.O.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

There are the results of research of the dependences of the solid solutions qualities *PbTe-SmTe* on their composition .It is determined, that under the circumstances of the samarium atoms placing in tetra-emptiness of the compact packaging of the main consecution up to -3mol.% atoms *SmTe* of Sm theree-valency, and under more concentration of *SmTe* – two-valenci.



## **Розмірно-індукований температурний термодинамічний гістерезис нанопорошку, що зазнає поліморфне перетворення**

Шірінян А. С., Білогородський Ю. С.

*Черкаський національний університет ім. Б. Хмельницького  
Черкаси, Україна*

В роботі досліджено поліморфні перетворення ансамблю наночастинок в умовах зміни температури. На прикладі нанозаліза отримано, що повинен спостерігатися розмірно-індукований температурний гістерезис. Вперше показано, що це є не кінетичний, а термодинамічний ефект. Термодинамічний гістерезис виникає в зв'язку з несиметрією шляху перетворення наносистеми по відношенню до початкового стану і залежністю від механізму зародкоутворення нової фази, що стає принциповим для наносистем. Отриманий результат для фазових перетворень першого роду наносистем приводить до необхідності розрізняти кінетичний гістерезис, пов'язаний зі швидкістю зміни стану наносистеми під дією зовнішніх параметрів від термодинамічного гістерезису, пов'язаного з наявністю оптимальних станів наносистеми за фіксованих зовнішніх умов.

## **Size-Induced Thermal Thermodynamic Hysteresis in a Nanopowder Undergoing Polymorphic Transitions**

Shirinyan A.S., Bilogorodskyy Y.S.

*Cherkasy B. Khmelnytsky National University, Cherkasy, Ukraine*

Many physical systems naturally exhibit hysteresis. Among materials demonstrating hysteresis phenomena the Fe nano-particles and nano-powders have a specific significance, which is due to their wide practical applications. It well known that the hysteresis is exploited commercially; for example, it provides the element of memory.

If the system has hysteresis, then one cannot predict the output without looking at the history of the output. In order to predict the output, one must look at the path that the output followed before it reached its current value.

In the usual treatment of hysteresis in bulk materials, it is assumed that this is the kinetic phenomena and considered as the lag in a variable property of a system with respect to the effect producing it as this effect varies, especially the phenomenon in which the magnetic flux density of a ferromagnetic material lags behind the changing external magnetic field strength.

In nanosystems phase transformations of materials in confined volumes can deviate considerably from the respective course as observed in the bulk. It has been shown that the usual language of first order phase transition theory becomes invalid in this case due to the fact that the nucleation process might

differ from the usual bulk case [1]. As we show here, new size-induced rules and behaviours give new notions and originate new language in nanoscience [2].

In the present communication, we analyze the first-order phase transitions in ensembles of nanoparticles from a thermodynamic point of view. Hereby our particles are assumed to be relatively large, the number of atoms,  $N_0$ , in each particle is of the order  $10^3$ - $10^7$  and above, so that the radius of them is equal or larger than about 2 nm and hence thermodynamic arguments remain valid.

We present an analysis for the description of a polymorph transforming Fe-nanoparticle ensemble subjected to a temperature change analysis. The existence of a size-induced hysteresis for the volume fraction of the new phase is demonstrated. It is shown that this is not a kinetic effect, but thermodynamic one. The thermodynamic hysteresis arises from the nonsymmetry of transforming path of the nanosystem with respect to the initial conditions that is due to the dependence of the phase transformation on the mechanisms of nucleation of a new phase which are crucial for nanosystems. Moreover, it is argued here that in the first order phase transitions, in nanosystems, it is required to differentiate the kinetic hysteresis (related to the rate of change of system's state parameters under the changing in time external parameters) and thermodynamic hysteresis (related to the choice of multiple optimal states of a nanosystem at different fixed external parameters).

1. Shirinyan A.S., Wautelet M. Phase separation in nanoparticles. // Nanotechnology. 2004. – Vol. 15. – P. 1720-1731. – <http://stacks.iop.org/Nano/15/1720>.
2. Shirinyan, A. Gusak, M. Wautelet. Phase diagram versus diagram of solubility: What is the difference for nanosystems? // Acta Materialia. – 2005. – Vol. 53 – P. 5025-5032. – <http://www.actamat-journals.com>.

## **Моделювання процесів формування градієнтних структур на основі склоподібного $\text{Ge}_2\text{S}_3$ з урахуванням технологічних режимів одержання**

Юркович Н.В., Мар'ян М.І.

*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

З метою виявлення нових і встановлення загальних закономірностей поведінки модифікаторів у неоднорідних тонкоплівкових і об'ємних структурах, одержаних на основі склоподібних халькогенідів германія, проведено комп'ютерне моделювання та комплекс експериментальних досліджень фізичних властивостей. Запропоновано синергетичну модель формування неоднорідних структур при наявності процесів самоорганізації із заданим розподілом концентрації модифікатора по товщині плівки на основі склоподібного  $\text{Ge}_2\text{S}_3$ .

Розглянуто динаміку зміни числа частинок компонент модифікатора системи  $N_{mod}$  при дії джерела  $G$  атомного потоку в процесі напилення протягом часу  $\tau_p$ . Зміна числа частинок в інтервалі розмірів  $L, L + dL$  атомів модифікатора в матриці визначається швидкостями випаровування компонент згідно співвідношення  $V(L)g(L, \vec{r}, t)$ , а повне число частинок -  $4\pi \int_0^{\infty} L^2 V(L)g(L, \vec{r}, t)dL$ . Атомний потік частинок змінюється з часом за певним законом, який можна варіювати (в даному випадку розглядається експоненціальний закон зміни):

$$G = g_{source} \cdot \exp(-mz) \quad (1)$$

де  $g_{source}, m$  – константи джерела частинок. Експериментально атомний потік модифікатора по товщині плівки описано виразом:

$$G_N = 3.513 \cdot 10^{22} \frac{a_1 P_g}{\sqrt{M_g T_g}} [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}], \quad (2)$$

де  $P_g$  - рівноважний тиск насичених парів випаровуваної речовини (Al, Bi, Pb, Te),  $a_1$  – коефіцієнт випаровування,  $M_g$  – молекулярна вага,  $T_g$  – температура випаровування.

Динаміка зміни числа частинок задається рівнянням, яке враховує динаміку числа частинок модифікатора за рахунок джерела атомного потоку, структурну неоднорідність матриці (наявність вакансій, мікропор) та дифузію частинок:

$$\frac{\partial N_{mod}}{\partial t} = G - 4\pi \int_0^{\infty} L^2 V(L)g(L, \vec{r}, t)dL + D_a \nabla^2 N_{mod}. \quad (3)$$

Тут  $D_a$  – коефіцієнт дифузії, початкові та граничні умови в (3) визначаються технологічними умовами одержання.

Визначені технологічні параметри одержання модифікованих структур (швидкість конденсації, температура випаровування, товщина) та значення флуктуацій швидкості конденсації  $\sigma_v$  і температури випаровування  $\sigma_T$  шару (див. таблицю).

Технологічні параметри одержання модифікованих структур

Склад	Товщина $d$ , мкм	Швидкість конденсації $v$ , Å/сек	$\sigma_v$ , Å/сек	$T_{випар.}$ , °C	$\sigma_T$ , °C
Ge <sub>2</sub> S <sub>3</sub> :Te	1.03	2.70	0.02	726	±5
Ge <sub>2</sub> S <sub>3</sub> :Pb	2.26	5.84	0.02	747	±5
Ge <sub>2</sub> S <sub>3</sub> :Bi	1.26	3.50	0.02	750	±5
Ge <sub>2</sub> S <sub>3</sub> :Al	2.4	6.20	0.02	765	±5

Експериментально підтверджено прогнозований розподіл модифікатора по товщині плівки в градієнтних структурах  $\langle \text{Ge}_2\text{S}_3:\text{X} \rangle$  (X-Al, Bi, Pb, Te), одержаних методом термічного випаровування у вакуумі. Концентраційний розподіл складових компонент, досліджений методом маспектроскопії пост-іонізованих нейтральних частинок, узгоджується з прогнозуванням профілю градієнтної структури.

1. Юркович Н.В., Мар'ян М.І., Миголинець І.М.. Модель формування неоднорідних модифікованих структур на основі склоподібного  $\text{Ge}_2\text{S}_3$  // Український фізичний журнал. – 2004. – Т.49, №10. – С.1010-1013.

### **The Modeling Processes Formation of Thin-Film Heterogeneous Structures Based on $\text{Ge}_2\text{S}_3$ Glass in Dependence of the Technologies Conditions of Their Preparation**

Yurkovych N.V., Mar'yan M.I.

*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

The formation of dissipative thin-film structures based on  $\text{Ge}_2\text{S}_3$  glass with Al, Bi, Pb, Te modifiers has been described by the system of non-linear differentiated equations, where the atomic flow of the modifier, structural heterogeneity of glass matrix (the availability of vacancies, micropores) and particle diffusion was taken into consideration.

### **Нестехіометрія у телуридах германію і олова та її вплив на домінуючі точкові дефекти.**

Юрчишин Л.Д., Іванишин І.М.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна.*

Германій та станум телуриди і тверді розчини на їх основі відносяться до вузькощілинних напівпровідників, що широко використовуються для термоелектричних перетворювачів енергії у середній області температур. Вони кристалізується в структурі типу NaCl, є фазами змінного складу із широкою односторонньою областю гомогенності, зміщеною на бік надлишку телуру. Зазначені особливості фазового стану обумовлюють високу концентрацію власних точкових дефектів і, відповідно, носіїв заряду р-типу ( $10^{20}$ – $10^{21}$  см<sup>-3</sup>). Дослідження концентраційних залежностей властивостей в області гомогенності сполуки є важливою проблемою, яка потребує вивчення як поведінки точкових дефектів, так і механізмів їх утворення і взаємодії.

Оптимізація їх термоелектричних параметрів пов'язана з необхідністю зниження концентрації носіїв струму шляхом зменшення дефектності ґратки. Це можна реалізувати легуванням домішками, або ж відповідним катіонним заміщенням у твердих розчинах. При цьому

досягається зростання коефіцієнта термо-е.р.с., питомої електропровідності і суттєве зменшення коефіцієнта теплопровідності за рахунок зростання розсіювання на фононах.

Не дивлячись на значну кількість публікацій з досліджуваної тематики, на сьогоднішній день не існує єдиної думки щодо природи власних точкових дефектів, їх зарядового стану як у самих GeTe, SnTe, так і у твердих розчинах на їх основі. Це, у значній мірі, гальмує перспективу отримання матеріалу із наперед заданими властивостями. У зв'язку з цим вивчення механізмів процесів дефектоутворення при відхиленні від стехіометрії у базових сполуках, їх легуванні та твердих розчинах, є актуальними для сучасної фізики і хімії твердого тіла.

Так, зокрема, акцепторний стан у  $\text{Ge}_{1-x}\text{Te}_x$  пов'язаний із вакансіями у катіонній підгратці. При цьому відсутність германію обумовлює перехід двох s-електронів із валентної зони в зону провідності з одночасним “витісненням” чотирьох електронів з кристалу (два s і два p). Електронні р-стани телуру при цьому залишаються у валентній зоні і тому у ній з'являються дві дірки. Із ростом відхилення від стехіометричного складу на бік телуру має місце зменшення коефіцієнта термо-е.р.с. і збільшення питомої електропровідності через ріст концентрації основних носіїв.

Запропоновано кристалоквазіхімічні формули для нестехіометричного p-GeTe із надлишком Телуру за умови утворення дво- та чотиризарядних вакансій Германію  $V_{\text{Ge}}^{2-}, V_{\text{Ge}}^{4-}$ . Проаналізовано дефектну підсистему при самолегуванні Германієм. На основі співставлення результатів розрахунку залежності концентрації носіїв струму від величини відхилення від стехіометричного складу із експериментом зроблено висновок про домінуючі точкові дефекти.

Зміна властивостей нестехіометричного SnTe в межах області гомогенності пояснена існуванням дво- та чотиризарядних вакансій стануму. Для складів до 50,4 ат.% Te переважає процес утворення чотиризарядних катіонних вакансій, а при більшому вмісті телуру – двозарядних.

На основі запропонованих квазіхімічних рівнянь утворення точкових дефектів за механізмом Шоттки у катіонній підгратці SnTe знайдені вирази для визначення концентрації власних точкових дефектів та вільних носіїв заряду. Показано, що найкраще співпадання результатів розрахунків із експериментом має місце в припущенні існування одночасно дво- і чотиризарядних вакансій стануму. Визначено константи рівноваги квазіхімічних реакцій і ентальпії утворення дефектів.

На основі кристалоквазіхімічних рівнянь вперше виконано аналіз дефектної підсистеми SnTe із різним ступенем відхилення від стехіометрії та концентрацією легуючих домішок елементів III і V груп Періодичної системи для  $\text{Sn}_{0,984}\text{Te}$  та твердих розчинів на його основі; знайдено кореляцію між значеннями концентрації дірок, коефіцієнтом термо-е.р.с.,

пiкнометричною та рентгенiвською густинами, концентрацiєю вакансiй, складом i характером процесiв дефектоутворення.

### **Nestekhiometriya at a Telluride Germanium and Tin and its Influence on Dominant Point Defects**

Urchushun L.D., Ivanushun I.M.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Crystal chemistry formulas for non-stekhiometry p-GeTe with surplus of Teluru on condition of formation two- and four charging vacancies of Germanium  $V_{Ge}^{2-}, V_{Ge}^{4-}$  are offered. Defective subsystem is analysed at selfalloying Germanium. On the basis of comparison results calculation of dependence concentration of charge current from the size of deviation from stoichiometric composition with an experiment is done a conclusion about the dominant defects of points.

### **Вплив процесiв вiдпалу на електричнi властивостi тонких плiвок халькогенiдiв свинцю**

Яворський Я.С.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

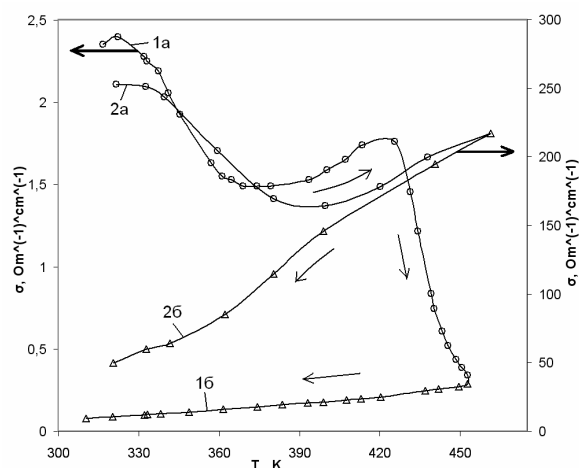
Тонкі плівки халькогенiдiв свинцю мають значний спектр практичного використання в мікро- і оптоелектронiці: детектори і джерела випромiнювання в iнфрачервонiй областi оптичного спектру, термоелектричнi матерiали. Термообробка плiвок в атмосферi кисню і вакуумi суттєво впливає на змiни дефектної пiдсистеми та їх властивостi.

Взаємодiя плiвок PbSe з атмосферним киснем призводить до iстотного перерозподiлу як елементного складу матерiалу, так і цiлого комплексу його фiзико-хiмiчних властивостей.

Дослiджено хiмiчний і фазовий склад, а також електричнi властивостi тонких полiкрystaliчних плiвок халькогенiдiв свинцю, вiдданих впливу атмосферного кисню. Запропоновано механiзми взаємодiї кисню з матерiалом плiвок.

Тонкі плівки селенiду свинцю отримували випаровуванням у вакуумi порошку і наперед синтезованої сполуки. В якостi пiдкладок використовувалися скляні пластинки, попередньо хiмiчно очищенi. Температура витримувалася бiля кiмнатної. Частина плiвок пiсля отримання виймалася з вакуумної камери і витримувалася на повітрі при кiмнатнiй температурi до одного мiсяця. Хiмiчний і фазовий склади плiвок контролювали методами електронної оже-спектроскопiї і рентгенiвської дифрактометрiї. Електричнi властивостi плiвок вимiрювали у вакуумi компенсацiйним методом.

Експонування тонких плівок на повітрі обумовлює збільшення їх опору на 2-3 порядки величини по-відношенню до свіжо вирощених. Наступний відпал таких плівок у вакуумі призводить до складної залежності провідності від температури (рис. 1, крива 1а). Зокрема після початкового зменшення питомої електропровідності, в інтервалі



**Рис. 1.** Залежність питомої електропровідності експонованих на повітрі (криві 1) і свіжовирощених (криві 2) плівок  $p$ -PbSe від температури відпалу у вакуумі. 1а і 2а – нагрівання; 1б і 2б – охолодження.

температур (300-360) К має місце її зростання (360-420) К із наступним різким зменшенням (420-450) К. Крива охолодження експонованої на повітрі плівки PbSe відповідає напівпровідниковому характеру зміни – електропровідність зменшується із пониженням температури (рис. 1 крива 1б).

На температурних залежностях питомої електропровідності свіжо вирощених неекспонованих на повітрі плівок при нагріванні спостерігається тільки початкове зменшення провідності при наступному її зростанні (рис. 1, крива 2а). Крива охолодження має чисто напівпровідниковий характер (рис. 1, крива 2б).

Суттєве спостережуване зростання опору полікристалічних плівок PbSe, витриманих на повітрі, що відповідає значному зменшенню питомої електропровідності, можна пояснити утворення оксидних фаз, які формуються, найбільш імовірно, на межах зерен і створюють значні потенціальні бар'єри для носіїв струму. Це і обумовлює зменшення їх рухливості і, відповідно, величини провідності. Складний характер зміни провідності плівок PbSe при нагріванні (рис. 1, крива 2а) пов'язаний із процесами десорбції кисню та проявом власної провідності.

Для плівок PbTe витриманих на повітрі через утворення на приповерхневих шарах оксидних фаз, десорбція телуру і кисню, які є акцепторами, дещо затруднена і тому ріст електропровідності із підвищенням температури переважає. Зменшення питомої електропровідності в області високих температур (420-450) К експонованих на повітрі плівок обумовлений десорбцією кисню і телуру із міжзеренних меж, яка вимагає більших енергетичних затрат.

Показано, що поверхня експонованих на повітрі плівок насичена акцепторною домішкою – киснем, який, крім того, утворює оксид  $Pb_3O_4$ .

Вакуумний відпал витриманих на повітрі плівок халькогенідів свинцю обумовлює складний характер зміни питомої електропровідності із температурою, що пов'язано із процесами десорбції кисню і проявом власної провідності.

### **Influence of Processes Annealing Electric Properties Chalcogenides of Lead Thin-Films**

Yavorsky Ya.S.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The results of researches of chemical and phase composition are resulted, and also electric properties of polycrystalline thin films of lead halogenide, given influencing of atmospheric oxygen. The mechanisms of co-operation of oxygen with material of films are offered.

### **Exciton energies and probability of their radiative decay in GaN/AlN quantum structures.**

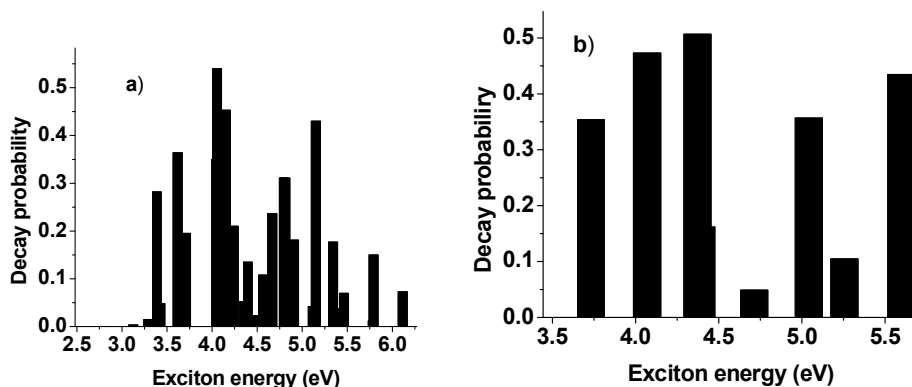
Gamkrelidze K., Tchelidze T.

*Tbilisi State University, Tbilisi, Georgia*

Exciton energies and probabilities of radiative transition from exciton state are calculated in GaN/AlN quantum dots. Electric field conditioned by strain induced and spontaneous polarization is considered by means of tight bind approximation, electron-hole Coulomb interaction is calculated by means of perturbation theory. The calculations showed that ground state wave functions of electrons and holes are significantly shifted to the opposite edges of QDs. Consequently the probability of radiative transition is close to zero. The probability of radiation decay significantly increases for higher energetic excitons, because wave functions of electrons and holes of higher levels are shifted to the area of higher potential that is, to the center of dots, which increases their overlapping. In Fig.1 Probability of radiative transition versus exciton energy is presented for 4.8nm dot vertical size. Exciton energies are between 2.8 and 6.5 eV. The highest exciton “density” is in 4–5 eV energy range. In the same area the probability of radiative decay has the maximum. Electron-hole Coulomb attraction energy exhibits the same behavior – it ranges between 40–68 meV and has the maximum in the same energy range. The picture is less pronounced for smaller QDs (2.4 nm height) where polarization effects are not so significant as in large QDs. For smaller QDs the probabilities of radiative transition of ground state excitons are not very low and Coulomb interaction is almost the same (~65 meV) for ground state and excited state excitons. As seen despite presence of electrical field exciton binding energy in GaN QDs significantly exceeds that for bulk material indicating strong



carrier confinement. This in its turn is conditioned by high potential barrier for electrons and large effective mass of holes.



**Fig. 1.** Probability of radiation transition of excitons versus energy: a) dot height is 4.8 nm; b) dot height is 2.4 nm.

## Investigation of Polaritons in Optically-Anisotropic ZnO–6H-SiC Systems

Venger E.F.<sup>1</sup>, Davidenko S.M.<sup>2</sup>, Maricheva I.L.<sup>1</sup>, Melnichuk L.Yu.<sup>2</sup>,  
Melnichuk O.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Mykola Gogol State Pedagogic University, Nizhyn, Ukraine*

We present the results of our investigations of optically-(an)isotropic systems “single-crystalline zinc oxide film (0.01 to 10  $\mu\text{m}$  thick) on silicon carbide (polytype 6H) semi-infinite substrate”. The single-crystalline films were prepared using a BY-1A plant with rather easy and efficient techniques of resistive and electron-beam evaporation of metal oxides onto the semi-infinite optically-anisotropic substrate.

It was shown that computerization of the standard BY-1A plant enables an operator to set an operating condition, automate complex process of thin film deposition (at preset temperature conditions, thickness, charge carrier concentration, etc.) and stop the operating condition. All the stages of operations performed are automatically retained in the computer memory and displayed on the computer monitor.

The results of x-ray diffraction analysis demonstrated reproducibility of optical and electrophysical parameters for zinc oxide films deposited onto 6H-SiC substrates.

We present the results of theoretical investigation of permittivity tensor components for single-crystalline zinc oxide films and semi-infinite 6H-SiC substrates. The calculations were made using additive and phenomenological many-oscillator mathematical model for three cases of mutually orthogonal orientations of 6H-SiC single crystal (ZnO film) optical axis and electric vector  $\mathbf{E}$ ; the frequency

range was 50–4200  $\text{cm}^{-1}$ . We also made spectral measurements for the systems studied using nondestructive external reflection and attenuated total reflectance (ATR) techniques. An analysis of variance made for theoretical and experimental external reflection and ATR spectra taken from optically-(an)isotropic two-layer systems has supported the validity of our mathematical model.

For the first time the above systems were studied with ATR technique in the 400–1000  $\text{cm}^{-1}$  frequency range using scanning of IR radiation frequency and angle of incidence in the ATR prism. Our experiments have shown that there are from two to five dispersion branches for surface phonon and plasmon-phonon polaritons in ATR spectra. We determined the conditions required for experimental observation of various polariton branches in ZnO–6H-SiC structure.

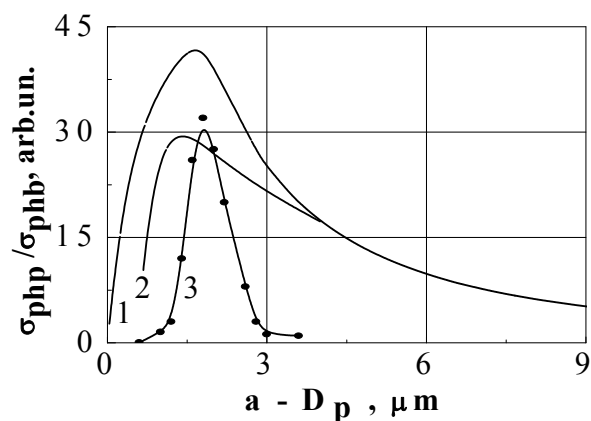
We showed that some features of surface plasmon-phonon polaritons in ZnO–6H-SiC systems (dispersion curves, damping coefficients, spatial structure of electromagnetic field, etc.) can be used for noncontact monitoring of surface condition in optically-anisotropic crystals, levels of film and substrate doping, etc. This fact could be of great importance when developing and manufacturing various acousto-, micro- and optoelectronic facilities.

## **Photophysical Phenomena in the Structures “Metal-Macroporous Silicon” with the Surface State Participation**

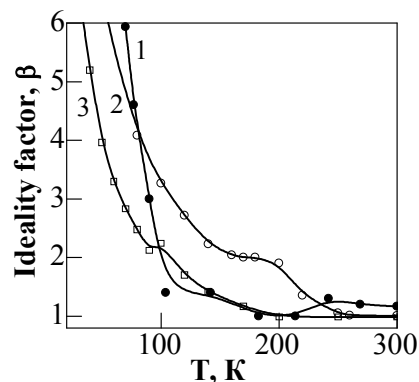
Karachevtseva L.A., Ivanov V.I., Onyshchenko V.F.,  
Sachenko A.V., Stronska O.J.

*V.Lashkarev Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Macroporous silicon formed by the photoanodic etching takes the special place among the 2D photonic crystals. It is due to possibility to produce the structures with suitable geometry, its photoelectrical properties and due to the additional absorption band formation. Silicon photonic structure is attractive material for the integral optics too. Thus, photocurrent was measured on the waveguide structure at wavelength 1.55 micron as a result of the absorption by the surface states. This effect can be used to produce the photodetector for the GHz frequencies, That can be useful for commercial applications in the telecommunications. In the analogy with photonic waveguides the main physical phenomena determined the availability of macroporous silicon structures as a photovoltaic sensors elements are the increasing of the electromagnetic radiation absorption and photoresponse due to interaction of the optical modes with the cylindrical macropore surface. Photoresponse is effectively changed by the barrier on the macropores surface. It opens up possibilities of the compact and fast photovoltaic detector development.



**Fig.1.** Ratio of macroporous silicon photoconductivity to bulk silicon photoconductivity versus distance between pores: 1, 2 - theoretical calculations; 3 - experimental results.



**Fig.2.** Temperature dependences of the ideality factor  $\beta$  of macroporous silicon structures obtained due to the volt-ampere characteristics (1) and due to the lifetime temperature dependences (2-3).

The effects of the photoconductivity increase was investigated in the macroporous silicon depending on the diameter and the period of the cylindrical macropores. It was established that the ratio of the macroporous silicon photoconductivity to bulk silicon photoconductivity is maximal at the distance between macropores equaled to double thickness of the Shottky layers. The increase of the photosensitivity is due to large total surface of the macropores and due to the Shottky layer formation in the pre-surface region of the macropores [1].

It was established that the effective relaxation time of the macroporous silicon photoconductivity is determined by the barrier mechanism. The surface barrier potential corresponds to inversion of the charge carriers concentration in the darkness and depletion by illumination.

The temperature dependence of the photoconductivity relaxation time is determined by the thermo-emission mechanism of the current flow in the space charge region at temperatures  $>150 K$ ; by the recombination mechanism at the temperatures in the range of  $100-150 K$  and by the tunnelling mechanism at the temperatures  $<100 K$  [2]. And the tunneling probability, photocarriers lifetime, photocarriers capture cross-section does not depends on temperature.

The electrophysical parameters and photoconductivity kinetics of the “metal-macroporous silicon” structures with the ohmic and barrier contact were investigated taking into account series resistance, thermo-emission current, generation-recombination current and tunneling current. The value of the surface barrier of the “In-macroporous silicon” structure is  $0.031 eV$ , that correlates with barrier on the macroporous silicon free surface.

The temperature dependance of the photoresponse was investigated for the large-signal regime, when  $V_{PR} \gg kT/q$ , and for  $V_{PR} < kT/q$ . Change of the

photo signal sign from positive to negative at low temperatures was explained taking into account photo transitions on surface electronic states. The band-to-band absorption probability increases for larger photon energy, and the photoresponse negative sign is not observed in the macroporous silicon at the visible light region. It was shown that higher concentration of the surface electronic states and the larger macropore surface increase photo transitions on surface electronic states and determine the negative photoresponse sign.

1. V.I. Ivanov, L.A. Karachevtseva, N.I., Karas, O.A. Lytvynenko, K.A. Parshin and A.V. Sachenko. Photoeffects in silicon with regular structure of pores // *S Ps, Quantum Electronics & Optoelectronics*. – 2007. – V.10, № 4, p. 72-76.
2. L.A. Karachevtseva, V.F. Onyshchenko, A.V. Sachenko. Kinetics of Photoconductivity in Macroporous Silicon Structures // *Ukrainian Journal of Physics*. – 2008. – V.53, N.9 – P. 874-881.

### **Квазікристалічна самоорганізація органічних барвників в структурно впорядкованих мезоструктурних золь-гель плівках**

Тельбіз Г.М., Тихонов Е.Г.<sup>1</sup>, Безродний В.І.<sup>1</sup>, Леоненко Е.В.<sup>2</sup>,  
Тананайко О.Ю.<sup>2</sup>, Манорик П.А.

*Інститут фізичної хімії ім. Л.В. Писаржевського НАНУ, Київ, Україна*

<sup>1</sup>*Інститут фізики НАНУ, Київ, Україна*

<sup>2</sup>*Київський державний університет ім. Т.Г. Шевченка, Київ, Україна*

Інтерес до плівкових матеріалів значною мірою пов'язаний з розвитком наноелектроніки та оптичної електроніки, яка активно використовує аморфні, склоподібні та полімерні матеріали в різних елементах і функціональних пристроях. Одним із способів отримання таких матеріалів є матричний золь-гель синтез із застосуванням темплатів. Цей спосіб дає можливість одержати мезопористі плівки з великою площею поверхні. Створення таких матеріалів є перспективним і за рахунок більшої технологічності останніх для практичного застосування.

Досліджені основні закономірності формування тонких мезопористих плівок отриманих шляхом темплатного золь-гель синтезу із фізико-хімічними характеристиками придатними для створення композитних систем різного функціонального спрямування. Розглянута можливість утворення квазікристалічної структури органічних барвників, у впорядкованій мезоструктурі тонких гель-плівок. Технологія отримання мезоструктурних покриттів включала операцію приготування колоїдного розчину барвника і ПАР у водно спиртової суміші з нанесенням на поверхню субстратів золю шляхом *spin-* або *dip-coating*. Плівки з високою

концентрацією барвника набували металевого блиску, в спектрах поглинання і флуоресценції спостерігали зміни, характерні для міжмолекулярної взаємодії.

Еволюція спектрів поглинання і флуоресценції із зростанням концентрації вказує на актуальність взаємодії катіон-аніонної пари. З ростом концентрації барвника монотонно наростала вага структури димеру, спостерігали синхронне падіння інтенсивності основного максимуму люмінесценції і відносне наростання побічних максимумів. Логічним поясненням таких ефектів може бути ексимерне світіння димеру. Проводяться експерименти з різними класами барвників і впорядкованими наноструктурними матрицями, які дозволять знайти пояснення цьому цікавому явищу.

## Термооптичні параметри тонких плівок системи *As-S-Se*

Шпак І.І.

*Ужгородський національний університет, НДІ ФХТТ, Ужгород. Україна*

Халькогенідні скловидні напівпровідники (ХСН) системи *As - S - Se* використовуються в якості активних та пасивних елементів оптоелектроніки середнього і дальнього ІЧ діапазонів (2-25 мкм). На сьогодні найбільш широке застосування сплави системи *As - S - Se* знайшли в волоконній оптиці і лазерній техніці ІЧ діапазону, оптичній пірометрії і тепlobаченні, медичній діагностиці і газовому аналізі, як основа для негативних і позитивних фоторезистів з високою роздільною здатністю, дифракційних решіток, компакт-дисків. Відповідно до цього основна увага була приділена дослідженню масивних стекел і тонких шарів  $As_{40}S_{60-x}Se_x$ . Однак, як показали дослідження неорганічних резистів на основі  $As_{40}S_{60-x}Se_x$ , матеріали з підвищеним вмістом *Se* характеризуються певною нестабільністю оптичних параметрів; практично не дослідженими є термооптичні властивості цих сплавів, тому проблема температурної стабільності оптичних параметрів є досить актуальною.

В даній роботі наведені результати дослідження дисперсії показника заломлення і термооптичних параметрів скловидних сплавів системи *As-S-Se* по розрізу  $(As_2S_3)_{100-x} \cdot (As_2Se_3)_x$ , та плівкових конденсатів на їх основі.

Синтез сплавів досліджуваної системи здійснювався шляхом сплавлення елементарних компонентів класифікації ОСЧ у вакуумованих кварцевих ампулах. Синтез проводили однотемпературним методом. Температура гомогенізації вибиралася для кожного складу і не перевищувала температуру плавлення більше, ніж на 50-100К. Швидкість охолодження сплавів складала ~ 10 К/с. Тонкі плівки одержували методом вакуумного випаровування стекел відповідних складів даної

системи з квазізамкнених ефузійних комірок на ххолодні скляні підкладки. Товщина плівок складала 1 -2 мкм.

Результати дослідження дисперсії  $n(\lambda)$  показали нормальний хід дисперсії в області прозорості, що свідчить про відсутність смуг поглинання в даній частині спектру. Зростання дисперсії в короткохвильовій області пов'язано з наближенням до краю власного поглинання, а зсув дисперсійних кривих корелює зі зміною  $E_g^*$  при варіації складу. Для фік-сованої довжини хвилі ( $\lambda=5$  мкм)  $n$  лінійно зростає від величини 2.410, яке відповідає складу  $As_2S_3$  до 2.773 для  $As_2Se_3$ . Для відпаленого з разка складу  $x=10$  значення трохи вище відносно невідпаленого і пов'язано з його більш впорядкованою (менш дефектною) структурою. Температурний коефіцієнт показника заломлення (ТКПЗ)  $\partial n/\partial T$  на довжині хвилі  $\lambda =3$  мкм складає  $7.8 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  для  $As_2Se_3$  і, відповідно  $-0.4 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  для  $As_2S_3$ , тобто спостерігається інверсія (проходження через нуль) знаку ТКПЗ. Температурний коефіцієнт показника заломлення (ТКПЗ)  $\partial n/\partial T$  на довжині хвилі  $\lambda =3$  мкм складає  $7.8 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  для  $As_2Se_3$  і, відповідно  $-0.4 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  для  $As_2S_3$ , тобто спостерігається інверсія (проходження через нуль) знаку ТКПЗ. Композиційна залежність температурного приросту  $n$  є лінійною функцією складу і добре описується співвідношенням

$$\partial T(x) = \partial n/\partial T(0) + x[\partial n/\partial T(1) - \partial n/T(0)],$$

де  $\partial n/\partial T(x=0) \equiv \partial n/\partial T(0)$  і  $\partial n/\partial T(x=1) \equiv \partial n/\partial T(1)$  значення ТКПЗ для вихідних складів скло-видних сплавів. Нульове значення ТКПЗ згідно виразу (2) має відповідати складу  $(As_2S_3)_{88}(As_2Se_3)_{12}$ . Результати для складу з  $x=10$  (невідпаленого) практично відповідають розрахунку ( $\partial n/\partial T = -0.14 \cdot 10^{-5} K^{-1}$ ). Розглянуто механізми, які визначають величину і знак ТКПЗ і розраховані величини термохвильової аберації для досліджуваних сплавів.

**СЕКЦІЯ 3 (стендові доповіді)  
 ТОНКОПЛІВКОВІ ЕЛЕМЕНТИ ЕЛЕКТРОННИХ  
 ПРИБОРІВ**

22 травня 2009 р.

**SESSION 3 (posters)  
 THIN FILM ELEMENTAL COMPOUNDS FOR  
 ELECTRONIC DEVICES**

May, 22, 2009

**Квантово-хімічне дослідження адсорбції молекул та  
 радикалів на графені**

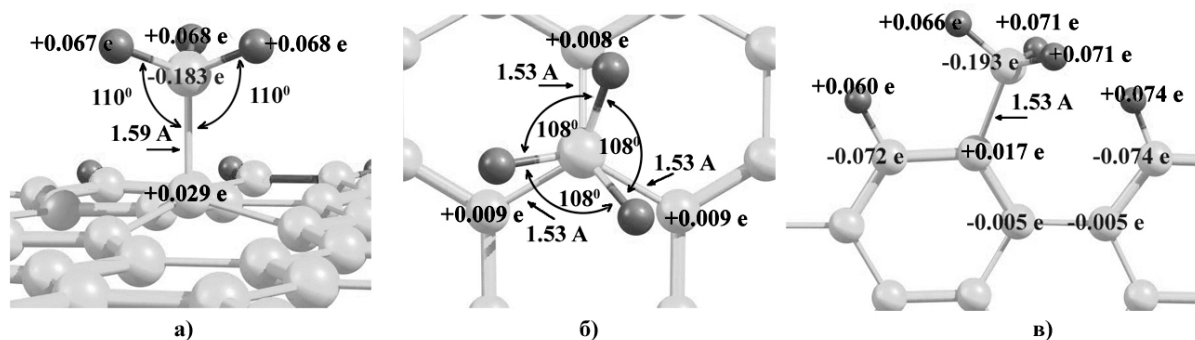
Ананьїна О.Ю., Яновський О.С., Бутримов П.О., Северіна О.В.

*Запорізький Національний університет, Запоріжжя, Україна*

Використання графенів як сенсорів молекул газової фази є перспективним і може бути використане для контролю хімічних процесів, складу навколишнього середовища, у медицині, сільському господарстві й т.д.

Ми вивчали адсорбцію молекул і радикалів (H, H<sub>2</sub>, CH<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O, PH<sub>3</sub>, NH<sub>3</sub>) на поверхні графену. Моделювання проводилося за допомогою як напівемпіричних методів MNDO, PM3 (програма MOPAC), так і ab initio методів Хартри-Фока (пакет GAMESS). Модель графену представлялася прямокутним аркушем з 88 атомів вуглецю, по периметру якого обірвані зв'язки були насичені 36 атомами водню. Для кожної молекули розглядалися три позиції як центри адсорбції: над атомом вуглецю C, над центром зв'язку C-C і над центром вуглецевого шестикутника. Крім того, вивчалася адсорбція молекул на кромці нанографену – на атомі вуглецю, що має обірваний σ-зв'язок. Для кожної позиції розглядалися різні орієнтації молекули, для яких оцінювалися значення енергії зв'язку молекули із графеном. Енергія зв'язку E<sub>b</sub> розраховувалася як різниця між значеннями повної енергії чистого графену E<sub>g</sub> + ізольованої молекули E<sub>m</sub> і повною енергією системи E<sub>sys</sub> «графен- адсорбована молекула»:  $E_b = (E_g + E_m) - E_{sys}$ .

Наприклад, у результаті хемосорбції CH<sub>3</sub> на графені (рис.1) на адсорбованому фрагменті локалізований незначний позитивний заряд +0,02 e, енергія зв'язку CH<sub>3</sub> із графеном становить 1,67 eВ. Гібридизація орбіталей атома вуглецю в CH<sub>3</sub> і пов'язаного з ним атома вуглецю в графені відповідає sp<sup>3</sup>-гібридизації.



**Рис. 1.** Фрагмент нанокластеру графену з адсорбованим радикалом  $\text{CH}_3$ : а) на поверхні графену, вид збоку; б) вид зверху, в) на кромці.

У результаті адсорбції  $\text{CH}_3$  на кромку з дефектом у вигляді обірваного  $\sigma$ -зв'язку спостерігається незначний позитивний заряд  $+0,015e$ , локалізований на адсорбованому фрагменті. Енергія зв'язку  $\text{CH}_3$  із графеном на кромці становить  $2,16$  еВ.

Енергія хемосорбції ( $E$ ), пернос заряду від  $\text{CH}_3$  до графену ( $\Delta Q$ ), відстань від  $\text{CH}_3$  до графену ( $d$ ) для двох адсорбційних станів (рис. 1).

$\text{CH}_3$	$E$ , eV	$\Delta Q$ , e	$d$ , Å
один зв'язок (рис.1 а,б)	1.67	+0.02	1.59
на кромці (рис. 1в)	2.16	+0,015	1.53

Проведене моделювання показало, що такі молекули як  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{PH}_3$ , і  $\text{NH}_3$  не можуть утворювати хімічного зв'язку на поверхні графену без попередньої дисоціації, що потребує енергії активації адсорбції. У станах фізичної адсорбції на поверхні, молекули  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{PH}_3$ , і  $\text{NH}_3$  слабо проявляють акцепторні властивості. При взаємодії із кромкою графену всі три молекули хемосорбуються й передають частину своєї електронної густини графену, тобто проявляють донорні властивості. На противагу цьому такі радикали як атоми  $\text{H}$ , молекули  $\text{CH}_2$  і  $\text{CH}_3$ , утворюють стійкі хімічні зв'язки, що викликає деформацію аркуша графену.

### Quantum-chemical study of molecules and radicals adsorption on the graphene layer

Ananina O., Yanovsky O., Butrimov P., Severina O.

Zaporizhzhya National University, Zaporizhzhya, Ukraine

We have studied the molecules ( $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{PH}_3$ ,  $\text{NH}_3$ ) and radicals ( $\text{H}$ ,  $\text{CH}_2$ ,  $\text{CH}_3$ ) adsorption on a graphene layer. We have examined the different orientation of the molecules with respect to graphene surface above different positions. The adsorption energy ( $E$ ), the charge transfer from the molecules to graphene, the distance of molecules from graphene surface ( $d$ ) for different geometries were calculated.



## Оптична діагностика параметрів нанокристалів $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ у діелектричних матрицях

Ажнюк Ю.М., Гутич Ю.І., Лопушанський В.В.,  
Примак М.В., Гомоннай О.В.

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород,*

Вкраплені в діелектричні матриці напівпровідникові нанокристали  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$  є об'єктом інтенсивних досліджень у зв'язку з проявами квантово-розмірних ефектів, які виникають внаслідок просторового обмеження руху носіїв заряду. Спектральне положення квантово-розмірних максимумів, що проявляються у прикорайовій області спектру оптичного поглинання таких систем, визначається компонентним складом, середнім розміром нанокристалів і тиском з боку матриці. Оскільки склад нанокристалів може бути незалежно визначено з хорошою точністю ( $\Delta x = \pm 0.03$ ) методом раманівського розсіювання, спектроскопію оптичного поглинання можна використовувати як недорогий, експресний та ефективний метод оцінки середнього розміру нанокристалів. Однак, у зв'язку з дисперсією розмірів нанокристалів у матриці, максимуми у спектрах поглинання в багатьох випадках проявляються нечітко, що веде до похибок у визначенні середнього розміру нанокристалів. У даному дослідженні проведено оцінку факторів, що визначають точність визначення середнього розміру нанокристалів з оптичних спектрів у наближенні ефективної маси, а також здійснено ідентифікацію електронних переходів, відповідальних за максимуми в спектрах поглинання ряду нанокристалів  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ .

Нанокристали  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) синтезовано в боросилікатному склі методом твердофазного осадження. Варіюванням температури та тривалості термообробки отримано серії зразків з нанокристалом одного складу і різних середніх розмірів. Склад нанокристалів визначався методом раманівської спектроскопії. Спектри оптичного поглинання вимірювалися на спектрометрі КСВУ-23 при кімнатній температурі.

Показано, що точність визначення спектрального положення першого квантово-розмірного максимуму у спектрі поглинання значно більшою мірою впливає на значення середнього розміру, ніж розбіжності у значеннях ефективних мас електронів і дірок. У зв'язку з цим використано ефективну методику візуалізації квантово-розмірних максимумів у спектрах поглинання шляхом побудови спектральної залежності приросту поглинання над квадратичною залежністю, характерною для прямих дозволених оптичних переходів у напівпровіднику. На підставі порівняння експериментально визначених спектральних положень максимумів з відомими теоретичними залежностями ідентифіковано електронні переходи, відповідальні за процеси оптичного поглинання в нанокристалах  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ .

## Optical diagnostics of parameters of CdS<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub> nanocrystals in dielectric matrices

Azhniuk Yu.M., Hutysh Yu.I., Lopushansky V.V.,  
Prymak M.V., Gomonnai A.V.

*Institute of Electron Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci., Uzhhorod, Ukraine*

Details of optical diagnostics of basic parameters (average size and chemical composition) of CdS<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub> nanocrystals embedded in dielectric media based on optical absorption and Raman scattering spectra are discussed with the account of factors affecting the parameter determination accuracy.

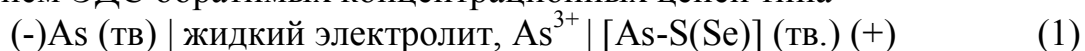
## Исследование систем As-S(Se) методом ЭДС в стеклообразном и кристаллическом состояниях

Бабанлы М.Б., Ильяслы Т.М., Велиева Г.М., Мурадова Г.В., Алиев З.С

*Бакинский государственный университет, Баку, Азербайджан*

Сульфиды и селениды мышьяка и сплавы на их основе являются ценными функциональными материалами, обладающими интересными полупроводниковыми и фотоэлектрическими свойствами, как в кристаллическом, так и в стеклообразном состоянии. Однако, несмотря на подробное изучение различных физико-химических свойств систем As-S(Se) в кристаллическом и стеклообразном состояниях [1,2], термодинамические свойства стекол и процессов их кристаллизации не исследованы.

В данной работе представлены результаты исследования систем As-S(Se) в стеклообразном и кристаллическом состояниях методом РФА и измерением ЭДС обратимых концентрационных цепей типа



в интервале температур 300-380 К.

В цепях типа (1) правыми электродами служили стеклообразные или равновесные кристаллические сплавы исследуемых систем. В качестве электролита использовали глицириновый раствор KCl с добавлением AsCl<sub>3</sub>.

Системы As-S(Se) характеризуются образованием широких областей стеклообразования. Стеклообразные образцы готовили сплавлением соответствующих элементарных компонентов в вакуумированных (~10<sup>-2</sup> Па) кварцевых ампулах с последующей закалкой на воздухе. Равновесные кристаллические образцы получали путем длительного (до 2000ч.) ступенчатого термического отжига литых негомогенизированных сплавов.

По данным измерений ЭДС цепей типа (1) для стеклообразных сплавов построены графики концентрационных зависимостей ЭДС, которые позволили определить области стеклообразования. Показано, что

в системе As-S область стеклообразования простирается от 6 до 45 мол%As, а в системе As-Se от 0 до 60 мол%As.

Из результатов измерения ЭДС рассчитаны парциальные термодинамические функции мышьяка в стеклообразных и кристаллических образцах систем As-S(Se). На основании парциальных молярных величин стеклофаз интегрированием уравнения Гиббса-Дюгема вычислены их термодинамические функции смешения.

Из парциальных молярных функций мышьяка в равновесных кристаллических образцах вычислены стандартные термодинамические функции образования и стандартные энтропии соединений  $As_2S_3$ , AsS,  $As_2Se_3$  и AsSe.

Используя полученные данные по интегральным термодинамическим функциям указанных соединений в стеклообразном и кристаллическом состояниях, рассчитаны их теплота, свободная энергия Гиббса и энтропия кристаллизации.

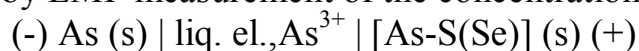
1. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник. под. ред. Новоселовой А.В. и Лазарева В.Б. М.: Наука, – 1979, – 339 с
2. Н. И. Копылов, Ю. Д. Каминский, Мышьяк, Сиб.Унив.изд., –2004, – 368с.

### **Investigation of As-S(Se) Systems by Method EMF in Glassy-Like and Crystalline States**

Babanly M.B., Ilyasly T.M., Veliyeva Q.M., Muradova Q.V., Aliyev Z.S.

*Baku State University, Baku, Azerbaijan*

This activity is devoted to the studying of the system As-S(Se) in crystal and amorphous states by EMF measurement of the concentration chains type



in 300-380 K temperature interval. The solution of KCl in glycerin with addition of ~0,5 mass.%  $AsCl_3$  used as electrolyte in chains. As the right electrodes are used the amorphous and equilibrium crystal alloys.

From the EMF data are calculated the partial molar thermodynamic functions ( $\Delta\bar{G}, \Delta\bar{H}, \Delta\bar{S}$ ) of arsenic in glass and crystal phases, the standard thermodynamic functions of formation of compounds  $As_2S_3$ , AsS,  $As_2Se_3$  and AsSe, as well as integral thermodynamic functions of mixture of glasses.

With the comparison of the thermodynamic characteristics of  $As_2S_3$ ,  $As_2Se_3$  and AsSe compounds in crystal and amorphous states were calculated the thermodynamic functions of crystallization of glasses.

## Електронні властивості легованих плівок ZnO: розрахунок із перших принципів

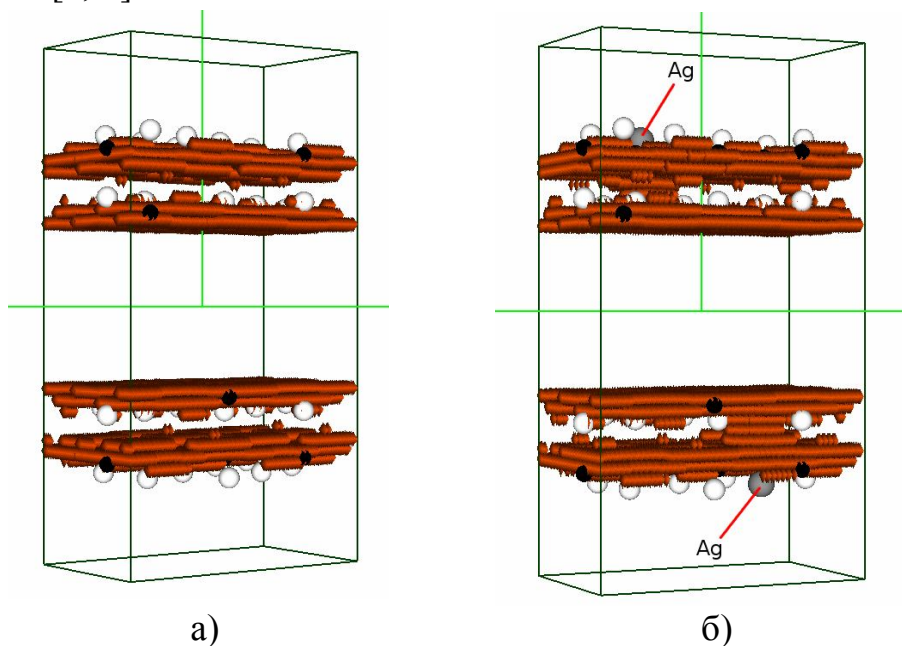
Балабай Р.М., Мерзликін П.В.

*Криворізький державний педагогічний університет,  
Кривий Ріг, Україна*

Останнім часом тонкі плівки ZnO активно досліджуються, оскільки цей матеріал має широкий діапазон технологічних застосувань.

Чисті і леговані плівки ZnO досліджуються як основа для сенсорів O<sub>2</sub>[1], H<sub>2</sub>[2], NO<sub>x</sub>[3], етанолу[4] тощо. ZnO – це цікавий, хімічно і термічно стабільний напівпровідник n-типу, чутливий до токсичних і горючих газів. ZnO – один з найпоширеніших матеріалів для виготовлення газових сенсорів завдяки своїй високій хімічній стабільності, низькій вартості і зручності виробництва.

ZnO використовується як каталізатор в хімічних реакціях, як чистий, так і з атомами Cu на поверхні[5]. ZnO з домішками Ga та In є дуже чутливим неорганічним сцинтилятором і є корисним для виявлення альфа-частинок[6, 7].



**Рис. 1.** Розподіл електронної густини в діапазоні значень 0,8-0,9 від максимальної для плівки ZnO. а) чиста плівка. б) плівка ZnO з атомами срібла.

Проте механізми взаємодії ZnO з домішками ще недостатньо вивчені. Для їх дослідження доцільним видається застосування обчислень із перших принципів. Зокрема, в даній роботі досліджується зміна розподілу електронної густини в плівці ZnO при взаємодії з атомами домішок, який був одержаний за допомогою авторського програмного коду, що реалізує квантову молекулярну динаміку [8]. Елементарна комірка, що відтворює штучну трансляційну симетрію системи атомів,

містить два інверсно симетричних фрагменти плівки ZnO товщиною 3Å, будова якої визначається атомним базисом. Він складається з 32 атомів цинку і 32 атомів кисню для чистих плівок, а для плівок з домішками Ag в концентрації 0,031 – із 30 атомів цинку, 2 атомів срібла і 32 атомів кисню.

На Рис. 1 показана зміна розподілу електронної густини в плівці ZnO при заміні двох атомів Zn на атоми Ag. Крім того, зі збільшенням концентрації Ag відбуваються зміни в структурі валентних підзон, а саме зменшується відстань між підзонами.

1. Sberveglieri, G.; Groppelli, S.; Nelli, P.; Quaranta, F.; Valentini, A.; Vasanelli, L. Oxygen gassensing characteristics for ZnO(Li) sputtered thin films. *Sens. Actuators B* 1992, 7, 747-751.
2. Yamazaki, T.; Wada, S.; Noma, T.; Suzuki, T. Gas-sensing properties of ultrathin zinc oxide films. *Sens. Actuators B* 1993, 14, 594-595.
3. Muller, J.; Weissenrieder, S. ZnO-Thin film chemical sensors. *Fres. J. Anal. Chem.* 1994, 349, 380-384
4. Stambolova, I.; Konstantinov, K.; Vassilev, S.; Peshev, P.; Tsacheva, Ts. Lanthanum doped SnO<sub>2</sub> and ZnO thin films sensitive to ethanol and humidity. *Materials Chemistry and Physics* 2000, 63, 104–108
5. J.B. Hansen, *Handbook of Heterogeneous Catalysis*, G. Ertl, H. Knötzinger, J. Weitkamp (Eds.), Wiley-VCH, Weinheim, 1997.
6. W. Lehmann, *Solid State Electronics* 9, 1107 (1966).
7. D. Luckey, *Nucl. Instr. and Meth.* 62, 119 (1968).
8. Балабай Р.М., Мерзликін П.В. Квантово-механічна молекулярна динаміка // Збірник тез доповідей науково-практичної конференції «Дні науки – 2008», том 2, 23-24 жовтня 2008 р., Запоріжжя, с. 127-128.

### **Electronic Properties of Alloyed ZnO films: Ab Initio Calculation**

Balabai R.M. , Merzlikin P.V.

*Kyryvi Rih State Pedagogical University, Department of Physics, Kyryvi Rih, Ukraine*

The pure and alloyed ZnO has become a frequently studied material in surface science because of its wide range of technological applications. Redistribution of valence electron density in such systems was examined for different concentrations of admixture.

### **Гістерезисна поведінка швидкості ультразвуку в твердих розчинах CdZnSb**

Балазюк В.Н.<sup>1</sup>, Єрмоєнко О.І.<sup>2</sup>, Раранський М.Д.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича, Чернівці, Україна*

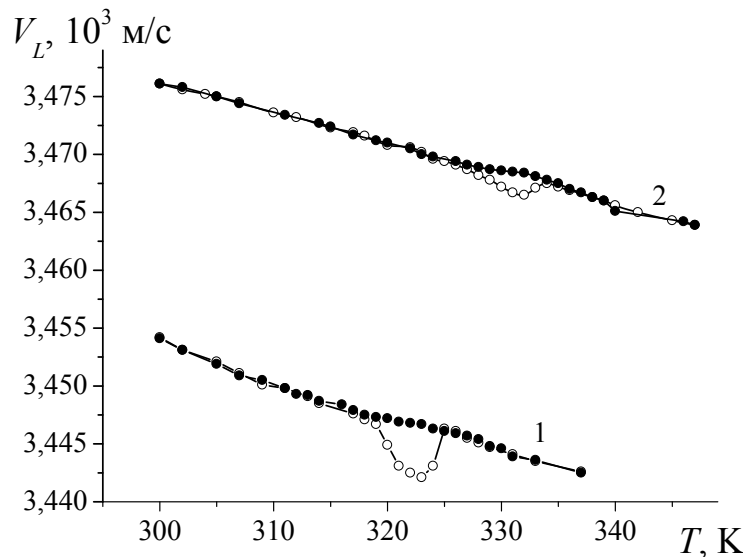
<sup>2</sup>*Хмельницький національний університет, Хмельницький, Україна*

Монокристали твердих розчинів Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Sb за своїми термоелектричними, гальваноманітними та фоточутливими

властивостями цікаві для різних областей сучасної електронної техніки.

У роботі наведені результати дослідження температурної залежності швидкостей поширення поздовжних  $V_L(T)$  ультразвукових хвиль в межах 300–345 К. Вимірювання проводилися в режимах повільного нагріву та охолодження, застосовуючи техніку акустичного експерименту за методикою суміщення відбитих ехо-УЗ імпульсів. Методика виготовлення зразків і умови акустичних досліджень описані в [1]. Відносна точність вимірювань швидкостей поздовжних УЗ-хвиль в основних кристалографічних напрямках монокристалів твердих розчинів  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Sb}$  ( $x=0; 3; 9; 12,5; 100$  ат. % Zn) складала  $2 \cdot 10^{-2}$  %.

При дослідженнях виявлено гістерезисну поведінку величини  $V_L(T)$  вздовж напрямку [010] в області 318–332 К (рис. 1, білі маркери відповідають нагріванню, а темні – охолодженню). Характерно, що для кристалів CdSb (рис. 1, крива 1) температурна область існування гістерезису, якому відповідає максимум затухання  $\alpha$  (рис. 2, крива 1) досить вузька  $\approx 10$  К. Встановлено, що при досягненні часу релаксації  $\approx 30$  діб затухання збільшується і гістерезис залежності  $V_L(T)$  знову проявляється.



**Рис. 1.** Температурна залежність швидкості поширення поздовжньої УЗ-хвилі в напрямку [010]: 1 – CdSb, 2 – твердий розчин  $\text{Cd}_{0,97}\text{Zn}_{0,03}\text{Sb}$ . Білі маркери відповідають нагріванню, а темні – охолодженню.

Із збільшенням вмісту Zn у твердому розчині площа гістерезису зменшується, а сам ефект зміщується в бік вищих температур (рис. 1, крива 2) і при  $x=9$  ат. % Zn гістерезисний ефект не спостерігається. Слід зауважити, що детальні дослідження температурних залежностей періодів кристалічної ґратки  $a(T)$ ,  $b(T)$ ,  $c(T)$  досліджуваних твердих розчинів в межах 300–550 К будь-яких структурних змін не виявили.

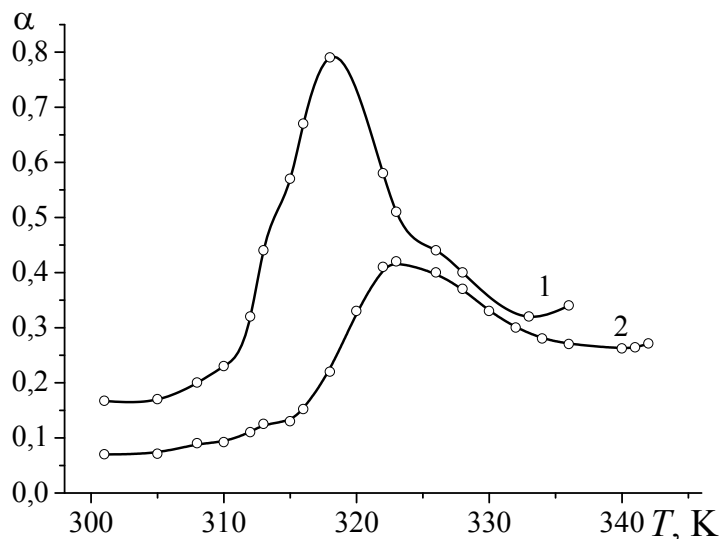


Рис. 2. Затухання поздовжньої УЗ-хвилі в напрямку [010]: 1– CdSb, 2 – твердий розчин  $Cd_{0,97}Zn_{0,03}Sb$ .

На наш погляд, така аномальна поведінка залежності  $V_L(T)$  пов'язана як із дефектністю структури, так і специфікою хімічного зв'язку в досліджуваних кристалах.

1. V.N. Balazyuk, A.I. Eremenko, N.D. Raransky, *Functional Materials*, – 2008, –V.15 – С.343.

### Hysteresis Behavior of Ultrasonic Wave in CdZnSb Solid Solutions

Balazyuk V.N.<sup>1</sup>, Eremenko A.I.<sup>2</sup>, Raransky M.D.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Yu. Fed'kovich National Chernivtsi University, Chernivtsi, Ukraine*

<sup>2</sup>*National Khmelnytsky University, Khmelnytsky, Ukraine*

Hysteresis of velocity for longitudinal ultrasonic waves along the [010] direction in CdSb single crystals and  $Cd_{0,97}Zn_{0,03}Sb$  solid solution has been discovered by means of acoustic investigation in region 318-332 K. It has been found, that Zn connected increasing in the solid solution results in disappearing of anomaly. Hysteresis behavior of sound velocity is caused by structure defects and specific character of chemical bound for investigated crystals.

### Вплив модифікатора на стійкість мікро гетерогенних систем телуриду кадмію

Борук С.Д., Дремлюженко С.Г., Юрийчук І.М., Савчук О.А.

*Черновицький національний університет ім. Юрія Федьковича, Черновці, Україна*

Стійкість мікрогетерогенних систем значною мірою визначаються фізико-хімічними властивостями поверхні частинок дисперсної фази, що дає можливість шляхом її модифікації направлено змінювати характеристики даних систем. Враховуючи розвинуту міжфазну поверхню,

якою характеризуються високодисперсні і нанорозмірні системи, основним факторами її стабілізації є введення модифікаторів різної природи, які впливають на зміну подвійного електричного шару.

При дослідженні стійкості високодисперсних систем на основі телуриду кадмію як модифікатори використовували аніонактивні фосфоровмісні органічні сполуки: тетрадецилфосфонова кислота (ТДТА); карбоксиетилфосфонова кислота (СЕРА); триоктилфосфіноксид (ТОРО); гідроксиетилідендифосфонова кислота (ОЕДФ); гідроксиетилідендифосфонові кислоти монокалієва сіль (ОЕДФК).

Введення модифікаторів СЕРА і ОЕДФК у водні системи телуриду кадмію незначною мірою впливають на значення електрокінетичного потенціалу. У випадку модифікації водної системи телуриду кадмію СЕРА призводить до зростання заряду частинок і стійкості дисперсної системи, а ОЕДФК – до зменшення, що в свою чергу зменшує агрегативну і седиментаційну стійкість досліджуваних систем.

Модифікація спиртових систем телурид кадмію – етанол (ізопропанол) СЕРА, ОЕДФК, ТОРО і ТДТА не призводить до значного зростання електрокінетичного потенціалу. Це пояснюється низькою дисоціацією функціональних груп, що містяться в молекулах вказаних модифікаторів, внаслідок зменшення діелектричної проникливості дисперсійного середовища. У випадку, коли модифікатором виступає ОЕДФ, електрокінетичний потенціал системи суттєво зменшується у всьому діапазоні досліджуваних концентрацій. Враховуючи будову молекули даного модифікатора можна припустити, що її введення призводить до агрегації частинок дисперсної фази і зменшення площі розділу фаз. Ефективність дії вказаних речовин у ізопропанолі вища ніж в етанолі, що зумовлено утворенням міжмолекулярних асоціатів між молекулами дисперсійного середовища і модифікаторів. Асоціати утворюються за рахунок взаємодії гідроксильної групи ізопропілового спирту та гідроксильних груп і атому кисню, що міститься в молекулі модифікатора. В розведених високодисперсних системах, у випадку, коли взаємодія між частинками мінімальна, зміна седиментації, як правило, є наслідком зміни агрегативної стійкості. Агрегація частинок призводить до втрати седиментаційної стійкості, дезагрегація – до її збільшення. Отримані дані свідчать, що електрокінетичний фактор є основним, який визначає стійкість водних і спиртових суспензій телуриду кадмію. Встановлено що зміна величин електрокінетичного заряду або зміна заряду поверхні суттєво змінюють агрегативну і седиментаційну стійкість отриманих систем.



## **The Influence of Modificator on Stability of Cadmium Telluride Microheterogeneous Systems**

Boruk S.D., Dremlyuzhenko S.G., Yuriychuk I.M., Savchuk O.A.

*Yuri Fed'kovich Chernivtsi National University*

At modification of the dispersed phase particles surface the nature and properties of the solvent are of great importance. Electokinetic factor is a dominant factor in determining the stability of water and alkaline suspension of high-dispersive cadmium telluride. In the report we present the studies of the effect of the surface electrokinetic charge on aggregative and sedimentation stability of obtained systems.

## **Терморезистивні властивості двошарових плівкових систем Ni/Cr та Ni/Mo**

Бурик І.П., Гричановська Т.М., Однорець Л.В.

*Сумський державний університет, Суми, Україна*

Результати проведених нами комплексних досліджень терморезистивних властивостей, дифузійних процесів, фазового складу та мікрокристалічної структури двошарових плівкових систем Ni/Cr та Ni/Mo вказують на те, що в інтервалі температур 300 ÷ 750 К вони зберігають індивідуальність окремих шарів, не дивлячись на певну взаємну дифузію атомів між шарами в основному в процесі конденсації плівок. Задовільна відповідність експериментально отриманих даних стосовно температурного коефіцієнту опору (ТКО) розрахунковим (таблиця 1), отриманих на основі відповідних феноменологічних моделей [1], дозволяє не лише проводити апробацію, а і прогнозувати терморезистивні властивості в залежності від товщини шарів.

Конденсація двошарових плівок Ni/Cr та Ni/Mo проводилась у вакуумній установці типу ВУП-5М (вакуум робочого об'єму  $10^{-3} \div 10^{-4}$  Па) методами електронно-променевого (Mo) та термічного (Ni, Cr) випаровування на підкладки (П) із аморфних плівок вуглецю (для проведення електронно-мікроскопічних досліджень) або на скляні чи ситалові підкладки (для проведення мас-спектрометричних досліджень і вимірювання питомого опору). Швидкість осадження складала величину  $\omega \cong 1 \div 2$  нм/с. Товщина плівок визначалася методом кварцового резонатора. Дифузійні процеси у двошарових плівках вивчалися методом вторинно-іонної мас-спектрометрії (прилад MS-7201M). Електронно-мікроскопічні та електронографічні дослідження фазового складу і мікрокристалічної структури проводилися за допомогою просвічувального електронного мікроскопу ПЕМ-125К.

Терморезистивні властивості плівок досліджували на відполірованих скляних пластинах з вплавленими молібденовими електродами. З метою

стабілізації терморезистивних властивостей та рекристалізаційних процесів плівкові зразки проходили термообробку за схемою «нагрівання↔охолодження» з постійною швидкістю  $3 \div 5$  К/хв в інтервалі температур  $300 \div 750$  К. Розрахунок термічного коефіцієнту опору  $\beta$  здійснювався на основі експериментальних залежностей опору від температури  $R(T)$  за співвідношенням  $\beta = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T}$ , де інтервал  $\Delta T = 10$  К. При апробації різних моделей авторами [1] встановлено, що напівкласичні моделі не мають якоїсь їх переваги перед феноменологічними моделями для ТКО. Тому використавши основні співвідношеннями для  $\beta$  цих моделей у випадку двошарової плівкової системи, в якій зберігається індивідуальність окремих шарів та гомогенної системи у вигляді плівкового сплаву ми отримали кращу відповідність (розходження до 20%) експериментальних та розрахункових даних у першому випадку.

**Таблиця 1.**

Порівняння експериментальних ( $\beta$ ) та розрахункових ( $\beta_p$ ) даних ТКО для плівкових систем Ni/Cr та Ni/Mo

Плівкова система (товщина, нм)	$\beta \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$	$\beta_p \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$		$(\beta - \beta_p) / \beta, \%$	
		біпластина	плівковий сплав	біпластина	плівковий сплав
Ni(50)/Mo(20)/П	1,38	1,45	1,20	- 5	+ 11
Mo(20)/Ni(20)/П	0,51	0,58	0,61	-14	- 20
Ni(20)/Mo(25)/П	0,47	0,56	0,58	-19	- 23
Ni(25)/Mo(15)/П	0,76	0,71	0,67	+7	+ 12
Mo(15)/Ni(25)/П	0,85	0,71	0,67	+16	+ 21
Cr(40)/Ni(20)/П	0,79	0,74	0,72	+ 6	+ 9
Ni(40)/Cr(20)/П	1,45	1,38	0,89	+ 5	+ 38
Cr(30)/Ni(30)/П	0,94	1,00	0,77	-6	+ 41

Збереження індивідуальності дрібнодисперсних шарів при почерговій конденсації та відпалюванні до температур  $T_b < 750$  К можна пояснити наявністю бар'єрів, утворених внаслідок взаємодії поверхневих атомів плівкових шарів з атомами залишкових газів. Дрібнодисперсна структура плівок певною мірою сприяє цьому. Зазначимо, що окремі шари системи мають різні типи кристалічних решіток (ГЦК, ОЦК). Це також є певним бар'єром до перемішування атомів компонент. Отже, фазоутворення у плівкових системах Ni/Cr та Ni/Mo відбувається не в повній відповідності із діаграмами стану систем Ni-Cr та Ni-Mo для масивних зразків.

1. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем / Проценко С.І., Чешко І.В., Великодний Д.В. та ін. // Успехи физ. мет. – Т.8, – 2007. – С. 247 - 279.

**Termoresistivity Properties of the Double-Layer Film Systems  
Ni/Cr and Ni/Mo**

Buryk I.P., Hrychanovs'ka T.M., Odnodvoretz L.V.

*Sumy State University, Sumy, Ukraine*

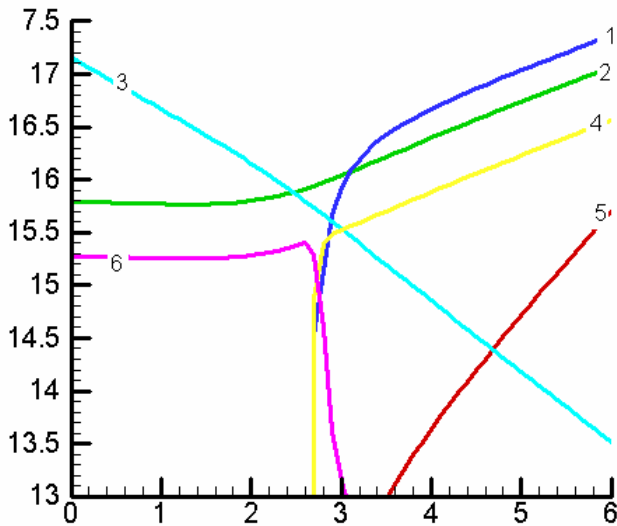
In work there are the represented results of complex researches of thermoresistivity properties, diffusive processes, phase state and microcrystal structure of the double-layer film systems Ni/Cr and Ni/Mo. It is shown that on temperature interval 300 ÷ 750 K they keep individuality of separate layers.

**Еволюція власних точкових дефектів у бездомішкових кристалах CdTe при охолодженні до низьких температур**

Ваньчук В.Б.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Оскільки експлуатація приладів, виготовлених на основі CdTe, здійснюється в основному при кімнатних та нижчих температурах, то необхідними є знання низькотемпературних електричних характеристик кристалів. Властивості матеріалу при експлуатаційних температурах визначаються високотемпературною рівновагою дефектів в умовах приготування та процесами, що проходять при зниженні температури.



Залежність концентрації дефектів від тиску пари кадмію  $P_{Cd}$ :

1 – n, 2 –  $[Cd_i^{2+}]$ , 3 –  $Te_i^-$ , 4 –  $[V_{Te}^0]$ , 5 –  $[Cd_i^0]$ , 6 –  $[V_{Te}^{2+}]$ .

У роботі розроблені моделі квазіхімічних реакцій дефектоутворення у CdTe та одержані аналітичні вирази й за ними на основі розрахованих констант квазіхімічних реакцій утворення дефектів для низьких температур побудовані

баричні залежності концентрацій вільних носіїв заряду, нейтральних та йонізованих точкових дефектів у CdTe при температурах 4,2–300 К. На

рисунку наведено приклад баричних залежностей концентрацій дефектів при температурі 77 К в кристалах, попередньо відпалених при 1073 К.

### **Evolution of own point defects in unalloyed crystals cadmium of telluride at cooling to the low temperatures**

Vanchuk V.B.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathion National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The algorithm of calculation is developed and analytical expressions are got for determination of concentration of transmitters of charge and prevailing point defects in the unalloyed crystals of CdTe, annealed at high temperatures and quenched to the room, nitric and helium. Baric and temperature dependences of concentrations neutral and ionized of point defects in CdTe at low temperatures are built.

### **Властивості тонких плівок $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ отриманих методом ІЛО.**

Вірт І.С.<sup>1</sup>, Шкумбатьок Т.П.<sup>1</sup>, Курило І.В.<sup>2</sup>, Лопатинський І.Є.<sup>2</sup>,  
Рудий І.О.<sup>2</sup>, Линник Л.Ф.<sup>3</sup>, Тетьоркін В.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Дрогобицький державний педагогічний університет імені І.Франка, Дрогобич, Україна

<sup>2</sup>Національний університет „Львівська політехніка”, Львів, Україна

<sup>3</sup>Інститут фізики напівпровідників імені В. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

Сполуки напівпровідників типу  $\text{V}_2\text{VI}_3$ , завдяки їх високому коефіцієнту термоелектричного перетворення  $Z$ , відомі як матеріали для термоелектричних пристроїв. Тенденція мініатюризації термоелектричних пристроїв спонукає досліджувати не тільки властивості масивних зразків, але і властивості тонких плівок цих матеріалів. Зокрема, сполука  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  є на цей час найкращим термоелектричним матеріалом, особливо при застосуванні тонких, або надтонких плівок.

У цій роботі досліджували тонкі плівки  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , електронного та діркового типу провідності, які отримано імпульсним лазерним осадженням у вакуумі. Сплави для виготовлення мішеней синтезували з суміші елементів Bi, Te з додаванням легуючих домішок. Мішені випаровували лазером Nd:YAG на підігріті до 200–300°C підкладки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  і NaCl. Параметри лазера:  $\lambda \approx 1064$  нм;  $E_{\text{max}} \approx 0.4$  Дж;  $\Delta\tau \approx 10$  нс, частота слідування імпульсів  $f \approx 1$  Гц. Отримано плівки зі структурою мозаїчного монокристала завтовшки близько 0,5 мкм. Структуру синтезованих мішеней досліджували за допомогою X-променевої дифрактометрії. Визначено сталі кристалічних решіток  $a$  і  $c$  ромбоєдричної структури. Проведено дослідження електричних властивостей отриманих плівок. Вимірювання температурних залежностей питомого опору одержаних плівок та властивостей електрон-діркового переходу проводили в інтервалі температур 80-300 К. Теплофізичні характеристики, зокрема, температурні залежності коефіцієнту теплопровідності досліджено 3- $\omega$  методом.

Встановлено кореляцію між структурою тонких плівок та їх електро- і теплофізичними властивостями.

### **Properties of Thin Films Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> Prepared by PLD**

Virt I.S.<sup>1</sup>, Shkumbatiuk T.P.<sup>1</sup>, Kurilo I.V.<sup>2</sup>, Lopatynskiy I.Ye.<sup>2</sup>,  
Rudyi I.O.<sup>2</sup>, Linnik L.F.<sup>3</sup>, Teterkin V.V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Drogobych State Pedagogical University, Drogobych, Ukraine,*

<sup>2</sup>*National University "Lviv Polytechnic", Lviv, Ukraine,*

<sup>3</sup>*V. Lashkariov Institute of Semiconductor Physics, NA S of Ukraine, Kiev, Ukraine*

Thin films Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> have been prepared in vacuum by pulsed laser deposition. Electrical resistivity was measured in the temperature range 80–300 K. The structure of thin films was investigated by HEED, XRD and SEM methods. Indexes of peaks XRD (Cu: K<sub>α</sub>) were identified and rhombohedral *a* and *c* parameters were determined.

### **Розрахунки локалізованих станів носіїв у домішкових напівпровідниках халькогенідів свинцю**

Возняк О.М.

*Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

При розрахунках локальних рівнів у напівпровідниках, енергія іонізації яких співмірна з шириною забороненої зони, не можна обмежитися наближенням ефективної маси, а слід використовувати значно потужніші методи. Останні ж можна поділити на одноелектронні і ті, що враховують багатоелектронні ефекти. Серед останніх набув поширення метод функціоналу густини, який дає змогу строго розглянути багаточастинкову задачу, і при цьому алгоритм розрахунків можна відносно просто реалізувати. На даний час існує широкий вибір пакетів прикладних програм, у яких реалізовані ті чи інші наближення для функціоналу енергії і при допомозі яких можна з високою точністю розраховувати, як спектр елементарних напівпровідників так і сполук.

Стосовно ж енергетичного спектру кристалів із домішками, то для його розрахунків використовують, так звані, розширені елементарні комірки, що містять від декількох десятків до декількох сотень атомів і вже для них застосовується алгоритм методики функціоналу густини чи інших, в тому числі одноелектронних методик.

Дослідження електронної структури дефектів у халькогенідах свинцю було реалізовано на моделі періодичного дефекта, який знаходиться у центрі розширеної комірки, що містить шістдесят чотири атоми, чим забезпечується відстань між двома сусідніми дефектами близько 13 Å<sup>0</sup>. Розрахунки функції густини станів виконані як з

використанням методики функціоналу густини на базисі плоских хвиль із застосуванням наближення локальної густини для обмінно-кореляційного потенціалу та з врахуванням спин-орбітальної взаємодії, так і у квантово-хімічному підході для власних дефектів у халькогенідів свинцю та домішок елементів третьої, четвертої та п'ятої груп.

### **Localize States of Carriers Calculation on Doping Lead Chalkogenide Semiconductors**

Voznyak O.M.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The density of states have been found for the case of lead chalkohenide containing self-defects and impurities of elements of the fourth, fifth and sixth group for periodic defect model with unit cell of 64 atoms.

### **Радіаційно-термічне підсилення люмінесценції плівкових структур nc-Si/SiO<sub>2</sub>**

Лісовський І.П.<sup>1</sup>, Литовченко В.Г.<sup>1</sup>, Войтович М.В.<sup>1</sup>, Данильченко Б.О.<sup>2</sup>,  
Войтович В.В.<sup>2</sup>, Поварчук В.Ю.<sup>2</sup>, Хацевич І.М.<sup>1</sup>, Шепелявий П.Є.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

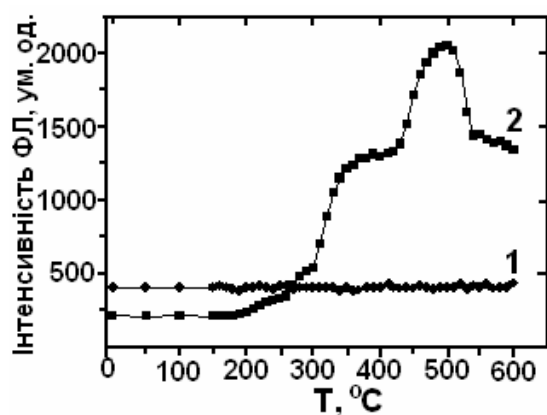
<sup>2</sup>Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

Інтерес до нанокмпозитних структур nc-Si/SiO<sub>2</sub>, пов'язаний з їх здатністю випромінювати кванти світла при кімнатній температурі у видимій та ближній ІЧ областях, призвів до активного їх дослідження. Такі системи зокрема є перспективними в якості світловипромінювальних елементів оптоелектроніки, отже доцільною стає оптимізація їх люмінесцентних властивостей. В даній роботі показано, що дія іонізуючої радіації з наступним термічним відпалом здатна суттєво покращувати інтенсивність фотолюмінесценції (ФЛ) систем nc-Si/SiO<sub>2</sub>.

Структури nc-Si/SiO<sub>2</sub> виготовлялись шляхом високотемпературного відпалу (1100 °C, 15 хв, аргон) плівок SiO<sub>x</sub> (x=1,3), які наносились на кремнієву підкладку методом термічного розпилення порошку SiO у вакуумі. Товщина плівок SiO<sub>x</sub> після нанесення становила ~450 нм.

Отримані структури nc-Si/SiO<sub>2</sub> опромінювались γ-квантами (<sup>60</sup>Co) дозою ≈10<sup>7</sup> рад. Наступний ізохронний відпал зразків здійснювався в області температур 50 – 600 °C (середовище аргону) з кроком 10 °C. Тривалість кожного кроку становила 10 хвилин. Спектри ФЛ вимірювались в спектральному діапазоні 550-1000 нм при кімнатній температурі. Для збудження ФЛ використовувалося випромінювання напівпровідникового лазера з довжиною хвилі 473 нм.

Формування нанокристалів Si в результаті відпалу фіксувалось появою у системах nc-Si/SiO<sub>2</sub> досить інтенсивної смуги ФЛ з положенням максимуму приблизно 850 нм, як відомо, пов'язується із світінням nc-Si в матриці SiO<sub>2</sub>. Після  $\gamma$ -опромінення зразків дозою 10<sup>7</sup> рад величина інтенсивності ФЛ (I<sub>ФЛ</sub>) зменшувалась в  $\approx 2$  рази відносно вихідної (див. Рис.1). На Рис.1 наведені залежності інтенсивності ФЛ від температури відпалу вихідних структур nc-Si/SiO<sub>2</sub> (крива 1) та структур, які попередньо опромінювалися  $\gamma$ -квантами дозою 10<sup>7</sup> рад (крива 2). На неопромінених зразках nc-Si/SiO<sub>2</sub> інтенсивність ФЛ з температурою відпалу майже не змінювалась. В той же час попереднє опромінення зразків призводить до суттєвих змін величини I<sub>ФЛ</sub> після відпалу при температурах, більших  $\sim 200$  °С. А при температурах відпалу до 500 °С спостерігається різке збільшення величини I<sub>ФЛ</sub> – до  $\sim 10$  разів у порівнянні з опроміненим зразком. Таким чином, світіння зразків, опромінених і відпалених при температурі  $\sim 500$  °С майже в 5 разів перевищує таке, що було притаманне вихідним структурам nc-Si/SiO<sub>2</sub>. Подальше збільшення температури відпалу призводить до зменшення інтенсивності ФЛ.



**Рис. 1.** Залежність інтенсивності смуги ФЛ від температури відпалу.

залежності I<sub>ФЛ</sub>(T) присутні декілька характерних ділянок, які відрізняються енергіями активації і, ймовірно, відповідають різним за природою процесам. Можна припустити наявність процесів як відновлення розірваних радіацією термодинамічно нестійких зв'язків кисню та кремнію, так і пасивацію дефектів різними станами водню, звільненого в матриці опроміненням.

Отримані результати свідчать, що термообробка опромінених структур nc-Si/SiO<sub>2</sub> призводить до анігіляції як введених радіацією, так і вихідних центрів безвипромінювальної рекомбінації на межах розділу nc-Si-SiO<sub>2</sub>. Подібні ефекти спостерігались раніше при термообробках планарних структур Si-SiO<sub>2</sub>, попередньо опромінених  $\gamma$ -квантами [1]. В нашому випадку процес відпалу дефектів більш складний. Дійсно на

1. T. Brozek, V.Ya. Kiblik, V.G. Litovchenko, I.P. Lisovskii Effect of radiation-stimulated ordering in Si-SiO<sub>2</sub> systems // Proc. 18 th Yugoslav Conf. on Microelectronics, Ljubljana (1990), pp. 399-403.

## Radiation-Thermal Enhancement of Luminescence in nc-Si – SiO<sub>2</sub> Film Structures

Lisovskyi I.P.<sup>1</sup>, Litovchenko V.G.<sup>1</sup>, Voitovych M.V.<sup>1</sup>, Danilchenko B.O.<sup>2</sup>,  
Voitovych V.V.<sup>2</sup>, Povarchuk V.Yu.<sup>2</sup>, Khatsevich I.M.<sup>1</sup>, Shepeliavyi P.Ye.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Lashkarev Institute of Semiconductor Physics of NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institute of Semiconductor Physics of NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Influence of thermal treatments within the temperature range of 50–600 °C on the Photo-Luminescence intensity ( $I_{PL}$ ) of the initial and irradiated ( $^{60}\text{Co}$ ,  $10^7$  rad) was investigated. Significant (up to 10 times) enhancement of the  $I_{PL}$  value was shown to take place for irradiated samples. This fact means that along with radiation induced defects initial ones eliminated at elevated temperatures ( $T > 200$  °C), and this process occurs due to previous irradiation. Dependence of  $I_{PL}$  vs  $T$  is rather complicated and includes some characteristic sections with different annealing activation energy values. The processes of annihilation of unstable radiation induced dangling bonds and the defect passivation with radiation released hydrogen are assumed to be responsible for effects observed.

## Інженерія точкових дефектів у кристалах кадмій телуриду

Горічок І.В.<sup>1</sup>, Жуковські П.В.<sup>2</sup>, Прокопів В.В.<sup>1</sup>, Фреїк Д.М.<sup>1</sup>, Вуйцік В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

<sup>2</sup>*Люблінський технічний університет, Люблін, Польща*

Кадмію телурид – широкозонний напівпровідник групи  $A^2B^6$ , властивості якого активно досліджуються у зв'язку з можливістю створення на його основі ряду високоефективних оптичних та оптоелектронних приладів. Також  $\text{CdTe}$  – єдина сполука з  $A^{II}B^{VI}$ , яку відносно легко можна одержати р- і n-типу провідності, що надає цьому матеріалу ряд переваг при створенні структур з р-n-переходами.

Відомо, що основні електричні і фотоелектричні властивості напівпровідникових сполук визначаються власними та домішковими точковими дефектами, які практично завжди присутні у кристалі. Концентрації точкових дефектів, окрім інших параметрів (енергії утворення дефекту, енергії його іонізації та зміни частоти коливань атомів в околі дефекту) залежать також від технологічних умов отримання та післяростової високотемпературної обробки матеріалу у вакуумі чи парі компонентів. Як свідчать результати експериментальних досліджень, зокрема ФЛ, КЛ, ЕПР, дефектна структура кристалів кадмій телуриду є надзвичайно складною, і тільки в окремих випадках вдається інтерпретувати експериментальні дані використовуючи наближення одного домінуючого дефекту. Концентрації різних видів дефектів залежать один від одного, а тому актуальною є проблема створення



моделі точкових дефектів, що дозволила б, з одного боку, виявити співвідношення, що існують між концентраціями дефектів, і з іншого боку – установити якісну і кількісну залежність фізичних властивостей CdTe від концентрації дефектів.

Використовуючи метод, що базується на мінімізації термодинамічного потенціалу системи „кристал-пара” як функції концентрації дефектів, в даній роботі розраховано рівноважні концентрації точкових дефектів, вільних носіїв заряду та ступінь відхилення від стехіометрії CdTe в залежності від технологічних факторів двотемпературного відпалу (температури відпалу  $T$  та тиску пари кадмію  $P_{Cd}$ ).

При розрахунку використовували модель що враховує 15 типів власних точкових дефектів:  $V_{Cd}$ ,  $V_{Te}$ ,  $Cd_i$ ,  $Te_i$ ,  $Te_{Cd}$ , кожен з яких може знаходитись у трьох зарядових станах (нейтральний, однократно або двократно заряджений).

Концентрації точкових дефектів безпосередньо визначали з системи рівнянь, що описують рівновагу у двофазній двокомпонентній системі кристал – пара:

$$\pm\mu_{D_i}^s = \mu_i^g, \quad (1)$$

де  $\mu_{D_i}^s$  – хімічний потенціал дефекта  $i$ -го компонента ( $i = Cd, Te$ ),  $\mu_i^g$  – хімічний потенціал  $i$ -го компонента у парі.

Хімічний потенціал дефекту визначали шляхом диференціювання енергії Гібса кристала по концентрації дефектів:

$$\mu_{D_i}^s = E_i + F_{vib,i} - kT \ln \left( \frac{J - \sum [D]}{[D_i]} \right) + \left[ n \left( \frac{E_C}{kT} - \ln \left( \frac{N_C - n}{n} \right) \right) + p \left( \frac{E_V}{kT} + \ln \left( \frac{N_V - p}{p} \right) \right) \right] \frac{kT \cdot Z_i}{\sqrt{(\sum Z[D])^2 + 4N_C N_V \exp(-E_g / kT)}} \quad (2)$$

де  $E_i$  – енергія утворення дефекту,  $F_{vib,i}$  – зміна коливної вільної енергії при утворенні дефекту,  $[D]$  – концентрації дефекту  $D$ ,  $n$  та  $p$  – концентрації електронів та дірок,  $E_C$ ,  $E_V$  – енергія дна зони провідності та верху валентної зони,  $J$  – концентрація вузлів, у яких може утворитися дефект,  $Z$  – зарядовий стан дефекту,  $N_C$ ,  $N_V$  – густина станів у зоні провідності та у валентній зоні відповідно,  $E_g$  – ширина забороненої зони.

В результаті проведеного дослідження визначено домінуючі типи дефектів у матеріалі  $n$ - та  $p$ - типу провідності. Встановлено технологічні умови, при яких відбувається зміна домінуючого типу вільних носіїв заряду в матеріалі. Теоретично розраховані концентрації вільних носіїв струму та ступінь відхилення від стехіометрії CdTe задовільно узгоджуються з експериментальними даними у широкому інтервалі тисків пари кадмію  $P_{Cd}$  та температури відпалу  $T$ .

## Engineering of Points Defects in Crystals of Cadmium Telluride

Gorichok I.V.<sup>1</sup>, Zukowski P.<sup>2</sup>, Prokopiv V.V.<sup>1</sup>, Freik D.M.<sup>1</sup>, Vujtsik V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Vasyl Stefanyk Prekarpathian University, Ivano-Frankivsk, Ukraine,

<sup>2</sup>Lyublin Technical University, Poland

The calculation of both the free carriers concentrations and point defects in cadmium telluride monocrystals to maximum saturated by Cadmium and Tellurium are conducted. The type of dominant own point defects, which stipulate electric properties of material is determine.

## Електрохімічні властивості катодного матеріалу на основі літій-залізної шпінелі допованої іонами титану

Гасюк І.М.<sup>1</sup>, Угорчук В.В.<sup>1</sup>, Мокляк В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна

<sup>2</sup>Спільна науково-дослідна лабораторія фізики магнітних плівок Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України і Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна

Літєві залізовмісні шпінелі, допійовані немагнітними катіонами, викликають значний інтерес як можлива альтернатива діоксиду титану, кобальтиту літію та літій-марганцевих шпінелей в якості катодних матеріалів для літій-іонних джерел струму (ЛДС). Перевагою цієї системи є її висока електропровідність, що усуває типову проблему зменшення "ефективного" робочого об'єму катодної речовини внаслідок застосування струмопровідних добавок для використовуваних на даний час катодних матеріалів.

В даній роботі пропонується синтез катодів ЛДС на основі нестехіометричної системи  $TiO_2-Fe_2O_3-Li_2O$ . Лабораторні зразки  $Li_{0.5}Fe_{2.5-y}Ti_yO_4$  ( $0,0 \leq y \leq 1,0$ ) отримано за традиційною керамічною технологією.

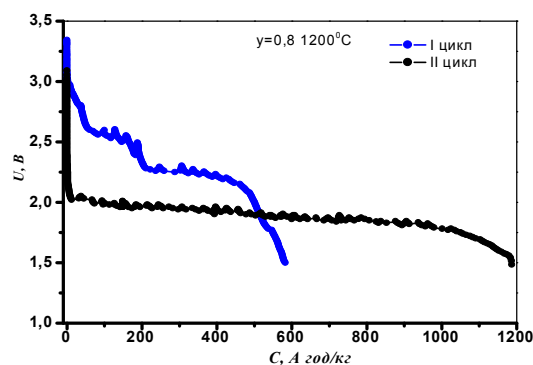


Рис. 1. Співставлення розрядних кривих після двох циклів заряд-розряду

Відомо [1], що в потрійній системі  $TiO_2-Fe_2O_3-Li_2O$  існують області негомogeneousності, пов'язані із співвідношенням двох цікавих для інтеркаляції фаз – шпінель та псевдобрукіт, канална структура і наявність іонів  $Fe^{2+}$  у яких можуть сприяти інтеркаляційним процесам. Згідно рентенофазового аналізу (РФА) до складу всіх синтезованих систем входять дефектна кубічна шпінельна

структура ( $Fd3m$ ), оксид заліза ( $Fe_2O_3$ ) та псевдобрукіт ( $TiFe_2O_5$ ). Для підтвердження встановленого фазового складу та незалежної оцінки кількісного вмісту фаз було застосовано месбауерівську спектроскопію (МС). В ході аналізу МС-спектрів відмічена кореляція з даними РФА, що свідчить про коректність ідентифікації фаз.

На основі отриманої катодної речовини побудовано електрохімічні комірки (ЕХК). Максимальні значення питомої ємності та енергії ЕХК отримано для зразка  $y=0,8$ , і вони відповідно становлять  $1040 \text{ А}\cdot\text{год}/\text{кг}$  та  $1978 \text{ Вт}\cdot\text{год}/\text{кг}$ . На рис.1 наведено співставлені розрядні криві ЕХК після першого та другого циклу розряду для  $y=0,8$ . При входженні літію близько  $x=1$ , розрядна крива має багатоступінчастий характер, далі напруга відкритого кола стабілізується. Цей ефект викликаний міграцією іонів літію по границях зерен з подальшою інтеркаляцією в полікристалічні зерна катодного композиту. Ступінчастий характер розрядних кривим є також наслідком багатофазності катодної речовини, проте після першого заряд-розрядного циклу крива розряду стає більш гладкою, а ділянка зі стабільним значенням напруги збільшується (на другому циклі у два рази).

Одним із критеріїв оцінки роботи електрохімічного джерела струму є його задовільна цикльованість. Для цього досліджувалась кулонівська ефективність заряд-розрядного процесу на основі зразка ( $y=0,8$ ) з максимальними значеннями питомої ємності та енергії ЕХК. Відхилення  $\eta$  ( $\eta = Q_{\text{роз}}/Q_{\text{зар}}$ ) від 1 (табл.1) частіше за все зумовлено необоротністю процесу інтеркаляції-деінтеркаляції, яка викликана змінами в структурі “господаря”, або розкладанням електроліту, який приводить до зміни як його складу так і поверхневих властивостей електроду.

**Таблиця 1**

Залежність кулонівської ефективності  $\eta$  від числа циклу

$E_{\text{розряд}}$ (Вт·год/кг)	1681	1510	1489	1480	1505	1608	1620
$E_{\text{заряд}}$ (Вт·год/кг)	737	1600	1656	1710	1601	1702	1752
Кулон. Ефект.	$\eta_1=2,30$	$\eta_2=0,94$	$\eta_3=0,90$	$\eta_4=0,86$	$\eta_5=0,94$	$\eta_6=0,94$	$\eta_7=0,92$

Отримані результати свідчать про те, що синтезовані катодні матеріали володіють високими електрохімічними і технологічними характеристиками, що дозволяє рекомендувати їх для використання в якості перспективних катодних матеріалів для ЛДС.

1. Yu-Chyi Yau. Crystal Chemistry and Phase Relations in the System  $Li_2O-Fe_2O_3-TiO_2$  // Journal of the American Ceramic Society. – 1983. – Vol. 66, No. 7.– P. 479–481.

## Electrochemical properties of a cathode material based on Ti –ions doped lithium-ferrous spinel

Gasyuk I.M.<sup>1</sup>, Ugorchuk V.V.<sup>1</sup>, Mokliak V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

<sup>2</sup>*A general research laboratory of physics of magnetic tapes of G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. Ukraine and of Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

This study focuses on electrochemical properties of cathode materials and efficiency of their application in creating lithium sources of current.

## Вплив опромінення на структуру і оптичні властивості аморфних плівок $As_{28}Sb_{12}S_{60}$

Гера Е.В.<sup>1</sup>, Поп М.М.<sup>2</sup>, Гуранич О.Г.<sup>1</sup>, Рубіш В.М.<sup>1</sup>, Семак Д.Г.<sup>2</sup>, Дуркот М.О.<sup>1</sup>, Тарнай А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ужгородський науково-технологічний центр матеріалів оптичних носіїв інформації ІПРІ НАН України, Ужгород, Україна*

<sup>2</sup>*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

В даній роботі наведені результати досліджень впливу лазерного опромінення ( $\lambda=530$  нм) на структуру ближнього порядку та спектри пропускання плівок  $As_{28}Sb_{12}S_{60}$ . Тонкі плівки товщиною 1-2 мкм одержували шляхом вакуумного випаровування скла  $As_{28}Sb_{12}S_{60}$  із квазізамкнених ефузійних комірок на холодні скляні підкладки. Структуру ближнього порядку стекел і плівок вивчали методом раманівської спектроскопії. Дослідження спектрів пропускання проводили за допомогою спектрометра МДР – 23 в діапазоні довжин хвиль 450-750 нм.

Дослідження показали, що при зростанні часу опромінення спектри пропускання плівок зміщуються у низькоенергетичну область, що свідчить про зменшення їх псевдозабороненої зони  $E_g$ . Так, при зростанні часу засвітки ( $E=95$  мВт см<sup>2</sup> до 40 хв. величина  $E_g$  плівки  $As_{28}Sb_{12}S_{60}$  визначена із співвідношення Тауца, зменшується від 2,078 до 2,051 еВ. При цьому зміна  $E_g$  з часом опромінення проходить по майже лінійному закону. Для плівки ж  $As_{40}Sb_{48}Se_{12}$  зміна  $E_g$  в основному спостерігається при часах засвітки  $t \leq 10$  хв ( $E_g$  зменшується від 2,219 еВ ( $t=0$ ) до 2,131 еВ ( $t=10$  хв)).

Показано, що зміна оптичних параметрів плівок обумовлена структурними перетвореннями, що відбуваються в них під дією лазерного опромінення, і які супроводжуються зменшенням в їх матриці структурних угруповань з гомополярними зв'язками.

## Radiation effect on structure and optical properties of amorphous $\text{As}_{28}\text{Sb}_{12}\text{S}_{60}$ films

Gera E.V.<sup>1</sup>, Pop M.M.<sup>2</sup>, Guranych O.G.<sup>1</sup>, Rubish V.M.<sup>1</sup>, Semak D.G.<sup>2</sup>,  
Durkot M.O.<sup>1</sup>, Tarnaj A.A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Uzhgorod Scientific-Technological Center of the Institute for Information  
Recording NASU, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

The investigation results of influence of laser radiation on structure and transmission spectra of  $\text{As}_{28}\text{Sb}_{12}\text{S}_{60}$  films are given. It has been shown that with the radiation time growing absorption edge is shifting into low energy region thus confirming the decrease of pseudo-forbidden gap width. The change of optical parameters of films is conditioned by structural transformations taking place in films under the action of radiation.

## Баричні ефекти в квазідвовимірних халькогенідних фероїках $\text{TlGaSe}_2$ та $\text{TlInS}_2$

Гомоннай О.О.<sup>1</sup>, Гуранич П.П.<sup>1</sup>, Риган М.Ю.<sup>2</sup>,  
Роман І.Ю.<sup>3</sup>, Сливка О.Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ужгородський національний університет, Ужгород*

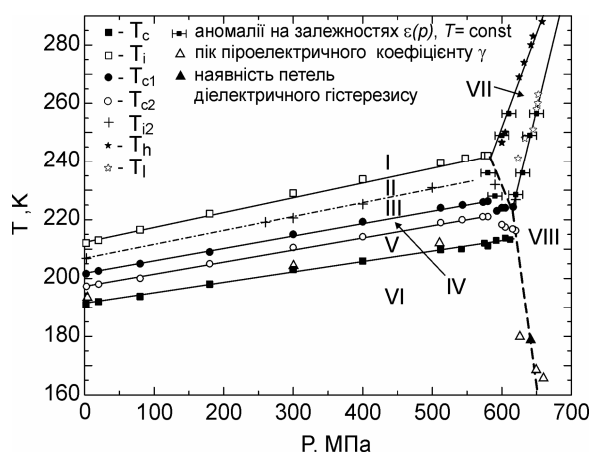
<sup>2</sup>*Ужгородський НТЦ МОНІ Інституту проблем реєстрації  
інформації НАН України, Ужгород*

<sup>3</sup>*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород*

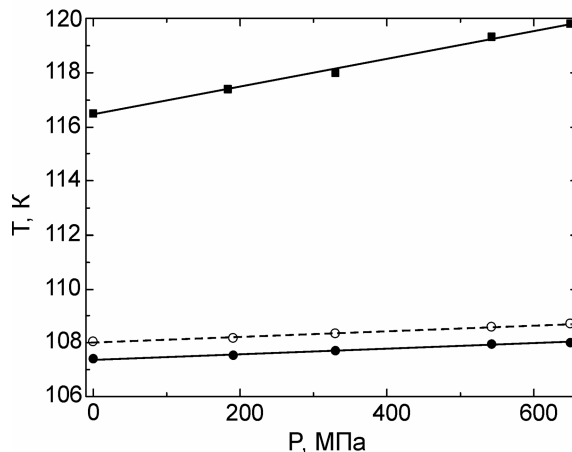
Дослідження індукованих зовнішніми полями фізичних ефектів у складних фероїках різної вимірності дають можливість глибше проникнути в природу виникнення неспівмірно-модульованих структур і появи на діаграмах стану полікритичних точок, зокрема при дії зовнішнього тиску і температури, та дозволяють цілеспрямовано й обгрунтовано проводити пошук і синтез матеріалів для розробки на їх основі функціональних елементів для вимірювачів тиску, температури, піроелектричних приймачів електромагнітного випромінювання.

До такого класу матеріалів належать і квазідвовимірні кристали  $\text{TlInS}_2$  та  $\text{TlGaSe}_2$ , в яких існує неспівмірна фаза у інтервалі 201–216 К та 107–116 К відповідно [1].

На основі експериментальних результатів баричних залежностей діелектричної проникності  $\varepsilon(T)$ , тангенса кута діелектричних втрат, піроелектричного коефіцієнта  $\chi(T)$ , спонтанної поляризації та ізотермічних баричних залежностей  $\varepsilon(p)$  побудовано фазові  $p, T$ - діаграми кристалів  $\text{TlInS}_2$  (рис.1) і  $\text{TlGaSe}_2$  (рис.2), обговорюються їх особливості. Визначено баричні коефіцієнти зміни температур фазових переходів.



**Рис. 1.** Фазова  $p, T$ – діаграма кристалів  $\text{TIInS}_2$



**Рис. 2.** Фазова  $p, T$ – діаграма кристалів  $\text{TIGaSe}_2$

1. Panich A.M. J. Phys.: Condens. Matter., – 2008, – V. 20, – № 293202 (42 pages)

### Pressure effects in quasi-two-dimensional $\text{TIGaSe}_2$ and $\text{TIInS}_2$ ferroic chalcogenides

Gomonnai O.O.<sup>1</sup>, Guranich P.P.<sup>1</sup>, Rigan M.Yu.<sup>2</sup>, Roman I.Yu.<sup>3</sup>, Slivka A.G.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*Uzhhorod Scientific and Technological Centre for Materials of Optical Information Carriers, Institute for Information Recording, Ukr. Nat. Acad. Sci, Uzhhorod, Ukraine*

<sup>3</sup>*Institute of Electron Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci., Uzhhorod, Ukraine*

Based on the experimental studies of pressure dependences of dielectric permittivity, dielectric loss, pyroelectric coefficient and spontaneous polarizaton,  $(p, T)$  diagrams of  $\text{TIGaSe}_2$  and  $\text{TIInS}_2$  crystals are built. Coefficients of phase transition temperature variation with pressure are determined.

### Рентгеноструктурні дослідження та фононні спектри квазідвовимірних фероїків $\text{TIGaSe}_2$ та $\text{TIInS}_2$

Гомоннай О.О.<sup>1</sup>, Ажнюк Ю.М.<sup>2</sup>, Соломон А.М.<sup>2</sup>, Риган М.Ю.<sup>3</sup>,  
Гуранич П.П.<sup>1</sup>, Сливка О.Г.<sup>1</sup>, Цан Д.Р.Т.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Ужгородський національний університет, Ужгород*

<sup>2</sup>*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород*

<sup>3</sup>*Ужгородський НТЦ МОНІ Інституту проблем реєстрації інформації НАН України Ужгород,*

<sup>4</sup>*Кемніцький технічний університет, Кемніц, Німеччина*

Необхідність створення робочих елементів функціональної електроніки на базі фероїків обумовлює проведення робіт по отриманню таких матеріалів у нанокристалічному виді та з'ясування впливу розмірного

фактору на температурний інтервал існування сегнетоелектричної фази для прогнозування характеру змін фізичних характеристик таких об'єктів.

Цікавими об'єктами для досліджень такого плану є кристали  $\text{TlMX}_2$  ( $M = \text{Ga, In, X} = \text{Se, S}$ ), які належать до групи низьковимірних шаруватих структур та структур ланцюгового типу. Серед них окреме місце займають квазідвовимірні напівпровідникові кристали  $\text{TlGaSe}_2$  і  $\text{TlInS}_2$ , в яких на основі комплексних експериментальних і теоретичних досліджень встановлено існування неспівмірної фази, причому останні об'єкти характеризуються як складною послідовністю фазових переходів (ФП), так і можливістю кристалізації в різних структурах [1].

Вимірювання спектрів раманівського розсіювання отриманих методом Бріджмена–Стокбаргера зразків  $\text{TlMX}_2$  ( $M = \text{Ga, In, X} = \text{Se, S}$ ) проведено на спектрометрах ЛОМО ДФС-24 та Dilor XY800 з використанням аргонного лазера (514,5 нм). Рентгеноструктурні дослідження виконано на установці типу ДРОН по схемі Брега–Брентано з використанням випромінювання  $\text{Cu K}_\alpha$ .

Проаналізовано рентгенографічні дані порошків і кристалів та з'ясовано, що  $\text{TlGaSe}_2$  і  $\text{TlInS}_2$  відносяться до моноклінної сингонії  $C_{2h}^6$ , а зразки  $\text{TlInS}_2$  є однопакетними політипами з параметром ґратки  $c = 15.17 \pm 0.01$  Å. Виявлено, що в діапазоні температур 180–220 К відбувається перебудова коливного спектру  $\text{TlInS}_2$ , проаналізовано температурні (33–300 К) зміни частот і півширин смуг раманівського розсіювання світла, що відповідають внутрішнім коливанням структурних комплексів  $\text{In}_4\text{S}_6$ . Виявлені особливості фононних спектрів пов'язуються зі структурними ФП.

1. Panich A.M. Electronic properties and phase transition in low-dimensional semiconductors // J. Phys.: Condens. Matter. – 2008. – V. 20. – № 293202. – P. 293202-1–293202-42.

### **X-ray studies and phonon spectra of $\text{TlGaSe}_2$ and $\text{TlInS}_2$ quasi-two-dimensional ferroics**

Gomonnai O.O.<sup>1</sup>, Azhniuk Yu.M.<sup>2</sup>, Solomon A.M.<sup>2</sup>, Rigan M.Yu.<sup>3</sup>,  
Guranich P.P.<sup>1</sup>, Slivka A.G.<sup>1</sup>, Zahn D.R.T.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institute of Electron Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci., Uzhhorod, Ukraine*

<sup>3</sup>*Uzhhorod Scientific and Technological Centre for Materials of Optical Information Carriers,  
Institute for Information Recording, Ukr. Nat. Acad. Sci., Uzhhorod, Ukraine*

<sup>4</sup>*Chemnitz University of Technology, Semiconductor Physics, Chemnitz, Germany*

$\text{TlGaSe}_2$  and  $\text{TlInS}_2$  quasi-two-dimensional ferroics are studied by X-ray diffraction and Raman scattering. The observed features in the temperature behaviour are related to structural phase transitions.

## Імпедансна спектроскопія шпінелей складу $\text{Li}_{0,5+0,5x}\text{Fe}_{2,5-1,5x}\text{Ti}_x\text{O}_4$ ( $0,1 \leq x \leq 1,67$ )

Грабко Т. В.

Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

Літєві залізовмісні шпінелі, допійовані немагнітними катіонами, викликають значний інтерес як можлива альтернатива діоксиду титану, кобальтиту літію, та літій-марганцевих шпінелей в якості катодних матеріалів для літій-іонних джерел струму. Спільним недоліком означених систем являється низька їх електропровідність. Цей дефект можна усунути шляхом додавання струмопровідних добавок, але це призводить до зменшення ефективного робочого об'єму катодної речовини. Тому постає проблема створення принципово нових катодних високопровідних матеріалів, вирішення якої має на меті отримання речовини, що забезпечить вищий ступінь гостьового навантаження і одночасно характеризуватиметься більшим значенням питомої ємності та енергії.

У роботі методом комплексного імпедансу в діапазоні частот 0,01– $10^5$  Гц досліджено електропровідні властивості стехіометричної шпінелі загального складу  $\text{Li}_{0,5+0,5x}\text{Fe}_{2,5-1,5x}\text{Ti}_x\text{O}_4$  ( $0,1 \leq x \leq 1,67$ ), отриманої за традиційною керамічною технологією (рис.1). Для визначення електронної складової провідності (іонна блокувалась електродами – підвідними контактами) на постійному струмі було проведено математичне моделювання експериментальних кривих залежностей  $\sigma(\omega)$  від складу (рис. 2).

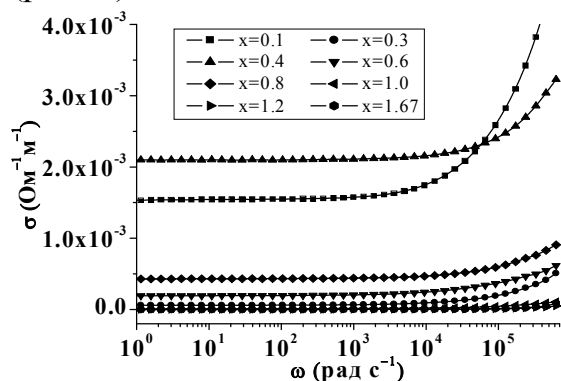


Рис. 1. Криві залежності  $\sigma$  від частоти для зразків складу  $\text{Li}_{0,5+0,5x}\text{Fe}_{2,5-1,5x}\text{Ti}_x\text{O}_4$  ( $0,1 \leq x \leq 1,67$ ).

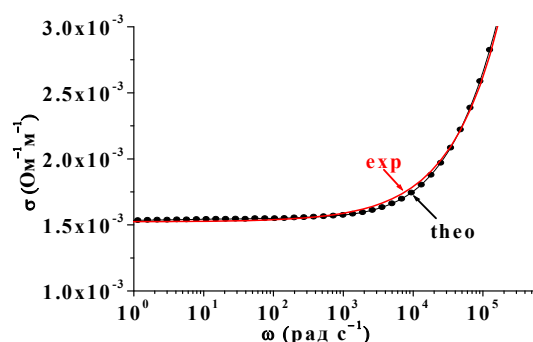


Рис. 2. Експериментальна і теоретична криві провідності  $\sigma$  від частоти для  $x=0,1$ .

Відомо, що для стрибкового механізму провідності в шпінелях виконується наступне співвідношення:

$$\sigma(\omega)_{нов} = \sigma(0) + \sigma(\omega) \quad (1)$$



де  $\sigma(\omega)_{пов}$  - повна провідність ( $\omega=2\pi f$ ),  $\sigma(0)$ - провідність на постійному струмі. Крім того, частотна залежність для провідності  $\sigma(\omega)$  визначається із співвідношення (фрактально-степеневий закон):

$$\sigma(\omega) = A\omega^s \quad (2)$$

де  $A$  є мало залежною від температури величиною,  $\omega$  – частота в  $\sigma(\omega)$ , а  $s$  – нахил кривої високочастотної дисперсії; його значення змінюється від 0 до 1 в залежності від типу переважаючого механізму провідності. Отримані теоретичні значення апроксимації експериментальних кривих представлено в табл.1.

**Таблиця 1.**

Залежність отриманих результатів при теоретичному моделюванні від складу зразка.

x	$\sigma_0, (\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1})$	A, (с·рад <sup>-1</sup> ·Ом <sup>-1</sup> ·м <sup>-1</sup> )	s
0,1	$1,5\cdot 10^{-3}$	$9,22\cdot 10^{-7}$	0,62
0,3	$6,0\cdot 10^{-5}$	$1,04\cdot 10^{-7}$	0,63
0,4	$2,0\cdot 10^{-3}$	$1,28\cdot 10^{-7}$	0,68
0,6	$1,9\cdot 10^{-4}$	$6,86\cdot 10^{-7}$	0,48
0,8	$4,3\cdot 10^{-4}$	$3,13\cdot 10^{-7}$	0,55
1,0	$1,0\cdot 10^{-5}$	$7,65\cdot 10^{-9}$	0,71
1,2	$8,8\cdot 10^{-7}$	$8,09\cdot 10^{-10}$	0,82
1,67	$7,3\cdot 10^{-7}$	$1,46\cdot 10^{-10}$	0,98

Для пояснення отриманих результатів поведінки провідності в залежності від частоти можна застосувати модель Вегнера-Купса, згідно якої ферити розглядаються як багатошаровий конденсатор, в якому зерна і границі зерен володіють різними провідними властивостями, тобто ферит складається з низькоомних зерен і високоомних границь зерен. З такої моделі випливає, що вище певної частоти відбувається ефект високочастотного шунтування високоомних міжзеренних границь, в результаті чого провідність всього об'єму феритового зразка істотно збільшується із збільшенням частоти прикладеного електричного поля. Отже електричні властивості феритової кераміки, отримані в даному діапазоні частот, в основному зумовлені об'ємними властивостями зерен.

**Impedance spectroscopy of  $\text{Li}_{0,5+0,5x}\text{Fe}_{2,5-1,5x}\text{Ti}_x\text{O}_4$  ( $0,1 \leq x \leq 1,67$ ) spinel composition**

Grabko T. V.

*Prekarpathion National University named after V. Stefanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The conductive and dielectric properties of the  $\text{Li}_{0,5+0,5x}\text{Fe}_{2,5-1,5x}\text{Ti}_x\text{O}_4$ , ( $0,1 \leq x \leq 1,67$ ) spinel system as a function of frequency ( $0,01-10^5$ Hz) were investigated. The existence of frequency dispersion of conductivity is found out.

It is shown in the range of dispersion that  $\sigma(\omega) \sim \omega^s$ . The conductivity dependence on frequency has been explained by Koop's theorem.

## Особливості фотолюмінесценції іонів $\text{Er}^{3+}$ в склоподібних сплавах $\text{AgGaS}_2\text{-GeS}_2$

Давидюк Г.Є., Галян В.В., Парасюк О.В., Кевшин А.Г., Шевчук М.В.

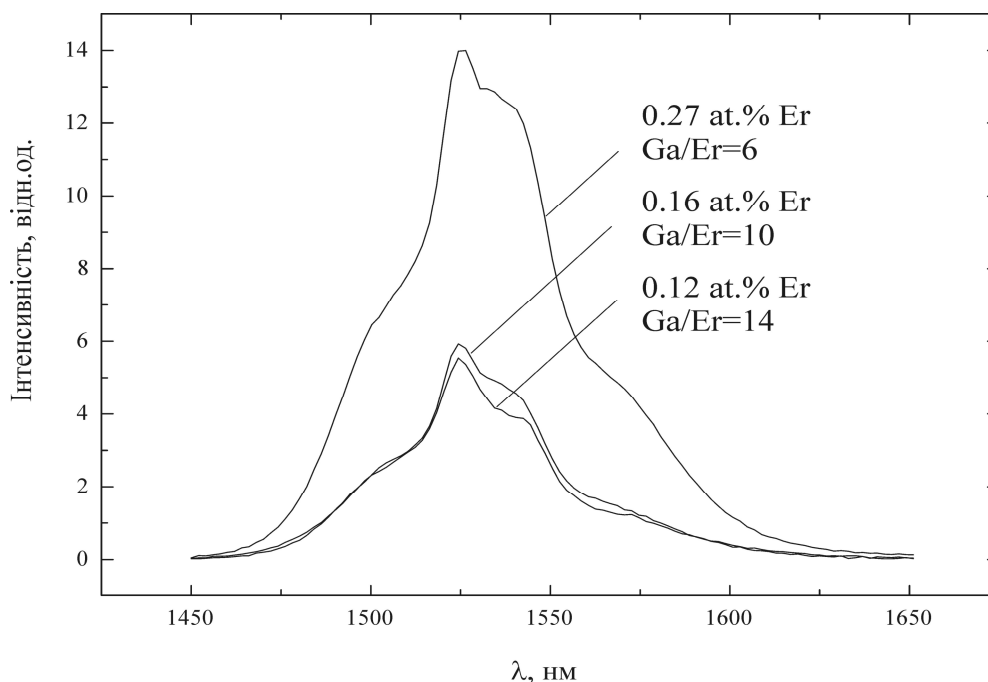
*Волинський національний університет імені Лесі Українки, Луцьк, Україна*

Розвиток волоконно-оптичних ліній зв'язку і лазерної техніки постійно вимагає від науковців розробки нових перспективних оптичних матеріалів. Велику увагу викликають до себе халькогенідні стекла (ХС), що активовані рідкоземельними елементами (РЗЕ). ХС є перспективним матеріалом внаслідок своїх оптичних властивостей (широкій області прозорості, високому показнику заломлення, низькій енергії фононів) і відносно високій розчинності РЗЕ в склоутворюючій матриці [1-4]. Серед стекел, які активовані ербієм, найбільше уваги приділяють дослідженню люмінесцентних властивостей в спектральному інтервалі  $\sim 1,45\text{-}1,65$  мкм. Це пов'язано, перш за все, з тим, що така довжина хвилі є оптимальною для передачі інформації по волоконнооптичних лініях зв'язку.

Синтез сплавів  $\text{AgGaS}_2\text{-GeS}_2$ , які ми досліджували, проводився з високочистих елементів (Ag – 99,997 мас.%, Ga – 99,997 мас.%, Ge – 99,997 мас.%, S – 99,999 мас.%) у вакуумованих ампулах, виготовлених з тонкостінного кварцового скла. Ампули поміщали в шахтну піч і нагрівали зі швидкістю 20 К/год до максимальної температури 1273 К. При максимальній температурі зразки витримували протягом 10 годин. Гартування сплавів здійснювалось від 1273 К у 25% водному розчині хлориду натрію при кімнатній температурі. Скловидний стан сплавів контролювався рентгенофазовим (ДРОН 4-13,  $\text{CuK}_\alpha$ , -випромінювання) та мікроструктурним (мікроскоп Leica VMHT Auto) аналізами.

Дослідження фотолюмінесценції (ФЛ) проводилось з допомогою монохроматора МДР-206 та фотоприймача PbS. Збудження здійснювалось діодним лазером потужністю 200 мВт, з максимумом випромінювання 980 нм. Приймання ФЛ сигналу проводилось із тієї ж площини зразка, що і здійснювалось збудження.

Досліджено спектри ФЛ стекел  $\text{AgGaS}_2\text{-GeS}_2$  легованих 0,12, 0,16, 0,27 ат% Er в спектральному інтервалі 1,45-1,65 мкм при кімнатній температурі. В результаті проведених експериментальних досліджень було встановлено, що інтенсивність ФЛ зростає при збільшенні ат.% Er, а положення максимуму люмінесценції у всіх зразках становить 1,54 мкм і не залежить від вмісту Er чи Ga (рис. 1). Важливою особливістю досліджених спектрів ФЛ є залежність ширини смуги ФЛ на половині максимуму від компонентного складу.



**Рис. 1.** Фотолюмінісценція склоподібних сплавів системи  $AgGaS_2-GeS_2$   $T \approx 292$  K

Найбільша ширина (50 нм) відповідає зразку, в якому введено 0,27 ат.% Er і зменшується до 38 нм в зразку із 0,12 ат.% Er. Вважаємо, що це пов'язано із впливом кристалічного поля найближчого оточення атомів матриці на стани іонів ербію і відповідним штатківським розщепленням рівнів  $^4I_{13/2}$  та  $^4I_{15/2}$  в іоні  $Er^{3+}$

1. A. Zakery, S.R. Elliot, J. Non-Cryst. Solids. – 2003, – V.330, – P. 1.
2. M. Yamaguchi, T. Shibata, K. Tanaka, J. Non-Cryst. Solids. – 1998, – V. 232-234, – P.715.
3. J. Heo, J.M. Yoon, S.Y. Ryon, J. Non-Cryst. Solids. – 1998, – V. 238, – P.115.
4. A. Tverjanovich, Ya. G. Grigoriev, S. V. Degtyarev, A. V. Kurochkin, A. A. Man'shina, Yu. S. Tver'yanovich, J. Non-Cryst. Solids. – 2001, – V. 286, – P. 89.

## **Вплив постійного електричного поля на структуру нанокompatитів на основі сітчастого полімеру та оксидів алюмінію і заліза**

Демченко В.Л., Штомпель В.І., Віленський В.О.

*Інститут хімії високомолекулярних сполук НАН України, Київ, Україна*

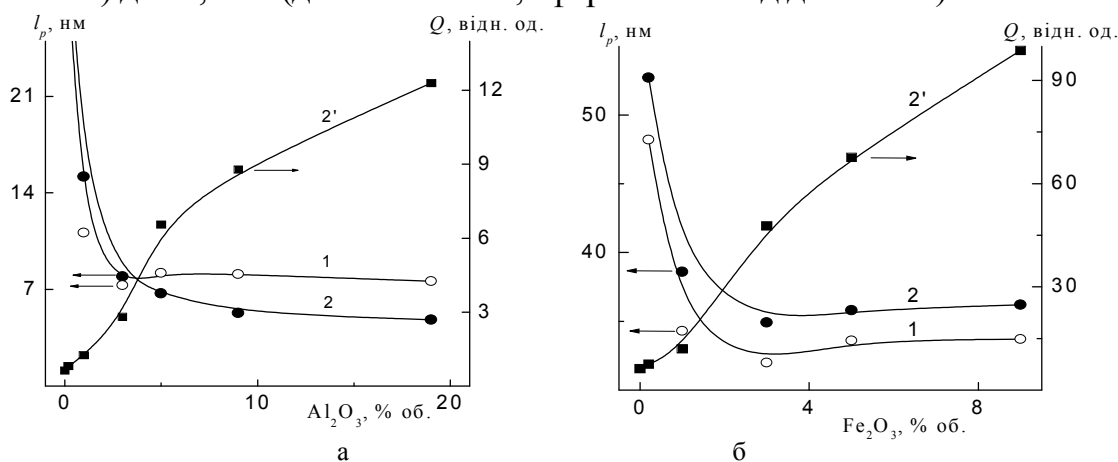
Одним із основних напрямків модифікації полімерів, з метою надання їм певних властивостей, є піддавання їх дії зовнішніх силових полів (механічного, магнітного, електричного та ін.).

В зв'язку з цим, досліджено вплив постійного електричного поля (ПЕП) напруженістю  $3,3 \times 10^4$  В/м на структурну організацію (нанорозмірного рівня) полімерних композитів, створених на основі епоксидної смоли ЕД-20, отвер-

днення якої проводили за допомогою триетилтетраміну (ТЕТА), та оксидів  $Al_2O_3$  та  $Fe_2O_3$ . Вміст оксидів металів у об'ємі композитів змінювався у інтервалі 0,2–19,0 об. %. Структурні дослідження нанокompозитів проводили методами рентгеноструктурного аналізу та електронної мікроскопії (SEM).

За даними ширококутової рентгенографії (WAXS), епоксидний полімер (ЕП) сітчастої будови та композити, отримані із  $Al_2O_3$ , мають аморфну структуру характерну для полімерної матриці, тоді як для композитів із  $Fe_2O_3$  має місце прояв також і кристалічної структури наповнювача (оксиду Fe), розмір кристалітів якого під дією електричного поля зменшується від 18,0 нм (для вихідних зразків композитів) до 9,9 нм (для композитів, сформованих під дією ПЕП).

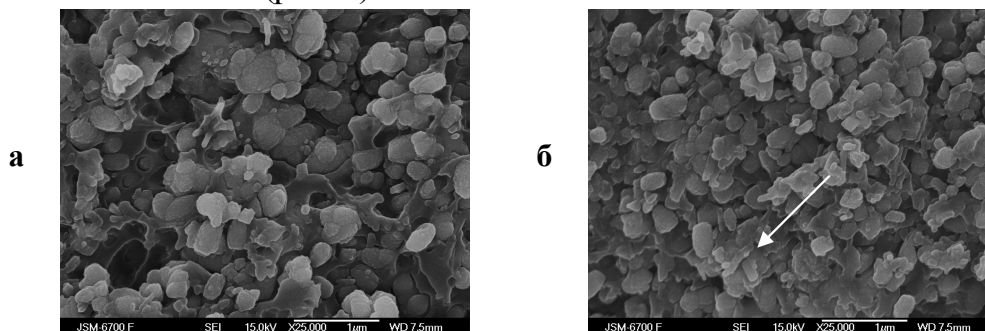
Дослідженнями методом малокутової рентгенографії (SAXS) вихідного ЕП встановлено, що він характеризується гомогенністю структури, однак при введенні у його об'єм оксидів Al та Fe – утворюються мікрообласті гетерогенності нанорозмірного типу у результаті міжмолекулярних водневих зв'язків за участю оксиду металу і аміногруп ТЕТА у всьому інтервалі концентрацій наповнювача. Примітно, що рівень гетерогенності структури, судячи із величини інваріанта Порода  $Q$  [1], як вихідних композитів, так і сформованих під дією ПЕП (рис. 1), послідовно зростає зі збільшенням вмісту оксиду металу. Разом з тим, ефективний розмір мікрообластей гетерогенності, судячи по величині діапазона гетерогенності  $l_p$ , визначення якого проводили за методом авторів роботи [2], зі збільшенням концентрації оксиду металу зменшувався, і при досягненні порогу перколяції (3 об. % наповнювача) параметр  $l_p$  мав незмінну величину ( $l_p^{const}$ ) як для вихідних композитів, так і сформованих під дією ПЕП (рис. 1). Встановлено, що величина незмінного ефективного розміру мікрообластей гетерогенності композитів є залежною від типу наповнювача та впливу ПЕП: у випадку  $Al_2O_3$ , значення  $l_p^{const}$  зменшується від 8,1 нм (для вихідних зразків композитів) до 5,4 нм (для композитів, сформованих під дією ПЕП), тоді як у випадку  $Fe_2O_3$ ,  $l_p^{const}$  зростає від 33,6 нм (для вихідних зразків композитів) до 35,9 нм (для композитів, сформованих під дією ПЕП).



**Рис. 1.** Концентраційна залежність ефективного розміру мікрообластей гетерогенності  $l_p$  (1, 2) та інваріанта Порода  $Q$  (2') вихідних (1) та підданих дії ПЕП (2, 2') композитів на основі епоксидного полімеру та оксидів Al (а) і Fe (б).

За даними SAXS встановлено, що у об'ємі як вихідних композитів, так і для сформованих під дією ПЕП, незалежно від типу оксиду металу, розміщення мікрообластей гетерогенності має стохастичний характер.

Однак, на прикладі композиту, що містить 3 об. %  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , за допомогою електронної мікроскопії виявлено існування локальної орієнтації під дією ПЕП частинок наповнювача (рис. 2).



**Рис 2.** Електронно-мікроскопічні знімки вихідного (а) та підданого дії ПЕП (б) композиту на основі епоксидного полімеру та оксиду Fe (білою стрілкою вказаний напрямок дії ПЕП).

1. G. Porod. Small-angle x-ray scattering, Eds. O. Glatter, O. Kratky, pp. 17-51, London, Acad. Press, (1982).
2. R. Perret, W. Ruland //Kolloid Z. – Z. Polymere. – 1971. – В. 247. – pp. 835-843.

### **The influence of the constant electric field on structure of nanocomposites on a basis of epoxy polymer and oxides of aluminium and iron**

Demchenko V.L., Shtompel V.I., Vilensky\_V.O.

*Institute of Macromolecular Chemistry, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Methods SAXS, WAXS and SEM it is shown reduction of the size crystallite  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  and existence of local orientation of its parts under the influence of constant electric field (CEF). Size change  $l_p^{const}$  for composites from Fe and Al generated in CEF is revealed.

### **Особливості транспортних явищ у тонких напівпровідникових плівках халькогенідів свинцю**

Дзундза Б.С.<sup>1</sup>, Матеїк Г.Д.<sup>2</sup>, Кланічка Ю.В.<sup>1</sup>, Пасічняк В.Ф.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Прикарпатський національний університет

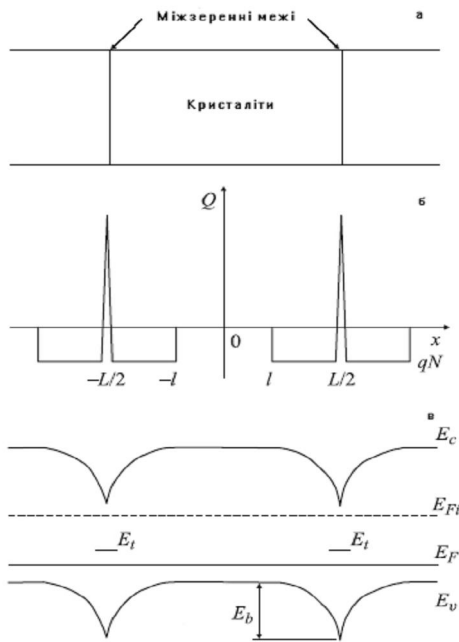
імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна.

<sup>2</sup> Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу Івано-Франківськ, Україна

Полікристалічний зразок являє собою сукупність невеликих кристалів, які розділені міжзеренними межами (рис. 1, а). Якщо структура кристалітів упорядкована, то міжзеренні межі є розупорядкованими. Згідно моделі запропонованої у роботах [1], електронні властивості полікристалу

визначаються захопленням носіїв обірваними зв'язками атомів, які локалізовані на міжзеренних межах, а струм через них проходить за рахунок термоелектронної емісії.

За умови, що всі кристаліти мають однакові лінійні розміри  $D$ , [см], концентрація домішок  $N$  [см<sup>-3</sup>] тільки одного типу, а ширина міжзеренних меж  $h$  [см] із концентрацією ловушок  $Q_1$  [см<sup>-2</sup>] і те, що всі вільні носії заряду поблизу межі  $D/2-1$  захоплюється лопушками утворюється збіднена область із характерним розподілом електричного заряду  $Q$  (рис. 1, б) і відповідними енергетичними рівнями  $E_l$  у забороненій зоні для матеріалу р-типу (рис.1, в).



**Рис. 1.** Модель міжзеренної межі в полікристалах р-типу провідності: а – структура полікристала; б– розподіл заряду  $Q$  в зерні і на межі; в – зонна діаграма,  $E_c$  – край зони провідності,  $E_v$  – край валентної зони,  $E_l$  – рівень ловушок,  $E_{Fi}$  – рівень Фермі у власному напівпровіднику,  $E_b$  – висота енергетичного бар'єру.

Сумарний струм через полікристал визначається як провідністю кристалітів, так і механізмом переходу носіїв з одного кристаліта в інший, тобто провідністю межзеренних меж. Як правило, провідність кристалів істотно перевищує провідність меж, тому, вивчаючи транспортні властивості полікристалів, в першу чергу слід розглядати провідності межзеренних областей.

Розглядають два найважливіших процеси, що визначають струм через межі: тунельні процеси і електронна емісія. Тунельні струми істотні у разі дуже вузьких бар'єрів, наприклад, в сильно легованих полікристалах. У помірно легованих полікристалах тунельні струми малі в порівнянні із струмами електронної емісії і ними можна знехтувати.

Густина струму електронної емісії при прикладенні до бар'єру

напруги  $U$  рівна  $j = \frac{e^2 n}{\sqrt{2\pi m^* kT}} U e^{-\frac{eV_b}{kT}}$ , провідність полікристалу буде визначатися як  $\sigma = \frac{De^2 n}{\sqrt{2\pi m^* kT}} e^{-\frac{eV_b}{kT}}$ , а рухливість  $\mu = \frac{De}{\sqrt{2\pi m^* kT}} e^{-\frac{E_b}{kT}}$ . Тут  $n$  –

концентрація дірок,  $m^*$  – ефективна маса.

Теоретичні підходи перевірені на полікристалічних плівках р-PbTe, одержаних осадженням пари на скляні підкладки. Зменшуючи товщину плівки до 0,05 мкм і знижуючи температуру підкладки до температури рідкого азоту можна одержати плівки з розміром зерен  $\sim 2 \cdot 10^{-7}$  см.

Розраховані значення енергій активації виявилися рівними 0,06 і 0,1 еВ. При цьому вона зростає із зменшенням розмірів кристалітів від  $10^{-6}$  см до  $2 \cdot 10^{-7}$  см. Визначені енергії активації пов'язані із потенціальними бар'єрами на межах зерен, які і призводять до зменшення рухливості дірок при пониженні температури. Зауважимо, що експериментальні результати добре співпадають із розрахунками, проведеними за виразом, що вказує на правомірність вибору фізичної моделі для полікристалічного матеріалу.

1. Д.М. Фреїк Особливості транспортних явищ у тонких напівпровідникових плівках халькогенідів свинцю (огляд) // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – Т. 6, № 2. – С. 251-253.

### **Features of Transport Phenomena in Lead Chalkogenide Thin Semiconductor Films**

Freik D.M.<sup>1</sup>, Mateik G.D.<sup>2</sup>, Klanichka Yu.V.<sup>1</sup>, Pasichnyak V.F.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

<sup>2</sup>*Ivano-Frankivsk National University of the oil and gas, Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

The influence of inter-phase and inter-grain boundaries, and dislocations disparity and on the transport phenomena and current carriers mobility within the framework of characteristic lengths, and diffuse scattering are considered.

### **Дослідження деяких фізико-хімічних властивостей морденіту**

Дзямко В.М.<sup>1</sup>, Милян П.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

<sup>2</sup>*НДІ фізики і хімії твердого тіла, Ужгород, Україна*

Природні цеоліти – нестехіометричні сполуки, склади яких змінюються в широких межах, утворюючи ряди твердих розчинів із загальною формулою  $V_x C_y [Al_{x+2y} Si_z O_{2x+4y+2z}] \cdot n H_2 O$ .

В даній роботі досліджені деякі фізико-хімічні властивості морденіту із родовища с.Липча (Закарпатська обл., Україна).

В результаті дослідження було встановлено, що морденіт кристалізується в ромбічній сингонії, пр.гр.  $Cmcm$ , параметри кристалічної ґратки  $a=0,1816(6)$  нм;  $b=2,032(16)$  нм;  $c=0,765(5)$  нм. Дійсна густина складає  $2,10$  г/см<sup>3</sup> (теоретично розрахована –  $1,71$  г/см<sup>3</sup>), пористість –  $18,6$  %, а сумарний об'єм пор –  $0,11$  см<sup>3</sup>/г.

Розраховано ступінь заповнення простору елементарної комірки, а також вміст кожного хімічного елемента в досліджуваному матеріалі.

Для керамічного зразка морденіту проведено дослідження температурної залежності діелектричної проникності  $\epsilon$  та тангенса діелектричних втрат  $\text{tg } \delta$ . Показано, що досліджуваний об'єкт є матеріалом із хорошими діелектричними властивостями.

### **Some Physico-Chemical Properties of Mordenite**

Dzyamko V.M.<sup>1</sup>, Milyan P.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>2</sup> *Research Institute of Solid State Physics and Chemistry, Uzhgorod, Ukraine*

The mordenite from the deposit near Lypcha (Transcarpatia) is studied using X-ray powder diffraction phase analysis. The lattice parameters of this material, his density, degree of filling of space of the unit cell, determining of every chemical element are expected in the explored standard. For ceramic mordenite, the temperature dependence of dielectric permeability  $\epsilon$  and tangent dielectric losses of  $\text{tg } \delta$  where determined. It is shown that the explored object is a material with good dielectric properties.

### **Електронна структура продуктів карбонізації полівініліденфториду в оксидних матрицях**

Димарчук В.О.<sup>1</sup>, Огенко В.М.,<sup>2</sup> Набока О.В.,<sup>2</sup> Дубровіна Л.В.,<sup>2</sup>  
Зауличний Я.В.,<sup>1</sup> Хижун О.Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
Київ, Україна*

<sup>2</sup> *Інститут загальної та неорганічної хімії ім. В.І. Вернадського НАН України,  
Київ, Україна*

Пористі матеріали із вмістом вуглецю сьогодні широко використовуються у якості носіїв каталізаторів, вискоефективних сорбентів, а також мембранних систем для розділення газів чи розчинів. В даній роботі вуглецеві наноструктури одержували карбонізацією полівініліденфториду (ПВДФ) у матриці із вискодисперсного диоксиду кремнію та у матриці  $\text{Al}_2\text{O}_3$  з розміром частинок не вище 80 нм. Розчини ПВДФ використовували в якості дисперсійного середовища для отримання гелів, після висушування котрих отримували “прекомпозит” карбонізації – ксерогелі  $\text{SiO}_2$  та  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , поверхня яких вкрита ПВДФ. Карбонізацію здійснювали при  $750^\circ\text{C}$  в атмосфері аргону. Після карбонізації “прекомпозитів” були отримані вуглецеві матеріали, котрі є перспективними для використання в якості молекулярних сит.

Дослідження електронної структури продуктів карбонізації полівініліденфториду на матрицях  $\text{SiO}_2$  та  $\text{Al}_2\text{O}_3$  проводили методом рентгенівської емісійної спектроскопії. Для отримання емісійних спектрів використовували спектрометр РСМ-500 з наступними параметрами роботи



рентгенівської трубки: прискорююча напруга  $U = 5$  кВ та струм  $I = 2$  мА. Під час дослідження нами були отримані рентгенівські емісійні  $SK\alpha$ - та  $OK\alpha$ -смуги досліджуваних зразків. Дані смуги відображають енергетичний розподіл валентних електронних станів  $p$ -симетрії, відповідно атомів вуглецю та кисню.

Результати досліджень вказують на відмінність електронної структури та фізико-хімічних властивостей досліджуваних композитів при використанні різних типів матриць та однаковому прекурсорі карбонізації. Так, для продуктів карбонізації ПВДФ у матриці  $SiO_2$  форма рентгенівської емісійної  $SK\alpha$ -смуги змінювалась впродовж повторних експериментів і спостерігалось зменшення її інтенсивності з кожною наступною реєстрацією. Форма аналогічної смуги для продуктів карбонізації ПВДФ у матриці  $Al_2O_3$  лишалась стабільною впродовж всього експерименту, що дозволило легко усереднити отримані результати. В роботі встановлено також, що форма  $SK\alpha$ -смуги продуктів карбонізації ПВДФ у матриці  $Al_2O_3$  може бути адекватно представлена як суперпозиція аналогічних смуг графіту та оніонів.

При дослідженні рентгенівських емісійних  $OK\alpha$ -смуг обох зразків спостерігалась стабільність їх форми та інтенсивності, а енергетичні положення їх особливостей тонкої структури теж не змінювались впродовж повторних експериментів. Форма рентгенівської емісійної  $OK\alpha$ -смуги продуктів карбонізації у матриці  $SiO_2$  співпадає із аналогічною смугою чистого  $\alpha$ -кварцу, а рентгенівської емісійної  $OK\alpha$ -смуги продуктів карбонізації у матриці  $Al_2O_3$  – із аналогічною смугою  $\gamma$ - $Al_2O_3$ . Зменшення інтенсивності  $SK\alpha$ -смуги та стабільність  $OK\alpha$ -смуги у зразку, що містив продукти карбонізації ПВДФ у матриці  $SiO_2$ , вказує на слабкість хімічного зв'язку між вуглецевим покриттям та матрицею. У зразку, що містив продукти карбонізації ПВДФ у матриці  $Al_2O_3$ , навпаки, можемо стверджувати про сильний хімічний зв'язок між вуглецевим композитом та оксидною матрицею.

### **The Electronic Structure of Products of Polyvinylidene Fluoride Carbonization on Oxides Matrices**

V.O. Dymarchuk,<sup>1</sup> V.M. Ogenko,<sup>2</sup> O.V. Naboka,<sup>2</sup> L.V. Dubrovina,<sup>2</sup>  
Ya.V. Zaulychnyy,<sup>1</sup> O.Yu. Khyzhun<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*I.M. Frantsevych Institute for Problems of Material Science, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*V.I. Vernadskii Institute of General and Inorganic Chemistry Kyiv, Ukraine*

The electronic structure of products of polyvinylidene fluoride (PVDF) carbonization in  $SiO_2$  and  $Al_2O_3$  matrices was studied using the X-ray emission spectroscopy method. It has been established that the shape of the X-ray emission  $SK\alpha$  band of products of PVDF carbonization in a  $SiO_2$  matrix changed during the experiment and its intensity decreased. However, the shape

of the X-ray emission  $CK\alpha$  band of products of PVDF carbonization in an  $Al_2O_3$  matrix was stable and resembled that of the mixture of graphite and onions. The shapes of the X-ray emission  $OK\alpha$  bands of products of PVDF carbonization in  $SiO_2$  and  $Al_2O_3$  matrices were stable during their acquisitions and resembled those of  $\alpha$ - $SiO_2$  and  $\gamma$ - $Al_2O_3$ , respectively.

## **Електричні властивості та фотопровідність шаруватих кристалів $In_2Se_3$ із нанорозмірними включеннями $In_6Se_7$**

Драпак С.І.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
Чернівецьке відділення, Україна.*

Цікавість до досліджень дефектного  $In_2Se_3$  обумовлена можливістю використання цього напівпровідникового з'єднання у літєвих джерелах живлення [1], а також для виготовлення різного типу оптоелектронних пристроїв: фотодіодів, сенсорів лінійно - поляризованого випромінювання, високоефективних сонячних елементів, детекторів іонізуючого випромінювання [2-5] та ін. Дефектність структури  $In_2Se_3$  пов'язана із тим, що тільки дві третини вузлів в її катіонній підрешітці зайнято атомами металу. Існує кілька модифікацій  $In_2Se_3$  з упорядкуванням ( $\alpha$  і  $\beta$  політипи) і без упорядкування вакансій In ( $\gamma$ ,  $\delta$ ,  $\kappa$ , і, так звана, VOSF (vacancy ordered in screw form), модифікації) [6]. Усі політипи  $In_2Se_3$  розрізняються між собою фізичними властивостями, у тому числі, і значенням ширини забороненої зони  $E_g$ . Відомо, що реальні кристали халькогенідів індію часто являють собою суміш кількох модифікацій [7]. Як зазначено у [6], розупорядкування структури  $In_2Se_3$  може призвести до утворення надградки. Крім цього відомо, що найбільш розповсюдженим способом отримання квантових точок є спонтанне формування нанорозмірних включень одного напівпровідникового матеріалу (з меншою  $E_g$ ) в матриці іншого (із більшою  $E_g$ ). Тому, з точки зору дефектної інженерії,  $In_2Se_3$  є привабливим матеріалом для виготовлення надградок або структур з масивами квантових точок. Однак, експериментальні дані, які б підтверджували утворення надградок або формування масиву квантових точок на основі  $In_2Se_3$  у літературі відсутні.

Методом Бріджмена із стехіометричного розплаву In і Se отримано шаруваті кристали  $In_2Se_3$   $\alpha$ -політипу (ширина забороненої зони  $E_g = 1.42$  eV при кімнатній температурі) із нанорозмірними включеннями  $In_6Se_7$  ( $E_{g(\text{dir})} = 0.64$  eV при прямих і  $E_{g(\text{indir})} = 0.34$  eV при непрямих оптичних переходах;  $T = 300\text{K}$ ). Показано, що отримані зразки характеризуються типовою для структур із масивом квантових точок [8] або надградок (у тому числі і неупорядкованих) [9] струмовою нестабільністю із Z- і N-подібною вольт-амперною характеристикою, а також негативною або

позитивною фотопровідністю. Негативна фотопровідність (гасіння струму світлом) структур  $\text{In}_2\text{Se}_3/\text{In}_6\text{Se}_7$  спостерігається реалізації у зразки монополярної інжекції електронів, а позитивна - дірок (наприклад, коли у якості контакту використано вироджений  $p^+$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ) або подвійної інжекції.

1. C. Julien, M. Eddrief, K. Kambas, M. Balkanski. Optical and electrical transport studies in  $\text{Li}_{0.1}\text{In}_2\text{Se}_3$  // Mater. Sci. Eng. B, – 1996, – V.38, N.1, – pp. 1-8.
2. С.И. Драпак, З.Д. Ковалюк. Электрические свойства и фоточувствительность изотипного гетероконтакта n- $\text{In}_2\text{Se}_3$ -n- $\text{InSe}$  // Прикладная физика. – 2006, – Т.1, сс. 76-82.
3. J. Ye, T. Yoshida, Y. Nakamura, O. Nittono. Optical activity in the vacancy ordered III<sub>2</sub>VI<sub>3</sub> compound semiconductor  $(\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.7})_2\text{Se}_3$  // Appl. Phys. Lett., –1995, – V. 67, N 21, – pp. 3066-3068.
4. Y. Ohtake, S. Cheisitsak, A. Yamada, M. Konagai. Characterization of  $\text{ZnIn}_x\text{Se}_y$  thin films as a buffer layer for high efficiency  $\text{Cu}(\text{InGa})\text{Se}_2$  thin-film solar cells // Jpn. J. Appl. Phys., –1998, – V.37, N6A, – pp. 3220-3225.
5. V.M. Koshkin, L.P. Gal'chinetskii, V.N. Kulik, B.I. Minkov, U.A. Ulmanis. Unstable equilibrium and radiation defects in solids // Solid State Commun., – 1973, –V. 13, N 1, – pp. 1-4.
6. Landolt-Bornstein.. Numerical data and functional relationships in science and technology. New ser. group III: Crystal and solid state physics. Ed O. Madelung, 17(sv. F), Berlin: Springer,– 1983, – 562 p.
7. A.G. Kyazym-zade, A.Z. Abasova, V.M. Salmanov, L.G. Gasanova, A.G. Mamedova. Self-organization of packing defects and Anderson localization in A3B6-type layered crystals // Mater. Sci. Eng. B, – 2002, – V.88, N 2, – pp. 282-285.
8. O.V. Pupysheva, A.V. Dmitriev, A.A. Ferajian, H. Mizuseki, Y. Kowazoe. Transition between N- and Z-shaped current-voltage characteristics in semiconductor multiple-quantum-well structures // J. Appl. Phys., – 2006 – V. 100, N 3, – pp. 033 718-1 - 033 718-9.
9. O.V. Pupysheva, A.V. Dmitriev. Disorder and its effect on the electron tunneling and hopping transport in semiconductor superlattices // Physica E, – 2003, – V. 18, N 1-3, – pp. 290-291.

**Electrical properties and photoconductivity of layered crystals  $\text{In}_2\text{Se}_3$  with the inclusions of nanodimensional particles of  $\text{In}_6\text{Se}_7$**

Drapak S.I.

*I.M. Frantsevich Institute of Materials Science Problems, Chernivtsi Department, Ukraine.*

The layered  $\alpha$ - $\text{In}_2\text{Se}_3$  crystals with the inclusions of nanodimensional particles of  $\text{In}_6\text{Se}_7$  were obtained. It is shown that such samples are characterized by Z- and N-shaped current-voltage characteristics and negative or positive

photoconductivity depending on a type of charge carriers (electrons or holes) injected into  $\text{In}_2\text{Se}_3/\text{In}_6\text{Se}_7$  structures.

## **Образование переохлажденной жидкой фазы в островковых пленках хлоридов металлов**

Дукаров С.В., Сухов В.Н.

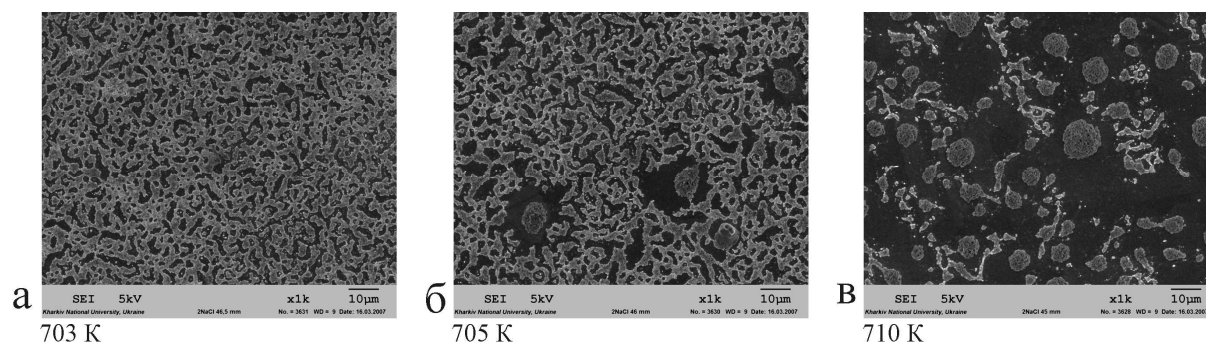
*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

Исследования переохлажденного состояния вещества важны как для решения практических задач, связанных с улучшением структуры и свойств материалов, образующихся путем кристаллизации из расплава, так и для развития фундаментальных представлений о фазовых переходах и образовании зародышей конденсированной фазы. Ранее для изучения переохлаждений в островковых пленках был развит метод, основанный на изучении механизма их конденсации в вакууме [1,2]. Систематические исследования с использованием этого метода, выполненные для ряда чистых металлов (In, Sn, Bi, Pb, Au, Cu, Fe, Co, Ni) в различных условиях и на различных подложках, а также для ряда сплавов на их основе (Bi-Pb, Bi-Sb [3]), позволили установить, что переохлаждение при кристаллизации  $\Delta T$  металлических островков определяется характером их взаимодействия с подложкой и достигает максимальных значений в невзаимодействующих системах:  $\Delta T = (0,3-0,4)T_s$  ( $T_s$  – температуры плавления) [1,2]. Целью настоящей работы было изучение возможности применения этого метода для простых химических соединений.

Для исследований были выбраны хлориды металлов AgCl и NaCl, которые характеризуются низкой упругостью пара вблизи температуры плавления, а также тем, что они практически не разлагаются при термическом испарении. Образцы для исследований препарировались при помощи вакуумной конденсации исследуемых веществ на клиновидную никелевую подложку с градиентом температуры, которая нагревалась путем пропускания электрического тока. Толщина пленок составляла 100–500 нм в различных экспериментах. После завершения конденсации и охлаждения подложки на всех образцах визуально наблюдается четкая граница, разделяющая области с различным светорассеянием, что является следствием различной морфологии поверхности пленок.

Как показали электронно-микроскопические исследования полученных образцов, пленки NaCl по разные стороны от наблюдаемой границы имеют существенно различную микроструктуру (рис. 1). Так же как и для исследованных ранее металлических конденсатов [1–3], ниже температуры, соответствующей границе, пленки являются сплошными (рис. 1а), а выше – состоят из отдельных частиц, форма которых близка к шаровому сегменту (рис. 1в). Это позволяет сделать вывод, что

наблюдаемая на подложке граница соответствует температуре смены механизма конденсации  $T_g$  и является той температурой, до которой переохлаждается химическое соединение при кристаллизации из расплава в данных условиях.



**Рис. 2.** Электронно-микроскопические снимки пленок NaCl, сконденсированных при различных температурах на никелевой подложке по механизму пар-кристалл (а) и пар-жидкость (в); б) – соответствует границе смены механизма конденсации.

Температуры смены механизма конденсации для исследованных пленок AgCl и NaCl на никелевой подложке составляют 633 К и 705 К, соответственно, а относительные переохлаждения  $\Delta T/T_s = 0,13$  и  $0,34$ . Полученные результаты аналогичны известным закономерностям для металлов и сплавов [1]. Это указывает на то, что величина относительного переохлаждения определяется только условиями кристаллизации независимо от природы вещества.

1. Gladkikh N.T., Dukarov S.V., Sukhov V.N. Investigation of supercooling during metal crystallization under conditions close to weightlessness using island vacuum condensates // *Z. Metallkunde.* – 1996. – V. 87, № 3. – P. 233–239.
2. Гладких Н.Т., Дукаров С.В., Сухов В.Н. Переохлаждение при кристаллизации металлов в островковых вакуумных конденсатах // *ФММ.* 1994. – Т. 78, № 3. – С. 87–93.
3. Гладких Н.Т., Ларин В.И., Сухов В.Н. Диаграммы состояния и переохлаждения при кристаллизации бинарных сплавов в конденсированных пленках (II. Переохлаждение при кристаллизации). // *Расплавы.* – 1993. – № 5. – С. 8–17.

### **Formation of supercooled liquid in island films of metal chlorides**

Dukarov S.V., Sukhov V.N.

*V. N. Karazin Kharkiv National University Kharkiv, Ukraine*

The results of studies of crystallization processes in the AgCl and NaCl island films on the nickel substrate are presented. It has been shown that the crystallization temperature in system under study corresponds to the temperature of changing of the film condensation mechanism. The values of supercooling

under crystallization (93 K for AgCl and 369 K for NaCl) have been determined for islands on the Ni substrate.

## Вплив лазерного легування ніобієм на корозійну тривкість сталей 12X17T та 12X18H10T в модельних середовищах

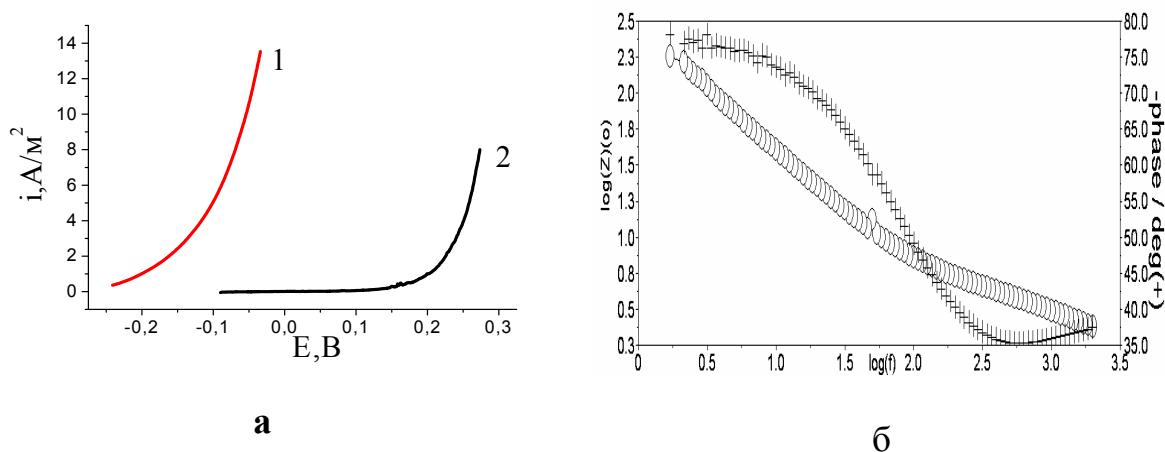
Дурягіна З.А., Бахматюк Б.П., Щербовських Н.В.

Національний університет "Львівська політехніка", Львів, Україна

Сталі 12X17T та 12X18H10T використовують як конструкційні матеріали для виготовлення теплоенергетичного обладнання, що працює в агресивних середовищах розчинах солей, кислот та лугів з різними значеннями рН. Тому доцільно здійснити порівняльну оцінку корозійної тривкості досліджуваних сталей у вихідному стані та після лазерного легування ніобієм у модельних середовищах, що імітують реальні умови експлуатації для раціонального вибору надійного конструкційного матеріалу або системи захисту його поверхні.

Об'єктом дослідження були корозійнотривкої сталі ферито – мартенситного 12X17T та аустенітного 12X18H10T класів після лазерного легування ніобієм. Методика та режими лазерного легування докладно описані в роботі [1].

Корозійна тривкість вище вказаних марок сталей у вихідному стані та після лазерного легування ніобієм досліджена в 5% розчинах HCl (рН=0,014), NaCl (рН=6,5), NaOH (рН=12,2).



**Рис. 1.** Динамічні поляризаційні залежності сталі 12X18H10T у вихідному стані (1) та після лазерного легування ніобієм (2) в 5% розчині NaCl (а) і Бодє залежність в 5% розчині NaOH сталі 12X18H10T після лазерного легування ніобієм (б)

Записані поляризаційні залежності (рис.1, а) в динамічному режимі ( $v_{роз}=0,001V/c$ ) і частотні залежності імпедансу (рис.1, б) показують, що досліджені матеріали в 5% розчинах NaCl і NaOH при стаціонарних

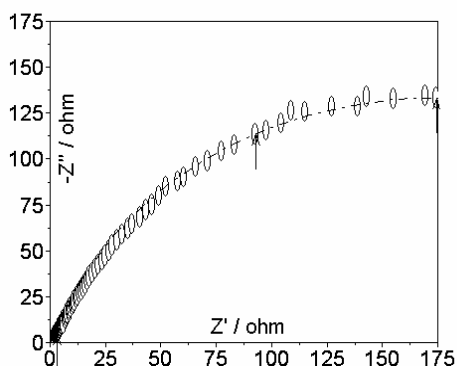
електродних потенціалах не є в стані домінуючої корозії і мають анодну поляризацію ( $\Delta E_{\text{пол}}$ ) для досягнення стану домінуючої корозії.

Найбільше значення  $\Delta E_{\text{пол}}$  для досліджених матеріалів виміряне в 5% розчині NaOH знаходиться в межах 0,33-0,52 В. Ситуація радикально змінюється під час випробовувань у 5% розчині HCl (рис.2, а), коли при стаціонарному потенціалі спостерігається процес домінуючої корозії сталей за типовим для даних умов механізмом з водневою деполаризацією. Корозійна тривкість визначалась за значенням опору  $R_3$ , як параметр еквівалентних електричних схем (ЕЕС) (рис. 2, б). Встановлено, що після лазерного легування ніобієм для досліджуваних сталей корозійна тривкість зростає приблизно в сім разів (табл. 1).

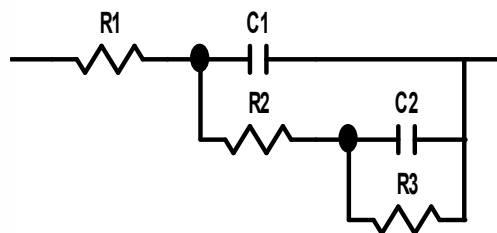
Таблиця 1

Значення опору  $R_3$ , визначене як параметр ЕЕС

Сталь	$R_3$ , Ом×см <sup>2</sup> вихідний стан	$R_3$ , Ом×см <sup>2</sup> лазерне легування ніобієм
12X18H10T	92,7	643,3
12X17T	27,1	200,3



а



б

Рис. 2. Типова діаграма Найквіста для сталі 12X18H10T після лазерного легування ніобієм в 5% розчині HCl (а) і ЕЕС межі розділу поверхневих шарів сталі з електролітом (б)

Таким чином одержані результати показують, що після лазерного легування ніобієм корозійна тривкість досліджених матеріалів у модельних середовищах підвищується приблизно в 7 разів незалежно від структурного класу сталі.

1. Дурягіна З.А., Лазько Г.В., Пилипенко Н.В. Комп'ютерне моделювання оптимальних параметрів лазерного легування корозійнотривких сталей. // Нові матеріали і технології в металургії та машинобудуванні. Запоріжжя, ЗНТУ. – 2008. – №1. – С. 20-25.

## **The Influence of Laser Alloying on the Corrosive Resistance of the Steels 12X17T and 12X18H10T in the Modelling Enviroments**

Duriagina Z.A., Bakhmatyuk B.P., Shcherbovskykh N.V.

Was show the promotion of material changes the resistance to corrosion the steels 12X17T and 12X18H10T in the modelling surfase after formation of laser alloying protective layers.

## **Исследование тонких пленок $\text{NaBiTe}_2$ методом электросиловой микроскопии**

Дьяконенко Н.Л.<sup>1</sup>, Петренко Л.Г.<sup>1</sup>, Гаман Д.А.<sup>1</sup>,  
Белозерцева В.И.<sup>1</sup>, Баран Л.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Национальный Технический Университет «Харьковский Политехнический Институт», Харьков, Украина*

<sup>2</sup>*Белорусский Государственный Университет, Минск, Беларусь*

Тонкие пленки многокомпонентных халькогенидных соединений представляют собой наноразмерные структуры. Возможность регулирования структуры энергетического спектра путем изменения размеров и концентрации включений с различающимися электрофизическими свойствами делает эти материалы перспективными в сфере нанотехнологий.

Особенности электрофизических свойств тонких пленок  $\text{NaBiTe}_2$ , связанные с динамикой изменения электропроводности с течением времени и вольтамперные характеристики пленочной структуры  $\text{Cr}/\text{NaBiTe}_2$  (Cr-контакты) изучались в работе [1]. Была предложена модель, показывающая, что один из факторов, обуславливающих долговременные релаксации плотности тока, связан с высокой емкостью образцов, вызванной наличием в пленках структурных и электронных неоднородностей.

Для экспериментального подтверждения предложенной модели применялся метод атомно-силовой микроскопии, позволяющий не только изучать структурные неоднородности материалов, но и выявлять области с различной проводимостью. Для исследования топографии поверхности и электрических свойств в локальных участках пленок использовались методики электросиловой микроскопии (ЭСМ) [2,3]. Измерения проводились на сканирующем зондовом микроскопе "Solver P47 PRO". В электросиловой микроскопии для получения информации о свойствах поверхности используется электрическое взаимодействие между зондом и образцом. Если тонкий слой на подложке представляет собой полупроводник или диэлектрик, то он может содержать поверхностный заряд. Прикладывая между зондом и образцом постоянное и переменное напряжения, можно детектировать сигналы, пропорциональные



распределению электрических сил вблизи поверхности, емкости и поверхностного потенциала исследуемых пленок.

В работе представлены результаты исследования методом ЭСМ электрических свойств пленок  $\text{NaBiTe}_2$ , полученных в вакууме  $10^{-3}$  Па резистивным испарением из ячейки Кнудсена и конденсации на стеклянные подложки при комнатной температуре со скоростью конденсации 0.1-0.5 нм/с. Толщина пленок контролировалась по изменению частоты кварцевого пьезодатчика и составляла 20-100 нм. Предварительно в отдельном цикле напыления на подложки были нанесены хромовые контакты толщиной 10-20 мкм. Измерения электропроводности проводились непосредственно после конденсации пленок в вакуумной камере и после извлечения их на воздух.

Полученные в работе ЭСМ изображения поверхности исследуемых пленок дают наглядную качественную характеристику изменения локальных электрических свойств образцов. Появление контраста на изображениях распределения емкости и поверхностного потенциала свидетельствует о присутствии диэлектрической фазы. Этой фазой может быть окисел, островки которого появляются с течением времени на поверхности пленок, полученных без подогрева подложки. Измерения емкости системы зонд – образец и поверхностного потенциала пленок коррелируют с распределением z-составляющей электрических сил.

Таким образом, проведенные исследования подтверждают наличие в тонких пленках  $\text{NaBiTe}_2$  структурных и электронных неоднородностей.

1. Авотин С.С., Белозерцева В.И., Гаман Д.А., Дьяконенко Н.Л., Петренко Л.Г., Мамалуй А.О., Хляп Г.М.. Особенности электрофизических свойств тонких плёнок  $\text{NaBiTe}_2$ . // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Вакуум, чистые металлы, сверхпроводимость, –2007, – №4, – с94-98.
2. Баран Л.В. Исследование локальных электрических свойства тонких пленок титан-фуллерит методом электросиловой микроскопии. // Сборник докладов. 8-й Международный семинар "Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии". 8-10 октября 2008г. Минск, Беларусь, – 2008, –с.75-90.
3. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. // М. Техносфера, – 2004, – 144с.

### **Thin Films $\text{NaBiTe}_2$ Investigation by Electrical Force Microscopy**

Dyakonenko N.<sup>1</sup>, Petrenko L.<sup>1</sup>, Gaman D.<sup>1</sup>, Belosertzeva V.<sup>1</sup>, Baran L.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>National Technical University "KPI", Kharkov, Ukraine

<sup>2</sup>Belarus State University Minsk, Belarus

Article presents the results of electrical force microscopy investigations of  $\text{NaBiTe}_2$  films electro-physical properties. Time dependences of electrical

conductivity are discussed. Surface distributions of electric field, surface potential and sample - probe capacitance are presented.

## Особливості формування природної окисної плівки на телуриді кадмію

Євменова А.З.<sup>1</sup>, Одарич В.А.<sup>2</sup>, Сизов Ф.Ф.<sup>1</sup>

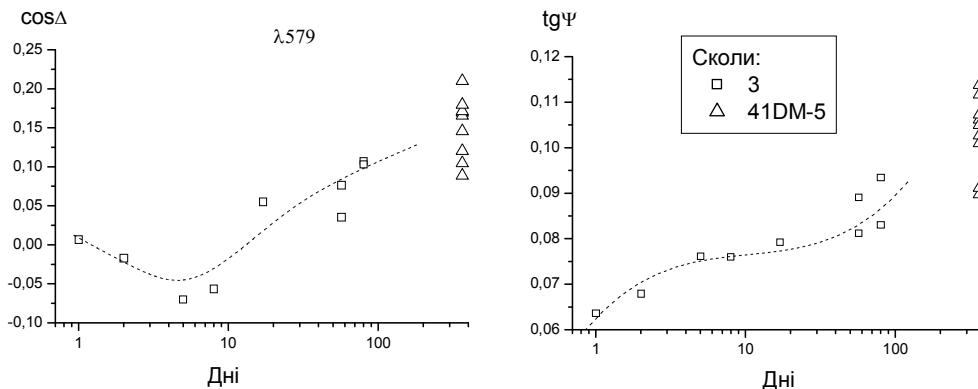
<sup>1</sup> Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Проведено погодинні еліпсометричні виміри на свіжому сколі монокристалічного телуриду кадмію (скол 3) впродовж більш ніж трьох місяців витримування на повітрі за кімнатних умов, а також на старому сколі, який перебував в атмосферних умовах кілька років (скол 41DM-5).

Вимірювання еліпсометричних параметрів проводили на фотометричному спектроеліпсометрі на лініях випромінювання ртутної лампи ПРК9 у видній та близькій ультрафіолетовій області спектра. Кут падіння світлового пучка на досліджуваний зразок становив  $\varphi=72^\circ$ . Вимірюваними величинами були еліпсометричні параметри  $\cos\Delta$  і  $\text{tg}\psi$ .

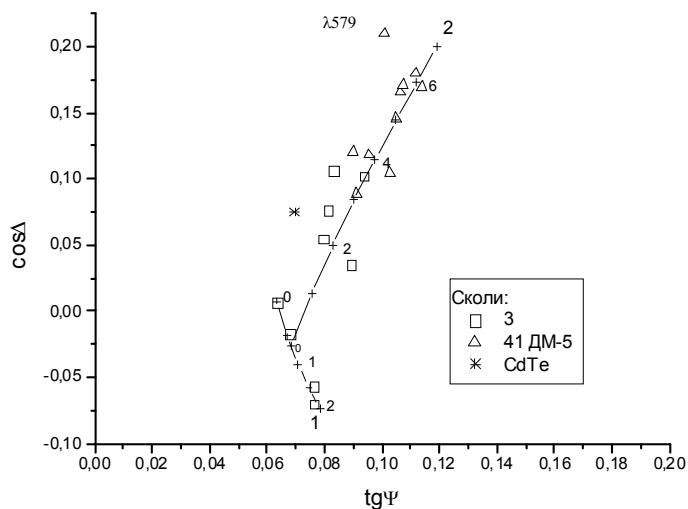
На рис. 1 як приклад подано отриману зміну в часі вимірюваних величин на довжині хвилі 579 нм. Схожий характер залежності еліпсометричних параметрів від часу перебування на повітрі спостерігався і на інших довжинах хвиль.



**Рис. 1.** Залежність оптичних параметрів від часу наростання природної окисної плівки

Головною особливістю одержаних результатів є те, що на кривій кінетики можна виділити два часових інтервали, які характеризують процес окислення поверхні телуриду кадмію. Протягом першого тижня окислення на довжині хвилі 579 нм параметр  $\cos\Delta$  зменшується. В часовому періоді який триває приблизно від 7 до 20 доби, вимірювані параметри практично не змінюються. Протягом другого періоду, від 20 доби і далі, обидва параметри зростають. На рис. 2 результати вимірів подано на діаграмі вимірних величин, яка дозволяє прослідкувати за

зміною параметрів поверхневої плівки, що утворюється у процесі перебування сколу на повітрі.



**Рис. 2.** Діаграма зміни параметрів поверхневої плівки

Модельні обрахунки показали, що розташування експериментальних точок (символи) на діаграмі можна описати двома теоретичними кривими (криві 1 і 2). На першому етапі окислення (крива 1) утворюється плівка з показником заломлення  $n=2,4$  і показником поглинання  $k=0,8$ ; а товщина змінюється від 0 до 2 нм. Експериментальні точки, що відповідають другому етапу окислення вкладаються на криву 2, якій відповідає показник заломлення  $n=2,26$ ; а товщина збільшується від 2 до 7 нм.

### Features of Natural Oxide Film Formation on the CdTe Surface

A. Z. Evmenova<sup>1</sup>, V. A. Odarych<sup>2</sup>, F. F. Sizov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*V. E. Lashkariov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Taras Shevchenko Kyiv National University, physical department, Kyiv, Ukraine*

It was detected that oxide film appears as the result of interaction between monocrystalline CdTe and atmosphere. Optical parameters of this film change through the time of oxidation. Absorptive film with the thickness  $d=2$  nm forms in the first 7-10 days, in the next 20 days film transforms into the two-layer film with internal absorptive layer with thickness 0.75 nm and surface transparent layer with thickness 7 nm.

### Структуризація поверхневих шарів силікатно-натрієвих стекол в процесі іоно-плазмової обробки

Житарюк В.Г., Цалий В.З.

*Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна*

В представленій роботі вивчався процес формування структуризованих шарів на поверхнях силікатно-натрієвих стекол, підданих дії низькотемпературної плазми. Обробці підлягали оптичні

стекла марки К8, Ф4, ТФ101, фотопластини марки ВРЛ та медичні препарататорські стекла. Використовувалася установка сконструйована на базі вакуумного універсального поста ВУП-2К. Напруга розряду змінювалась у межах 400÷7000 В, при цьому тиск (Ar) змінювався від  $1 \cdot 10^{-1}$  до  $7 \cdot 10^{-4}$  мм.рт.ст.

Мікроскопічні дослідження зразків проводилися візуально і за допомогою оптичних мікроскопів типу МБС, металографічного мікроскопа МИМ-7 і мікротвердоміра ПМТ-3. Оптимальне навантаження на індентор складало 0,2Н. Оптичні вимірювання спектрограм пропускання та відбивання системи „повітря-плівка-підкладка-повітря” проводились на спектрофотометрі СФ-4А з інтегральним фотометром.

В результаті обробки скляних пластин катодним розрядом виявлена приповерхнева структуризація матеріалу скла з чіткою границею поділу структурованого та неструктурованого матеріалу по товщі пластин. Візуально спостерігалися інтерференційні смуги, кількість яких зростала з часом обробки від 1-2 до 9-14 в залежності від марки скла.

За результатами досліджень встановлено, що процес мікроплазмових розрядів при напругах більших 3кВ, супроводжується інтенсивним кратероутворенням і пробоем скляної пластини. Пробій скляної пластини відбувається при досягненні певного потенціалу, наведеного осілими на лицеву поверхню зразка зарядами. Сам процес руйнувань подібний до мікробибуху.

Товщина структурованого шару залежить від напруги і часу обробки. Із зростанням значення напруги і тривалості обробки мікротвердість скла зростає, причому існує неоднорідна зміна мікротвердості в центрі зразка і на його краях. Підвищення мікротвердості відбувається за рахунок зміни складу і структури його поверхневого шару і не пов'язано з додатковим нагріванням.

Показник заломлення структурованих шарів більший за показник заломлення основного матеріалу. Він залежить від зони розміщення поверхні структуризації на поверхні катода, тобто залежить від поверхневої густини іонів розрядного газу, які осіли на поверхню.

Структуризація відбувається під дією електричних полів: об'ємного заряду на поверхні і від'ємним потенціалом катода.

### **Structurisation of Superficial Layers of Silicate-Sodium Glasses is in the Process of Plasma Etching Treatment**

Zhitaryuk V.G., Tsaly V.Z.

*Chernivtsi national university, Chernivtsi, Ukraine*

The process of forming of structurised layers was studied on the surfaces of silicate-sodium glasses, citizens of action of low temperature plasma. The superficial state, microhardness, index of refraction and reflection, was probed.

## Лазерний імпульсний фотоліз плівкових наногетероструктур $\text{TiO}_2/\text{CdS}$

Жуковський М.А.<sup>1</sup>, Смірнова Н.П.<sup>1</sup>, Стрюк О.Л.<sup>2</sup>,  
Кучмій С.Я.<sup>2</sup>, Плюсін В.Ф.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут фізичної хімії ім. Л.В. Писаржевського НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup>Інститут хімічної кінетики і горіння СВ РАН, Новосибірськ, Російська Федерація

В арсеналі підходів, які сьогодні застосовуються для одержання напівпровідникових (НП) наноструктур, особливе місце займають фотохімічні методи, що базуються на схильності вихідних реагентів до перетворень під дією світла з утворенням НП наночастинок (НЧ) та на здатності НП матеріалів індукувати фотокаталітичні процеси, у результаті яких формуються бінарні НП або метал-напівпровідникові наногетероструктури [1]. Ці методи дозволяють гнучко управляти властивостями продуктів, що утворюються, зокрема розміром й оптичними характеристиками НП НЧ, а у випадку НП наногетероструктур – одержувати активніші фотокаталізатори редокс-перетворень субстратів, у порівнянні із матеріалами, синтезованими при використанні традиційних підходів, що обумовлено значно ефективнішим просторовим розділенням фотогенерованих зарядів між компонентами таких наноструктур.

Представлені в роботі результати дослідження властивостей наногетероструктур  $\text{TiO}_2/\text{CdS}$  методом наносекундного лазерного імпульсного фотолізу ілюструють сприятливіші умови для просторового розділення фотогенерованих електронів і дірок між НЧ діоксиду титану і фотокаталітично осадженими на їх поверхню НЧ  $\text{CdS}$  у порівнянні із системами  $\text{TiO}_2/\text{CdS}$ , сформованими традиційним хімічним осадженням сульфїду кадмію на поверхні нанокристалічних плівок  $\text{TiO}_2$ , сформованих на скляних підкладках.

Хімічне осадження  $\text{CdS}$  здійснювали при витримуванні плівок  $\text{TiO}_2$  у лужному розчині, що містить  $\text{Cd}(\text{CH}_3\text{COO})_2$  і  $\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ , при температурі 50-80 °С протягом 7-10 хв. Фотокаталітичне осадження  $\text{CdS}$  проводили при опроміненні плівок  $\text{TiO}_2$ , занурених у розчин сірки і  $\text{Cd}(\text{CH}_3\text{COO})_2$  в безводному етанолі, світлом спектрального діапазону  $\lambda = 310\text{-}370$  нм у вакуумованому скляному реакторі [2].

В нестационарних диференційних спектрах поглинання плівок  $\text{TiO}_2$ , зареєстрованих з використанням методу наносекундного лазерного імпульсного фотолізу, спостерігається смуга поглинання при 650-720 нм, що належить катіонам  $\text{Ti}^{\text{III}}$ , які утворюються внаслідок захоплення пастками електронів, фотогенерованих у зоні провідності  $\text{TiO}_2$ . У випадку наноструктур  $\text{TiO}_2/\text{CdS}$  інтенсивність цієї смуги для фотокаталітично сформованих плівок є на порядок вищою, у порівнянні з плівками  $\text{TiO}_2/\text{CdS}$ , синтезованими хімічним шляхом. Це свідчить про перебіг

ефективного переносу електрона із зони провідності CdS у відповідну зону TiO<sub>2</sub> у випадку фотокаталітично одержаних наноконструктив.

На відміну від вихідних плівок TiO<sub>2</sub>, в нестационарних спектрах плівкових наногетероструктур TiO<sub>2</sub>/CdS спостерігається додаткова смуга поглинання з максимумом при 470-480 нм, яку можна віднести до адсорбованого на поверхні CdS аніон-радикала S<sup>•-</sup>, що утворюється внаслідок окислення аніонів S<sup>2-</sup> в ґратці сульфїду кадмію фотогенерованими дірками валентної зони НП. Виявилось, що швидкість релаксації цієї смуги поглинання у випадку фотокаталітично сформованих наноструктур TiO<sub>2</sub>/CdS є на порядок нижчою, ніж для наноплівок TiO<sub>2</sub>/CdS, синтезованих традиційним хімічним шляхом. Це вказує на уповільнену рекомбінацію дірок, що існують у вигляді аніон-радикалів S<sup>•-</sup> на поверхні наногетероструктури, з фотогенерованими електронами, і є додатковим свідченням ефективнішого розділення зарядів в фотохімічно сформованих наноструктурах TiO<sub>2</sub>/CdS. Вказані властивості таких наноструктур дозволяють очікувати у них високої фотокаталітичної активності у редокс-перетвореннях різних субстратів.

1. А.Л. Стрюк, В.В. Швалагин, А.Е. Раевская, А.И. Крюков, С.Я. Кучмий // Теорет. експерим. химия, – 2008, – Т.44, №4, – С. 199-220.
2. Zhukovskiy M.A., Stroyuk A.L., Shvalagin V.V., et al. // J. Photochem. Photobiol. A. – 2009.

### **Laser impulse photolysis of TiO<sub>2</sub>/CdS film nanoheterostructures**

Zhukovskiy M.A.<sup>1</sup>, Smirnova N.P.<sup>1</sup>, Stroyuk O.L.<sup>2</sup>,  
Kuchmiy S.Ya.<sup>2</sup>, Plyusnin V.F.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*O.O. Chuiko Institute of Surface Chemistry of Nat. Acad. Sci. of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*L.V. Pysarzhevsky Institute of Physical Chemistry of Nat. Acad. Sci. of Ukraine,  
Kyiv, Ukraine*

<sup>3</sup>*Institute of Chemical Kinetics and Combustion, Siberian Branch of Russ. Acad. Sci.,  
Novosibirsk, Russian Federation*

The TiO<sub>2</sub>/CdS nanoheterostructures have been synthesized via the chemical and photocatalytic deposition of CdS nanoparticles onto the surface of nanocrystalline TiO<sub>2</sub> films and their behavior at the laser flash photolysis studied. It has been shown that in the case of photocatalytically produced TiO<sub>2</sub>/CdS nanocomposites of an order more efficient spatial separation of the photogenerated charge carriers between the components of the heterostructure is achieved, the process leading to the formation of the intermediates of photochemical reactions – the Ti<sup>III</sup> centres in TiO<sub>2</sub> nanoparticles and S<sup>•-</sup> anion-radicals in CdS nanoparticles.

## Оптичні та електрофізичні властивості плівкових структур $nc\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$

Лісовський І.П., Євтух А.А., Литовченко В.Г.,  
Злобін С.О., Братусь О.Л., Манойлов Е.Г.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Останнім часом намітилася тенденція заміни традиційної матриці оксиду кремнію, що містить Si нанокристали (НК), на оксид алюмінію. Оскільки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  характеризується більшим значенням діелектричної проникності, ніж  $\text{SiO}_2$ , то при менших розмірах бар'єрного шару досягається квантове обмеження носіїв в Si НК, що дозволяє збільшити концентрацію Si КТ. Матриця  $\text{Al}_2\text{O}_3$  відрізняється також більшою стабільністю і теплопровідністю. Із цим пов'язується зменшення нестабільності фотолюмінесценції (ФЛ) і можливості пропускання більших струмів у приладових структурах на основі цих систем.

Фотолюмінесцентні плівки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  з Si квантовими точками були отримані методом імпульсного лазерного осадження при варіюванні співвідношення часток кремнію і алюмінію в мішені. Опромінення мішені проводилось в атмосфері аргону за допомогою лазера ІАГ: $\text{Nd}^{3+}$ , товщини плівок були в діапазоні значень 1.5 – 2.5 мкм.

Спектри ФЛ з часовим розділенням вимірювали в діапазоні енергій 1.4 – 3.2 еВ при збудженні випромінюванням азотного лазера (довжина хвилі 337 нм, тривалість імпульсу 8 нс) і стробоскопічній реєстрації сигналу в режимі рахування фотонів.

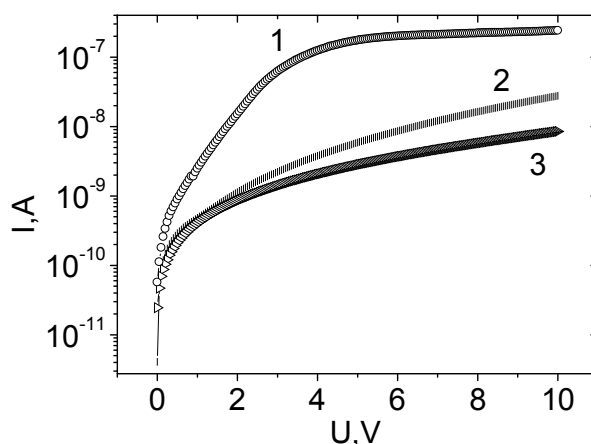
ІЧ-спектри пропускання вимірювали з використанням автоматизованого спектрометра ІКС-25М в діапазоні значень хвильового числа 850 - 1400  $\text{cm}^{-1}$ . Смугу поглинання на валентних коливаннях зв'язку Si–O–Si розкладали на складові гаусової форми і визначали відносний вміст молекулярних комплексів  $\text{Si-O}_y\text{-Si}_{4-y}$  ( $1 \leq y \leq 4$ ) у рамках моделі випадкового зв'язку.

Вольт-амперні характеристики вимірювались при подачі покрової напруги і запису за допомогою пікоамперметра Keithley-6485. Полярність прикладеної напруги при вимірах вибиралась таким чином, щоб поверхня кремнієвої підкладки знаходилась в режимі акумуляції.

Плівки, нанесені при сумісному розпиленні Si та Al, склалися з суміші оксидів кремнію та алюмінію з вбудованими нанокристалами кремнію, причому оксид кремнію слугував бар'єрним шаром, оточуючим квантові точки кремнію (Si КТ). При малих (<0.15) частках алюмінію склад оксидної фази різко змінюється від  $\text{SiO}_2$  до суміші  $\text{SiO}_2$  і  $\text{SiO}_x$ . Зі збільшенням частки Al (від 0.15 до 0.75) склад оксиду кремнію змінюється слабо і стає близьким до фази  $\text{SiO}_{1.4}$ .

Спектри фотолюмінесценції плівок лежали у діапазоні енергій випромінювань 1.4 – 3.2 еВ, часи релаксації фотолюмінесценції становили від десятків до сотень наносекунд. Введення  $Al_2O_3$  у плівку збільшує стабільність фотолюмінесценції. Спостерігається відповідність між практично ідентичними спектрами фотолюмінесценції та стабільністю складу фази оксиду кремнію в плівках отриманих при долі Al у мішені  $0.15 < K \leq 0.75$ . При цьому спектри ФЛ визначаються системою Si КТ /  $SiO_x$ .

Залежності струму від напруги для досліджуваних плівок показані на рис.1. Для пояснення механізмів струмопроходження в плівках, результати вимірів ВАХ було перебудовано в різних координатах. Детальний аналіз показав, що у випадку нанокompatитних плівок  $SiO_2(Si)$  основним механізмом є тунелювання через прошарки  $SiO_2$  між нанокристаллами Si. В плівках з Si НК в матриці  $Al_2O_3$  важливу роль відіграють пастки в забороненій зоні  $Al_2O_3$  (механізм Пула – Френкеля).



**Рис. 1.** I-V характеристики нанокompatитних плівок з різною концентрацією кремнієвих нанокристалів: 1- плівка  $SiO_2(Si)$ ; 2- Si НК з прошарками  $SiO_2$  в матриці  $Al_2O_3$  (20%Al); 3- Si НК з прошарками  $SiO_2$  в матриці  $Al_2O_3$  (70%Al).

### Optical and Electrophysical Properties of nc-Si/ $Al_2O_3$ film structures

Lisovs'kyy I.P., Evtukh A.A., Litovchenko V.G.,  
Zlobin S.O., Bratus' O.L., Manoilov E.G.

*Lashkarev Institute of Semiconductor Physics of NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

$Al_2O_3$  photoluminescence films with Si quantum dots which were made by method of impulse laser deposition with variation by silicon and aluminium ratio in target from 0 to 1 were investigated. The infrared absorption band on Si-O bonds indicating on presence of intermediate silicon-oxygen phase in the Si nanocrystal -  $Al_2O_3$  interface were observed for all films. The correlation between composition of target, structural composition of silicon-oxygen layer and photoluminescence properties of films were determinate. The electrical conductivity and current transport mechanisms depend on matrix content.



## Образование гидроксиапатита из аморфного фосфата кальция

Зыман З.З., Рохмистров Д.В., Корнеева Е.А., Глушко В.И.

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, Украина*

Гидроксиапатит (ГА) является основным минеральным компонентом твердых тканей человека и животных. Вследствие, ГА широко используется в медицине в качестве биоматериала. При его получении методом осаждения из водных растворов образуется промежуточная фаза - аморфный фосфат кальция (АФК) [1], которая со временем переходит в ГА. Существует несколько представлений о происхождении, составе и структуре АФК. Согласно наиболее распространенной модели Познера [2], частицы АФК состоят из наноразмерных сферических кластеров. Однако, современные методы исследования показывают [3], что картину дифракции, характерную для аморфных тел, могут давать и кристаллические материалы, размеры частиц в которых тоже порядка 1 нм. Таким образом, невозможно однозначно дать оценку в каком состоянии находится материал: аморфном или нанокристаллическом. Вследствие, вопросы формирования ГА из водных растворов, а также роли АФК в процессе кристаллизации ГА остаются невыясненными.

В данной работе изучали процесс образования ГА из АФК при синтезе ГА методом осаждения из водных растворов. Предложена модель, объясняющая особенности формирования ГА на различных этапах синтеза. Эти вопросы представляют также практический интерес для создания материалов с улучшенными функциональными характеристиками.

Получали ГА в результате реакции осаждения из водных растворов [4]. Компоненты реакции выбирали, чтобы получить стехиометрический ГА. Синтез проводили при 25°C в течение 18 часов. Первую пробу извлекли из раствора через 2 мин после начала синтеза. Далее образцы извлекали с интервалом в 2 часа. Для получения твердых осадков (порошков) пробы подвергали лиофилизации. Полученные в результате образцы порошков исследовали методами рентгеноструктурного анализа, ИК-спектроскопии, масс-спектрометрии, термического анализа.

Рентгенограммы образцов, извлеченных из раствора в течение первых 6 часов синтеза, показали диффузный максимум в диапазоне дифракционных углов 30-30.8°. Первые следы нанокристаллического ГА регистрировали в диапазоне углов 31-33° через 8 часов после начала синтеза. Дальнейшее увеличение времени кристаллизации приводило к увеличению интенсивности отражений ГА. Была обнаружена тенденция смещения диффузного максимума в область больших углов дифракции в течение 8 часов синтеза. ИК-спектры образцов показали, что в порошках содержится значительное количество воды, нитратов аммония и кальция.

После 8 часов синтеза наблюдали первые признаки полос колебаний, принадлежащих нанокристаллическому ГА. Масс-спектры образцов в процессе нагрева обнаружили, что на раннем этапе синтеза часть нитрата кальция не успевает вступить в реакцию с гидрофосфатом аммония. Фазовый анализ образцов после масс-спектрометрии показал однофазный ГА, т.е. молярное отношение Са/Р в порошках АФК является близким к стехиометрическому значению ГА. Согласно данным термогравиметрии образцы содержали значительное количество молекул воды, которые при отжиге путем реакции с частицами АФК приводят к образованию ГА.

На основе полученных данных предложена новая модель кристаллизации ГА. Согласно модели, в процессе синтеза ГА формируется промежуточная фаза - АФК. Частицы АФК, имеющие кластерное строение (кластеры Познера), окружены гидратированной оболочкой из ионов  $\text{NO}_3^-$  и  $\text{Ca}^{2+}$ . Образование ГА происходит путем ионных реакций между частицами АФК и ионами раствора. Формирование ГА в лиофилизированных порошках при нагревании происходит за счет собственных молекул воды частиц АФК и ионов гидратированной оболочки. Образование нанокристаллических зародышей ГА и увеличение их числа за счет частиц АФК приводит к обнаруженному смещению диффузного максимума в область больших углов дифракции, а их рост - к качественному изменению картины дифракции рентгеновских лучей вследствие появления дифракционных отражений, характерных для нанокристаллического ГА.

1. E. D. Eanes, I. H. Gillessen, A. S. Posner, *Nature*, – 1965, – 208, – С. 365-367.
2. A. S. Posner, F. Betts, N. C. Blumenthal, *Calcif. Tiss. Res.*, – 1977, – 23, сс.245-250.
3. E. I. Suvorova, P. A. Buffat, *Crystallography Reports*, – 2001, – 46, сс. 722-729.
4. M. Jarcho, C. H. Bolen, M. B. Thomas, J. Bobick, J. F. Kay, R. H. Doremus, *J. Mater. Sci.*, – 1976, – 11, – сс. 2027-2035.

### **Hydroxyapatite formation from amorphous calcium phosphate**

Z. Z. Zyman, D. V. Rokhmistrov, K. A. Kornieieva, V. I. Glushko

*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

HA formation from ACP by the precipitation method from the aqueous solutions was studied. It was found, that ACP transforms to nanocrystalline HA during 8 hours. The model of ACP particles explained the peculiarities of HA formation at the different stages of the HA synthesis has been proposed.

## Електричні властивості випрямляючих контактів Cr/n-CdTe:Sc

Ілашук М.І., Орлецький І.Г., Ковалюк З.Д.,  
Уляницький К.С., Парфенюк О.А.

*Чернівецький державний університет ім. Юрія Федьковича,,*

В багатьох випадках практичного використання телуриду кадмію є потреба у виготовленні бар'єрних структур на його основі. Ефективність роботи таких приладів напівпровідникової мікроелектроніки визначається як параметрами базового матеріалу, так і електричними властивостями структури. В даній роботі приведені результати дослідження електричних властивостей поверхнево-бар'єрних структур Cr/n-CdTe:Sc, проведених в різних температурних областях:  $T = (77-133\text{K})$  та  $T = (295-333\text{K})$ .

Кристали для підкладок були отримані вертикальним методом Бріджмена при низьких значеннях тиску пари Cd ( $P_{\text{Cd}} \approx 0,02\text{атм}$ ). Легування домішкою скандію проводили для отримання матеріалу n-типу з високою провідністю. Концентрація домішки в розплаві дорівнювала  $10^{19}\text{см}^{-3}$ . Значення питомої електропровідності, концентрації та холлівської рухливості носіїв заряду при кімнатній температурі становили  $19,6\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ ,  $1,1 \cdot 10^{17}\text{см}^{-3}$  та  $1065\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ , відповідно. Поверхнево-бар'єрні структури Cr/n-CdTe:Sc виготовляли термічним випаровування хромом на хімічно відполіровану поверхню підкладок.

Оцінені за напругою відсічки значення висоти потенціального бар'єру при  $T = 77\text{K}$  та  $T = 295\text{K}$  дорівнювали  $e\phi_k = 0,44\text{eВ}$  та  $e\phi_k = 0,27\text{eВ}$ , відповідно. Аналіз механізмів проходження носіїв заряду крізь енергетичний бар'єр у прямому напрямку вказує на їх залежність від температури. Якщо при температурах, вищих від кімнатної ( $295-333\text{K}$ ), домінує надбар'єрний механізм струмоперенесення (коефіцієнт неідеальності  $n = 1,3$ ), то в області низьких температур ( $77-133\text{K}$ ) вказаний механізм є основним до  $U < 0,12\text{В}$ . При  $U > 0,12\text{В}$  переважає тунелювання основних носіїв заряду крізь енергетичний бар'єр. Порівняння розрахованої за вимірами вольт-фарадних характеристик (ВФХ) товщини збідненої області електричного переходу при  $U = 0$  ( $d = 1,0\text{мкм}$ ) та оціненої довжини вільного пробігу електронів у базовому матеріалі ( $l \approx 2,4 \cdot 10^{-6}\text{см}$ ) вказує на дифузійний характер надбар'єрного механізму струмоперенесення.

Наявність на залежності  $S^2/C^2 = f(U)$  двох лінійних ділянок свідчить про існування у базовому матеріалі областей з різною концентрацією домішок:  $N_1 = 3,8 \cdot 10^{14}\text{см}^{-3}$  та  $N_2 = 4,5 \cdot 10^{14}\text{см}^{-3}$ . Порівнюючи отримані величини  $N_1$ ,  $N_2$  зі значенням концентрації електронів у вихідному матеріалі, можна зробити висновок про істотний вплив технологічних операцій виготовлення структури на властивості базового матеріалу.

Найімовірніше, спостережуване зменшення концентрації носіїв заряду зумовлене утворенням при нагріванні підкладки ( $t=200^{\circ}\text{C}$ ) дефектів акцепторного типу, в якості яких можуть виступати вакансії кадмію ( $V_{\text{Cd}}$ ). При цьому розраховані величини  $N_1$  та  $N_2$  будуть визначатися як різниця концентрацій донорних  $N_{\text{Sc}}$  та акцепторних  $N_{V_{\text{Cd}}}$  центрів:  $N_1, N_2 = N_{\text{Sc}} - N_{V_{\text{Cd}}}$ . Дещо менше значення  $N_1$  можна пояснити більшою концент-рацією вакансій кадмію у приповерхневому шарі напівпровідника.

Співпадання експериментально визначеної та розрахованої на основі співвідношення термодинамічних робіт виходу висоти потенціального бар'єру свідчить про відсутність на поверхні напівпровідника діелектричного прошарку, що підтверджується особливостями вольт-фарадних характеристик структури.

### **Electrical properties of Cr/n-CdTe:Sc rectifying contacts**

Ilashchuk M.I., Orletsky I.G., Ulyanytsky K.S.,  
Kovalyuk Z.D., Parfenyk O.A.

*Yurij Fed'kovych National University, Chernivtsi, Ukraine*

The electric properties of Cr/n-CdTe:Sc surface-barrier structures were investigated in temperature range of  $T=(77-333)\text{K}$ . The current transport mechanisms at direct and back bias have been established. It is shown the increase of  $Sc_{V_{\text{d}}}$  donor defects compensation factor by acceptors ( $V_{\text{Cd}}$ ) in presurface region of the samples during the structures formation.

### **Вплив параметрів бази на електричні властивості поверхнево-бар'єрних структур Cr/ n-CdTe**

Ілащук М.І., Орлецький І.Г., Уляницький К.С., Парфенюк О.А.

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, м. Чернівці, Україна*

Проведені дослідження електричних властивостей бар'єрних структур Cr/n-CdTe з різною концентрацією носіїв заряду у базовому матеріалі. Такі кристали були отримані при легуванні домішками різного типу: ізовалентною домішкою Zn та Cl і Sc. Останні дві в кристалічній ґратці телуриду кадмію проявляють донорну дію.

Монокристали CdTe:Zn,Cl,Sc були отримані вертикальним методом Бріджмена: CdTe:Zn – при високому тиску пари Cd в ампулі ( $P_{\text{Cd}} = 2$  атм), щоб забезпечити присутність власних дефектів донорного типу ( $Cd_i, V_{\text{Te}}$ ), а CdTe:Cl,Sc – при низьких значеннях  $P_{\text{Cd}}$  ( $\sim 0,02$  атм). Концентрації домішок у розплаві становили:  $C_{\text{Zn}}^0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ;  $C_{\text{Cl}}^0 = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ;  $C_{\text{Sc}}^0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Всі кристали були n-типу провідності. Значення концентрації носіїв заряду і їх рухливості при кімнатній температурі приведені у таблиці. Структури

виготовляли термічним випаровуванням хрому у вакуумі на підкладки, хімічно поліровані у 2%-ому метанолі бром.

№	Структура	Концентрація носіїв заряду, $n$ , $\text{см}^{-3}$	Рухливість, $\mu$ , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	Положення рівня Фермі, $F$ , eВ	Значення $e\phi_k$ , eВ	
					Розраховані	Експериментальні
1.	Cr/n-CdTe:Zn	$2,2 \cdot 10^{15}$	1106	0,16	0,14	0,67
2.	Cr/n-CdTe:Cl	$9,0 \cdot 10^{15}$	946	0,12	0,18	0,20
3.	Cr/n-CdTe:Sc	$1,1 \cdot 10^{17}$	1084	0,058	0,25	0,27

На отриманих структурах Cr/n-CdTe:Zn; Cr/n-CdTe:Cl та Cr/n-CdTe:Sc проведено дослідження вольт-амперних характеристик (ВАХ) при кімнатній температурі, розраховано та експериментально визначено висоту потенціального бар'єру  $e\phi_k$ , визначені механізми проходження струму крізь бар'єр при прямих та зворотних зміщеннях.

Встановлено, що ВАХ структур Cr/n-CdTe:Zn та Cr/n-CdTe:Cl, Cr/n-CdTe:Sc істотно відрізняються. При цьому значення  $\phi_k$  для першої з них ( $\phi_k = 0,67\text{В}$ ) є значно вищим за інші ( $\phi_k = 0,2\text{В}$  та  $0,27\text{В}$ , відповідно).

Згідно проаналізованих експериментальних та розрахункових даних, співвідношення між роботами виходу електрона з напівпровідника і металу визначає висоту потенціального бар'єра лише для структур Cr/n-CdTe:Cl і Cr/n-CdTe:Sc (див. табл). Розрахунок величини  $e\phi_k$  проводили на основі енергетичних параметрів напівпровідника (спорідненості до електрона  $\chi = 4,28$  eВ і розрахованого на основі експериментально визначеної концентрації носіїв заряду положення рівня Фермі), а також термодинамічної роботи виходу електронів з металу  $\Phi_{Cr} = 4,58$  eВ.

Для зразків Cr/n-CdTe:Zn величина  $e\phi_k$  (0,67 eВ) значно більша за розраховану ( $e\phi_k = 0,14$  eВ). Найімовірніше, така розбіжність є результатом впливу на формування та властивості контакту поверхневих енергетичних станів. Останнє підтверджується тим, що домінуючим механізмом струмоперенесення при прямому зміщенні у досліджуваних структурах є рекомбінація через поверхневі центри. Оцінене значення їх концентрації становить  $3,0 \cdot 10^{13} \text{см}^{-2} \text{eВ}^{-1}$  і добре узгоджується з літературними даними для поверхні CdTe, травленої у метанолі бром.

Оскільки умови створення структур були ідентичними, можна допустити, що встановлені відмінності між електричними властивостями контактів Cr/n-CdTe:Zn і Cr/n-CdTe:Cl, Cr/n-CdTe:Sc зумовлені різним співвідношенням між концентрацією поверхневих енергетичних станів та концентрацією електронів у напівпровіднику.

Узагальнюючи експериментальні і розрахункові дані результатів дослідження структур Cr/n-CdTe, виготовлених методом термічного випаровування у вакуумі, можна зробити висновок, що оптимальні значення концентрації електронів у кристалах n-CdTe повинні бути меншими

$n < 9,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При більших значеннях  $n$  формуються енергетичні бар'єри з низькими значеннями контактної різниці потенціалів.

### **The base parameters influence on electric properties of Cr/n-CdTe surface – barrier structures**

Ilyashchuk M.I., Orletsky I.G., Ulyanytsky K.S., Parfenyk O.A.

*Yurij Fed'kovych National University, Chernivtsi, Ukraine*

The electric properties of Cr/n-CdTe surface – barrier diodes were investigated at different electron concentrations in base region. The structures efficiency has been evaluated as a function of electron concentration  $n$  taking into account the surface states influence.

### **Выращивание углеродных нанотрубок на различных подложках методом CVD**

Карпович В.Б.<sup>1</sup>, Комаров Ф.Ф.<sup>1</sup>, Кожевко А.Н.<sup>2</sup>, Власукова Л.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Лаборатория элионики НИИ ПФП им. А.Н. Севченко БГУ, Минск, Беларусь*

<sup>2</sup>*Беларусский государственный университет, Минск, Беларусь*

На различных подложках были выращены углеродные нанотрубки методом термического разложения ацетилена при атмосферном давлении. Процесс проводился при температуре 800°C, время синтеза составляло 10 и 30 минут, в качестве газа-носителя использовался аргон. Нанотрубки выращивались на поверхности кварца, как с чистой поверхностью, так и в сочетании с химически осажденным оксидом железа, а также на монокристаллическом кремнии с различными катализаторами (никель, оксид железа). Для исследования полученных углеродных нанотрубок применялся метод сканирующей электронной микроскопии. Полученные изображения позволяют судить, что наличие на поверхности кварца катализатора увеличивает скорость образования УНТ, и уменьшает влияние концентрации ацетилена. При отсутствии катализатора отмечается влияние длительности процесса синтеза на диаметр образующихся нанотрубок. При использовании кремния, на поверхности которого находится слой оксида, без дополнительных катализаторов не происходит образования УНТ. Нанесение на эти подложки катализатора позволяет создавать на поверхности образцов массивы нанотрубок, достаточно однородных по диаметру и длине, хотя отдельные УНТ достигают большой длины (10 – 100 мкм) и имеют диаметр 500 – 1000 нм.

### **Synthesis of Carbon Nanotubes on Different Substrates by CVD Method**

Carbon nanotubes were synthesized on different substrates by thermal decomposition of acetylene in atmospheric pressure. Argon was used as carrier gas and nickel and iron oxide were deposited on substrate surfaces as catalysts.

The images of nanotube arrays were obtained by scanning electron microscopy. A role of catalyst effects as well as regimes of the synthesis are discussed.

### **Электрофизические свойства бумаги из УНТ, а также ее взаимодействие с электромагнитным излучением**

Карпович В.Б.<sup>1</sup>, Комаров Ф.Ф.<sup>1</sup>, Мильчанин О.В.<sup>1</sup>, Родионова В.Н.<sup>2</sup>,  
 Стельмах В.Ф.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория элионики НИИ ПФП им. А.Н. Севченко БГУ, Минск, Беларусь

<sup>2</sup>НИИ ЯП БГУ, Минск,

<sup>3</sup>Кафедра физики полупроводников и наноэлектроники БГУ, Минск, Беларусь

При осаждении углеродных нанотрубок, диспергированных в растворителе и пропущенных через фильтр, сформирован новый материалбумага из УНТ. Измерения проводимости показывают, что перенос заряда в бумаге осуществляется преимущественно трубками с металлическим типом проводимости. Наблюдаются отклонения от линейности, по-видимому, обусловленные наличием загрязнений и частиц катализатора, что создает потенциальный барьер между некоторыми УНТ. При термическом отжиге загрязнения возгоняются, и между всеми нанотрубками устанавливается омический контакт. Выявлена способность бумаги из УНТ пропускать большой по величине электрический ток.

Исследование характеристик поглощения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона выявило значительное ослабление интенсивности при прохождении через бумагу из УНТ. Данный факт очень интересен при учете малой толщины материала, так как эффективные тонкие радиопоглощающие покрытия востребованы во многих областях, например, для уменьшения отраженного от самолета сигнала радара, создания фильтра электромагнитного излучения и т.д. Измерения проводились в трех- и восьмимиллиметровом диапазонах в различных режимах. Ослабление на разных участках составило 30–40 дБ.

### **Electrophysical Properties and Shielding of Carbon Nanotube Paper**

Thin films, made of single-wall carbon nanotubes, were prepared for electromagnetic shielding material. The measurements of electrical conductivity, carrier concentration and its mobility as well as the microwave absorbing were carried out. The results shown that this paper possesses the resonance characteristics under microwave irradiation.

## Особливості фізичних властивостей гетероструктур з тонким квазішаром на границі розділу GaSe/InSe

Клето Г.І., Воробець М.О.

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна*

Гетеропереходи на базі сполук з шаруватою кристалічною структурою GaSe та InSe, виготовлені приведенням поверхонь двох напівпровідників у прямий оптичний контакт [1], володіють привабливими характеристиками для перетворення сонячної енергії та використання в системах оптоелектроніки [2, 3]. Гетерокontakt GaSe/InSe є структурою напівпровідник–діелектрик–напівпровідник, де шар атомів кисню, адсорбованих з атмосфери, діє як діелектричний прошарок [4]. Цей квазішар є нерівноважним станом з дуже довгим часом релаксації.

У даній роботі досліджені характеристики бар'єрних фоточутливих структур на основі оптичного контакту *p*-GaSe/*n*-InSe з тонким квазішаром на границі розділу. Зміни електричних та фотоелектричних параметрів обговорюються з точки зору модифікації границі розділу.

Як свідчать наші дослідження при  $T=300$  К, значення параметрів з вольт-амперних характеристик (ВАХ) гетероконтакту *p*-GaSe/*n*-InSe є наступними: контактна різниця потенціалів  $\phi_0=0.5$  еВ, коефіцієнт досконалості бар'єра  $n=1.6$ , прямий струм насичення  $I_0=1.2 \times 10^{-11}$  А для вихідного зразка, та  $\phi_0=0.97$  еВ,  $n=1.9$ ,  $I_0=1.1 \times 10^{-10}$  А при механічному стисканні гетеро структури в напрямку перпендикулярному площині локалізації бар'єра. Викривлення до низу ділянок ВАХ в напівлогарифмічному масштабі при достатній величині прикладеної електричної напруги є наслідком великого електричного опору базових напівпровідників.

Одержані значення  $\phi_0$  та  $n$  свідчать, що діодна фоточутлива структура *p*-GaSe/*n*-InSe не підпорядковується ідеальній моделі для різких гетеропереходів [5]. Після механічного стискування гетероструктури величина бар'єра зростає приблизно вдвічі. Крім того, величина зворотного струму при механічному стискуванні зразка більша, порівняно з вихідним зразком. Усе це може бути пояснено при врахуванні тунельно прозорого діелектричного шару між контактуючими поверхнями напівпровідників, яких з'являється в результаті адсорбції сторонніх газів з оточуючої атмосфери при виготовленні гетероструктури. Механічне стискування може спричиняти зменшення товщини та площі проміжного квазішару, що має вплив на електричні властивості гетероструктури *p*-GaSe/*n*-InSe. Це може бути причиною зростання квантової ефективності під дією механічного тиску в діапазоні від 0 до 100 кПа. Також нам вдалося виявити зменшення відносної квантової ефективності при енергіях фотонів більших ширини забороненої зони GaSe ( $E_g=2$  еВ) при збільшенні



тиску до  $P > 60$  кПа. Ми припускаємо, що це є наслідком появи дефектів в об'ємі базових напівпровідників та розсіювання носіїв заряду. На зареєстрованих Х-променями дифракційних картинках зразків, підданих статичному тиску, знайдено розширення напівширини дифракційних відбивань, що вказує на збільшення густини дефектів у кристалічній структурі шаруватих селенідів індію та галію.

Провівши порівняльний аналіз вольт-амперних та вольт-фарадних характеристик, а також спектрів відносної квантової ефективності, ми зробили висновок про можливість керованої зміни електрофізичних параметрів гетероструктур  $p$ -GaSe/ $n$ -InSe та урізноманітнити використання їх у пристроях електроніки.

1. Бакуменко В.Л., Ковалюк З.Д., Курбатов Л.Н., Тагаев В.Г., Чишко В.Ф. Исследование гетеропереходов InSe–GaSe, приготовленных посадкой на оптический контакт. I. Электрические характеристики неосвещенных переходов // ФТТ – 1980. – Т.14, №6. – С.1115-1119.
2. Segura A., Chevy A., Guesdon J.P., Besson J.M. Photovoltaic efficiency of InSe solar cells // Solar Energy Materials – 1980. – V.2. – P.159-165.
3. Shigetomi S., Ikari T. Electrical and photovoltaic properties of Cu-doped  $p$ -GaSe/ $n$ -InSe heterojunction // J. Appl. Phys. – 2000. – V.88, №3. – P.1520-1524.
4. Драпак С.І., Ковалюк З.Д. Самоорганізація границі розділу гетеропереходів  $p$ -GaSe– $n$ -InSe, виготовлених методом посадки на оптичний контакт, в процесі довготривалого зберігання // Фізика і хімія твердого тіла – 2005. – Т.6, №2. – С.230-234.
5. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник. – М.: Мир. – 1975. – 432 с.

### **Particularities of Physical Properties of the Heterostructures with Thin Quasilinear in the GaSe/InSe Interface**

Kleto G.I., Vorobets M.O.

*Chernivtsi Yuriy Fed'kovich National University, Chernivtsi, Ukraine*

Barrier characteristics of the photosensitive structures based onto  $p$ -GaSe/ $n$ -InSe optical contact with thin quasilinear in the interface were investigated. It is determined that the uniaxial compression can give rise to modification of interface layer that can affect the electrophysical properties.

## Вплив УФ- та $\gamma$ -опромінення на оптичні властивості алмазоподібних вуглецевих плівок

Клюй М.І.<sup>1</sup>, Литовченко В.Г.<sup>1</sup>, Лук'янов А.М.<sup>1</sup>,  
Данильченко Б.О.<sup>2</sup>, Клюй А.М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут фізики НАН України, м. Київ, Україна

<sup>3</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна

Перспективність алмазоподібних вуглецевих плівок (АВП) для застосування в якості захисних і просвітлюючих покриттів не викликає сумнівів. Зокрема, було показано, що завдяки осадженню АВП коефіцієнт корисної дії кремнієвих сонячних елементів може бути збільшений майже в 1,45 рази [1]. Подальше застосування АВП в екстремальних умовах потребує дослідження впливу різних активних впливів на їх характеристики. Зокрема при застосуванні АВП в якості захисних і просвітлюючих покриттів для сонячних елементів важливо дослідити вплив ультрафіолетового та  $\gamma$ -опромінення на їх властивості.

Алмазоподібні вуглецеві плівки а-С:N:N отримувались методом плазмово-стимульованого осадження з газової фази (PE-CVD) з газової суміші, що містила 20-45% азоту, аргон, водень та метан. Плівки були опромінені концентрованим та неконцентрованим ультрафіолетом впродовж 2 годин з використанням ртутної лампи ДРШ-250. Серія зразків була піддана  $\gamma$ -опроміненню з дозою до  $10^6$  рад.

Досліджувалось пропускання отриманих зразків у видимому (300-800 нм) та ІЧ (400-4000  $\text{cm}^{-1}$ ) діапазонах, а для зразка, отриманого при 20% вмісті азоту в газовій суміші додатково досліджувались спектри комбінаційного розсіювання світла (КРС). За отриманими даними було визначено оптичну ширину забороненої зони.

Опромінення УФ світлом приводить до значного збільшення оптичної ширини забороненої зони алмазоподібних вуглецевих плівок. При цьому збільшення оптичної ширини забороненої зони після опромінення концентрованим УФ світлом є меншим, ніж після опромінення неконцентрованим, що, ймовірно, пов'язано з додатковим тепловим впливом концентрованого опромінення.

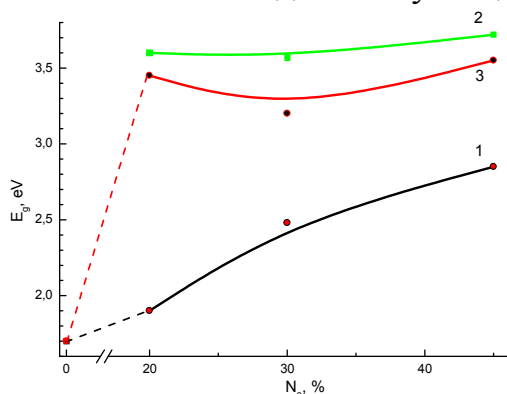
Вимірювання ІЧ пропускання плівок після  $\gamma$ -опромінення показало, що опромінення призводить до збільшення пропускання в цілому, появи піків, що відповідають зв'язкам з киснем. При цьому найменший вплив спостерігався для плівок, вирощених з газової суміші з  $\text{N}_2=45\%$ .

В той же час спектри пропускання плівок з більшою кількістю азоту демонструють більшу радіаційну стійкість (рис.2).

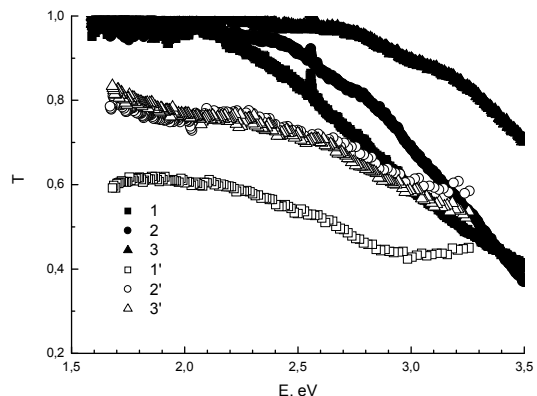
Механізм впливу УФ та  $\gamma$ -променів пов'язаний з вбудовуванням кисню повітря в алмазоподібну плівку. Під час опромінення відбувається

активація кисню, який дифундує в плівку і утворює зв'язки з вуглецем, воднем та/або азотом, які є в складі плівки, що в цілому збільшує оптичну ширину забороненої зони.

Таким чином, отримані результати свідчать про високу радіаційну стійкість алмазоподібних вуглецевих плівок.



**Рис. 1.** Залежності оптичної ширини забороненої зони АПВ плівок від вмісту азоту в робочій суміші газів: 1 – вихідні зразки; 2 – після опромінення ультрафіолетом впродовж 2х годин; 3 – після опромінення концентрованим ультрафіолетом впродовж 2-х годин.



**Рис. 2.** Пропускання до (1-3) та після  $\gamma$ -опромінення (1'-3') зразків АПВ плівок, вирощених з суміші, що містить: 1 – 20%  $N_2$ ; 2 – 30%  $N_2$ ; 3 – 45%  $N_2$ .

1. Klyui N.I., Litovchenko V.G., Rozhin A.G., Dikusha V.N., Kittler M., Seifert W., Silicon solar cells with antireflection diamond-like carbon and silicon carbide films// Solar Energy Materials & Solar Cells. – 2002. – 72.- P. 597-603.

### **Influence of UV and Gamma Irradiation Onto the Optical Properties of Diamond-Like Carbon Films**

Klyui N.I.<sup>1</sup>, Litovchenko V.G.<sup>1</sup>, Lukyanov A.N.<sup>1</sup>,  
Danilchenko B.O.<sup>2</sup>, Klyui A.N.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics of NAS Ukraine, Kiev, Ukraine

<sup>2</sup>Institute of Physics of NAS Ukraine, Kiev, Ukraine

<sup>3</sup>Taras Shevchenko Kyiv National University, Kiev, Ukraine

Diamond-like carbon (DLC) films doped by nitrogen were irradiated by ultraviolet and gamma quants. Transparency in visible and IR range and Raman spectra were measured. It has been shown that optical bandgaps of DLC films were increased after irradiation. It was connected with oxygen incorporation into the DLC films. The films with greater amount of nitrogen show better irradiation resistance.

## Вплив відпалу на кристалічну структуру плівок залізо-ітрієвого гранату, імплантованих важкими іонами

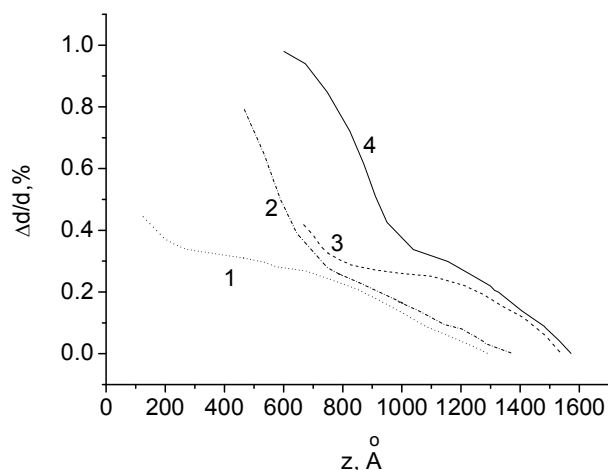
Остафійчук Б.К., Кравець В.І., Ключока С.Я., Яремій І.П.

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

Одним з можливих способів зміни структурних, і відповідно магнітних, параметрів приповерхневих шарів епітаксійних ферит-гранатових плівок є їх іонна імплантація. Важливою практичною задачею для розробки фізичних основ науково обґрунтованого управління структурними і магнітними властивостями плівок та прогнозування їх поведінки в процесі експлуатації є встановлення закономірностей формування структури приповерхневої зони плівки в процесі іонного опромінення. Метою даної роботи було дослідження кристалічної структури модифікованих іонами  $As^+$  та постімплантаційним відпалом приповерхневих шарів плівок залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ).

У процесі дослідження було встановлено, що при імплантації плівок ЗІГ іонами миш'яку проявляється циклічний характер модифікації приповерхневого шару. Кожний цикл складається з кількох основних етапів: зростання деформації до критичної величини; лавинна аморфізація найбільш порушеного шару порівняно великої товщини і різке зменшення максимальної деформації внаслідок релаксації напруг у перехідному шарі. Профілі деформації при імплантації іонами  $As^+$  корелюють з профілями енергетичних втрат іонів-імплантантів, а не з профілем зміщених іонів матриці, як це відбувається при імплантації легкими та середніми іонами.

В результаті відпалу відбувається відновлення структури порушеного приповерхневого шару. Механізм відновлення структури залежить від дози іонної імплантації. При відносно низьких дозах ( $< 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>), коли імплантований шар сильно розупорядкований і містить аморфні зони, розділені між собою кристалічною фазою, основну роль відіграють



**Рис. 1.** Профілі деформації для плівок ЗІГ, імплантованих іонами  $As^+$  з енергіями 90 кеВ і дозами  $6 \cdot 10^{15}$  (криві 1, 2) та  $1,5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> (криві 3, 4), до та після відпалу з врахуванням аморфізованого та розпиленого шару (2,4 – до відпалу, 1,3 – після відпалу).

дифузійні процеси по всьому об'єму порушеного шару. Аморфні зони при цьому повністю рекристалізуються.

Після відпалу плівки, імплантованої дозою  $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , на кривих дифракційного відбивання з'являється додатковий пік, що свідчить про часткове відновлення кристалічної структури. Максимальна деформація зменшується до 0,4 %, а з порівняння профілів деформації до і після відпалу (рис. 1) можна зробити висновок, що відбувається рекристалізація всього аморфізованого шару, товщина якого складає  $\sim 350 \text{ \AA}$ .

Постімплантаційний відпал навіть при температурі  $950^\circ\text{C}$  не приводить до повного відновлення кристалічної структури приповерхневого шару.

### **The annealing Influence on Crystalline Structure Ferrite-Garnet Films Implanted by Heavy Ions**

Ostafiychuk B.K., Kravets V.I., Klyuka S.Y., Yaremiy I.P.

*Vasyl Stefanyk Precarpathion National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The influence  $\text{As}^+$ -ions implantation and post-implantation annealing on the crystalline structure of YIG films is investigated. As shown, the crystalline structure transformation of ion-implanted layers occurs by various mechanisms at different irradiation doses.

### **Тривимірні елементи мікросистем на основі базового матричного кристала зі структурою «кремній-на-ізоляторі»**

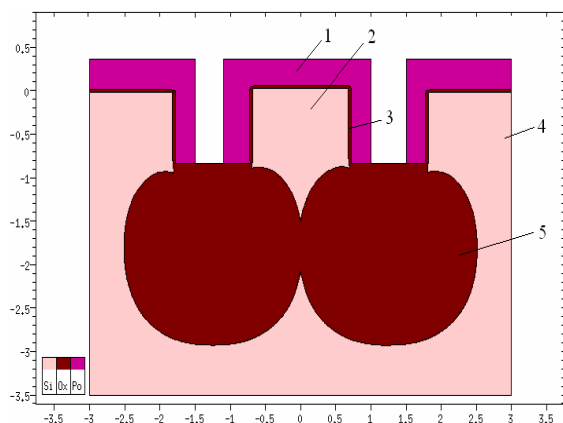
Когут І.Т.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Перспективним матеріалом для створення інтегрованих мікросистем-на-кристалі, які можуть об'єднувати в своєму складі як цифрові, аналогові блоки для обробки інформації, так і сенсорні та актюаторні елементи є структури кремній-на-ізоляторі (КНІ)[1]. Традиційно для цієї мети використовують суцільні по всій поверхні пластини КНІ-плівки, які виготовлять за технологіями (SIMOX, ELTRAN, SmartCut, Unibond). Проте, з точки зору конструювання елементної бази мікросистем-на-кристалі, суттєво кращі можливості відкриваються з використанням вихідних тривимірних КНІ- архітектур.

Було розроблено і проведено комп'ютерне моделювання технології формування локальних тривимірних КНІ-структур, отримані режими і параметри процесів їх виготовлення з використанням базових промислових КМОН-технологічних процесів: фотолітографії, селективного плазмохімічного ізотропного та анізотропного травлень, маскування, локального окислення, створення під поверхнею пластини

герметизованих порожнин і мікроканалів. Базова приладна КНІ МОН-структура, яку формують в результаті запропонованої технології зображена на рис.1. [2]



**Рис. 1.** Локальна тривимірна транзисторна КНІ-структура : 1 – полікремнієвий затвор, 2 – локальна тривимірна КНІ-структура, яка утворює каналну область транзистора, 3 – підзатворний діелектрик, 4 – кремнієва пластина КДБ-40 з кристалографічною орієнтацією поверхні (100), 5 – області локального термічно-окисленого кремнію

На основі цієї базової технології розроблені і досліджені характеристики елементів приладних структур для використання в спеціалізованому базовому матричному кристалі (БМК), зокрема КНІ-ключовий елемент на основі діодів Шоттки з тривимірною архітектурою [3], тривимірні контакти до стік-витоків областей КНІ МОН-транзисторів та міжшарових з'єднань [4], чутливий елемент акселерометра, технологія формування герметизованих мікропорожнин та каналів під поверхнею пластини, яка інтегрується із базовою, автоемісійні кремнієві мікрокатоди зі схемами керування на основі КНІ МОН-транзисторів [5].

Особливістю архітектури спеціалізованого КНІ КМОН БМК для мікросистемних використань на основі тривимірних КНІ-структур є те, що від центру до периферії послідовно розміщені сенсорні елементи, елементи зв'язку, аналогові елементи, цифрові елементи і вихідні формувачі сигналів. Розроблена базова комірка БМК складається із діелектрично-ізольованих 3-х р- і 3-х n- канальних та 1-го р- і 1-го n-канального КНІ МОН-транзисторів, які симетрично мультипліковані в полі матриці КНІ БМК. Така конфігурація і топологія дозволяють з високою ефективністю використання площі, проектувати як цифрові, так і аналогові схеми для обробки інформації від сенсорних елементів. При цьому симетричність топології базової комірки БМК, дозволяє досягти оптимальної узгодженості, що є важливою умовою проектування аналогових бібліотечних елементів. На основі такого БМК, за аналогією з ІС, можуть бути в короткі терміни спроектовані різні типи мікросистем і створені їх серії.

1. J. P. Colinge, Silicon-On-Insulator Technology: Materials to VLSI, Kluwer Academic Publishers, – 1997.

2. Патент на корисну модель № 34277 UA. Спосіб формування локальних тривимірних КНІ-структур. Когут І.Т., Голота В.І., Дружинін А.О., Сапон С.В. Опубл. 27.10.08, Бюл. № 20. 2008. 14 с.
3. Патент на корисну модель № 29698 UA. Ключовий елемент на діодах Шотткі зі структурою «кремній-на-ізоляторі». Когут І.Т., Голота В.І., Дружинін А.О. Опубл. 25.01.2008, Бюл. № 2. 2008. 10 с.
4. Патент на корисну модель № 29701 UA. Контакт в інтегральних приладах зі структурою «кремній-на-ізоляторі». Когут І.Т., Голота В.І., Дружинін А.О. Опубл. 25.01.2008, Бюл. № 2. 2008. 10 с.
5. Druzhynin, V. Holota, I. Kohut, S. Sapon and Y. Khoverko. The Device-Technological Simulation of the Field-Emission Micro-Cathodes Based on Three-Dimensional SOI-Structures // Electrochemical Society Trans. – 2008. – Vol. 14 (1). – P. 569.

**Three-Dimensional Elements of Microsystem on the Basis of Base Matrix Crystal with a Structure the «silicium on insulator»**

Kogut I.T.

*Vasyl Stepanyuk Precarpatian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

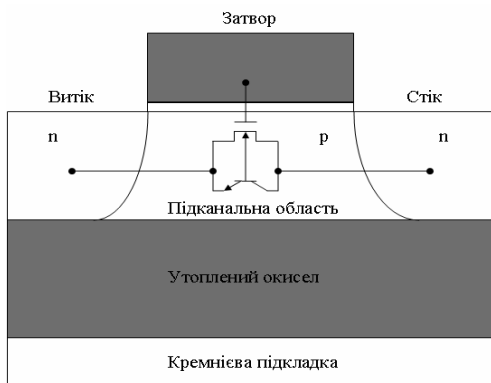
In this paper the investigated results of developed device elements on the base of the local 3D SOI-structures and their using for creation a special (for microsystem applications) SOI CMOS matrix gate arrays are showed. Such 3D SOI elements can be used for development as well as digital library elements, analog elements and sensitive elements and their monolithic integration.

**Використання біполярного ефекту при подвійному управлінні в матричних КМОН КНІ приладних структурах**

Когут І.Т., Довгий В.В.

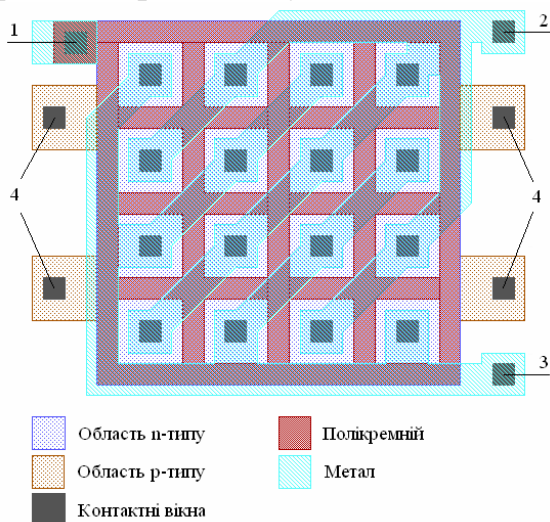
*Прикарпатський національний університет імені В. Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

При побудові елементів інтегральних схем та мікросистемних пристроїв на основі КМОН КНІ-структур важливим є врахування паразитного біполярного ефекту, який присутній, як правило, в n - канальних КНІ МОН- транзисторах, що погіршує їх параметри і проявляються як сплески струму на вихідних ВАХ транзистора. Поперечний перетин такої структури і її електрична схема зображені на рис. 1.



**Рис. 1.** Поперечний перетин КНІ МОН структури

рішення. Наприклад, в роботах [1,2] було досліджено розроблений матричний КНІ МОН- транзистор зі з'єднаною під каналною областю до заземленої підкладки і одночасним її використанням, як зародкової області при лазерній рекристалізації полікремнієвого шару у вихідній КНІ структурі. Розроблені інші типи КНІ МОН транзисторів, в яких підключення до підканальної області можливе шляхом використання оригінальних топологій приладів, що дозволяє керувати як «кінк» - ефектом, так і одночасно використовувати паразитний біполярний транзистор для покращення параметрів основного. Використання таких підходів було продемонстровано в [3] на прикладі вихідних каскадів КМОН КНІ інтегральних схем (ІС). Аналогічні схмотехнічні і оригінальні топологічні розробки, в яких були використані матричні конфігурації транзисторів[1], були виконані авторами. На рис.2. зображено фрагмент



**Рис. 2.** Топологія КНІ n-МОН-транзистора з можливостями подвійного керування: 1 – контакт до затвору; 2 – області стоку; 3 – області виток; 4 – контакти p-типу до під каналних областей.

Причиною цього ефекту є накопичення позитивних зарядів в підканальній області транзистора для відносно товстих (0,3 – 0,5 мкм) КНІ плівок з частково збідненим режимом роботи транзистора. Для нейтралізації цього впливу необхідно використовувати спеціальні схмотехнічні і конструктивно-технологічні

рішення. Наприклад, в роботах [1,2] було досліджено розроблений матричний КНІ МОН- транзистор зі з'єднаною під каналною областю до заземленої підкладки і одночасним її використанням, як зародкової області при лазерній рекристалізації полікремнієвого шару у вихідній КНІ структурі. Розроблені інші типи КНІ МОН транзисторів, в яких підключення до підканальної області можливе шляхом використання оригінальних топологій приладів, що дозволяє керувати як «кінк» - ефектом, так і одночасно використовувати паразитний біполярний транзистор для покращення параметрів основного. Використання таких підходів було продемонстровано в [3] на прикладі вихідних каскадів КМОН КНІ інтегральних схем (ІС). Аналогічні схмотехнічні і оригінальні топологічні розробки, в яких були використані матричні конфігурації транзисторів[1], були виконані авторами. На рис.2. зображено фрагмент топології матричного n-канального КНІ МОН-транзистора з можливостями керування як зі сторони матричного затвору, так і через топологічне підключення до підканальних областей транзистора.

Результати моделювання розроблених експериментальних вихідних каскадів на основі запропонованих матричних КНІ МОН-транзисторів з подвійним керуванням показують, що їх швидкодія приблизно в 4 рази є більшою, при цьому власна споживана потужність зменшується приблизно на 35%. Отже, використання управління в КМОН КНІ приладних структурах,



як зі сторони затвору, так і під каналної області (бази паразитного біполярного транзистора) відкриває додаткові можливості в конструюванні швидкодіючих елементів ІС з покращеними часовими та енергетичними характеристиками.

1. Патент Российской Федерации №2042948 от 15.05.94. Бюл. №9. Матрицы КНИ МОН транзисторов. Дружинин А. А., Кеньо Г. В., Когут И. Т., и др.
2. А. А. Дружинин, И. Т. Когут, Г. В. Кеньо. “Особенности КНИ МОН-транзисторов с матричной конфигурацией элементов” // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. Выпуск 28, – 1994, – с. 71-74.
3. T. Akino, K. Matsuura, A. Yasunaga, “A high-speed domino CMOS full adder driven by a new unified-BiCMOS inverter,” in Proceedings of ISCAS2005, May 2005, 452-455 ст.

### **Using of Bipolar Effect for Double Control of the CMOS SOI Gate Arrays Device Structures**

Kogut I.T., Dovhy V.V.

*Vasyl Stepanyk Precarpatian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

In this paper investigated and shown on the example of output signal amplifier SOI CMOS, that using a simultaneous double control in SOI structures of MOS -transistors with gate arrays configuration, it is possible substantially to improve electric and frequency characteristics of device elements.

### **Вивчення процесів конденсації тонких нітридних шарів та їх властивості**

Котлярчук Б.К.<sup>1</sup>, Попович Д.І.<sup>1,2</sup>, Середницький А.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Інститут прикладних проблем механіки і математики імені Я.С. Підстригача  
Львів, Україна,*

<sup>2</sup>*НУ “Львівська політехніка”, Львів, Україна*

Проведено математичне моделювання та експериментальні дослідження процесів росту тонких шарів нітридних люмінофорів з лазерної ерозійної плазми. Одержані залежності швидкості росту плівки, як від температури підкладки так і - співвідношення густин потоків атомів в діапазоні температур 300-1000°C. Отримані залежності добре узгоджуються з експериментальними даними. Розроблено лабораторні лазерну та лазерно-магнетронну технології синтезу нітридних тонких шарів  $AlN$ ,  $AlN:Mn$ ,  $GaN$ ,  $GaN:Zn$ ,  $MgSiN_2:Ti$ . Вивчені спектральні та кінетичні характеристики паро-плазмового факелу в проміжку мішень-підкладка при лазерному випаруванні в азотному середовищі.

Встановлено, що оптимальним для напылення тонких шарів нітридних люмінофорів є такий режим, коли підкладка знаходиться в зоні дотику лазерного паро-плазмового факелу, а температура підкладки, тиск азоту в камері і частота слідування лазерних імпульсів забезпечують як достатнє нітрування мішені, так і взаємодію атомів азоту з конденсатом за час між двома лазерними імпульсами. При лазерно-магнетронному методі одержання тонких шарів основними технологічними факторами, які визначають властивості конденсату є густина енергії лазерного імпульсу, температура підкладки, тиск азоту в реакційній камері, відстань мішень-підкладка та потужність паро-плазмового розряду. Проведені числові розрахунки та експериментальні дослідження температурних напружень у тришаровій системі  $GaN-AlN-Al_2O_3$ . Встановлено, що конденсовані на підкладках шари  $AlN$ ,  $AlN:Mn$  як лазерним, так і лазерно-магнетронним методами перебували у напружено-деформованому стані стиску. З ростом температури конденсації і зменшенням товщини шару напруження в заданій системі зростали, досягаючи величини  $\sim 10^9$  дин/см<sup>2</sup> ( $h=0,1$  мкм,  $T_{\text{п}}=670$  °С). Додаткова обробка плівок лазерним імпульсами допорогової густини енергії ( $q \approx 0,3$  Дж/см<sup>2</sup>,  $h \sim 0,1$  мкм) з боку підкладки  $Al_2O_3$  сприяла частковому (майже на порядок) зменшенню рівня механічних напружень. Досліджено особливості фотопровідності тонких плівок нітриду галію. Для високоомної плівки  $GaN$  спостерігається максимум фотопровідності в області довжин хвиль 380 нм, а для легованого  $GaN:Zn$  має місце широка смуга фотопровідності в домішковій та власнодефектній областях спектру з максимумом 540 нм. Встановлено, що шляхом лазерного відпалу нітридних люмінофорних шарів  $GaN:Cr$ ,  $GaN:Zn$ ,  $AlN:Mn$  можна змінювати у певних межах не тільки величину яскравості їх катодолюмінісценції, але й проводити зміни у спектрах випромінювання шляхом дії на активаційні центри.

### Study of Condensation Processes and Properties of Nitride Thin Films

Kotlyarchuk B.K.<sup>1</sup>, Popovych D.I.<sup>1,2</sup>, Serednytski A.S.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Applied Problems of Mechanics and Mathematics NASU,  
Lviv, Ukraine*

<sup>2</sup>*National University "Lvivska Polytechnika", Lviv, Ukraine*

Mathematical modeling and experimental research of growth processes of nitride thin films from laser plume is spent. Structural, mechanical and optical properties of condensed nitride thin films are studied.

## Суперпарамагнітний $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ : синтез та властивості

Коцюбинський В.О.<sup>1</sup>, Мокляк В.В.<sup>2</sup>, Челядин В.Л.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

<sup>2</sup>Спільна науково-дослідна лабораторія фізики магнітних плівок Інституту  
Металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України і Прикарпатського національного  
університету імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна

Наночастинки  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  синтезовано рідкофазним методом: приготування колоїдного розчину  $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O} / \text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7 \cdot \text{H}_2\text{O}$  крапельним методом ( $50^\circ\text{C}$ , 2 год.) за умови рівності молярних співвідношень між прекурсорами з наступним висушуванням ( $60^\circ\text{C}$ , 15 діб) на повітрі; отриманий гель прожарювався при  $T = 100, 150, 200, 250, 300^\circ\text{C}$  протягом 1 год. Матеріал досліджувався методами рентгенофазового аналізу (РФА), месбауерівської спектроскопії (МС) та скануючої електронної мікроскопії (СЕМ).

Згідно з даними РФА, отримані матеріали після відпалу при  $100$  та  $150^\circ\text{C}$  є рентгеноаморфними, тоді як після відпалу при  $200$  та  $300^\circ\text{C}$  домінуючою фазою є дрібнодисперсний  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ; сталі ґраток рентгенокристалічних фаз  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  змінюються в межах похибки, усереднене значення  $a = 0,83388 \pm 0,00015$  нм. На дифрактограмах матеріалів, отриманих в результаті відпалу при  $T = 200, 250, 300^\circ\text{C}$  спостерігається гало в області кутів  $10\text{-}20^\circ$ , що передбачає наявність в зразках ретгеноаморфної складової. Середній розмір блока когерентного розсіювання (ОКР), який відповідає розміру окремої частинки матеріалу, після відпалу при  $200^\circ\text{C}$  становить  $5 \pm 1$  нм, після відпалу при  $250$  та  $300^\circ\text{C}$  –  $6 \pm 1$  нм.

СЕМ дослідження, проведені за допомогою скануючого електронного мікроскопа JSM-6490 LV JEOL показали пористу мікроструктуру зразків, яка є результатом виділення продуктів розкладу цитрату заліза в процесі старіння-сушки гелю та наступного відпалу.

В ході аналізу МС-спектрів встановлено, що відпал при  $100^\circ\text{C}$  не викликає суттєвих змін в кристалічній та магнітній мікроструктурі вихідного зразка. Відпал при  $150^\circ\text{C}$  викликає зростання значень як  $\delta$  та  $\Delta$ , причому МС-спектр є суперпозицією трьох дублетних компонент (ДК). Дві ДК, які формують центральний дублет, відповідають іонам заліза, що перебувають в високоспіновому стані «+3» в тетраедричній координації. Третя ДК з  $\delta = 1,37$  мм/с та  $\Delta = 2,19$  мм/с формується в результаті резонансного поглинання ядрами іонів  $\text{Fe}^{2+}$  для яких тип координації ближнього оточення не визначений. Магнітовпорядкована складова спектру, яка з'являється після відпалу при  $200$  та  $250^\circ\text{C}$  і становить  $35,6$  та  $44,1\%$ , відповідає укрупненню частинок матеріалу при збільшенні температури термообробки. Парамагнітна складова спектрів продовжує

містити дві ДК, причому спостерігається тенденція до зниження параметрів  $\delta$  та  $\Delta$ , що пов'язано з збільшенням розмірів частинок, зниженням лапласівського тиску на їх поверхню та збільшенням ступеня ковалентності хімічного зв'язку Fe-O. Характерною особливістю зразків, відпалених при 200 та 250°C є наявність уширеної ( $\omega \approx 4$  мм/с) ДК з близьким до нуля  $\Delta$ . Ця ДК може розглядатися як «перехідна ланка» між магнітовпорядкованим та суперпарамагнітним станами частинки за умови наявності сильної дипольної взаємодії між частинками наносистеми – явище суперферромагнетизму. У зразку відпаленому при 300°C складова з  $\Delta=0$  відсутня, магнітовпорядкована частина не перевищує 20% інтегральної інтенсивності, при збереженні двохкомпонентної композиції центрального дублету з значеннями  $\delta$  та  $\Delta$  близькими до параметрів ДК для зразків відпалених при 200 та 250°C. Збільшення тривалості відпалу при 250°C з 1 до 3 год. викликає повне зникнення магнітовпорядкованих компонент МС-спектрів. Відповідно до даних РФА даний матеріал є повністю рентгеноаморфним; спостерігаються тільки мотиви  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Співставляючи експериментальні дані, можна побудувати таку якісну модель. В результаті термічного розкладу вихідного гелю утворюються рентгеноаморфні зародки фази  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, які при  $T = 200^\circ\text{C}$  частково кристалізуються; розкид частинок за розмірами зумовлює співіснування частинок в магнітовпорядкованому та суперпарамагнітному станах. Нанорозмірність частинок  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> зумовлюється руйнуванням частинок гелю продуктами розкладу C<sub>6</sub>H<sub>5</sub>O<sub>7</sub>Fe·3H<sub>2</sub>O. Збільшення температури відпалу ( $T = 250, 300^\circ\text{C}$ ) викликає інтенсифікацію цих процесів, формування високопористої структури та зменшення агрегації частинок при збереженні їх середніх розмірів, що підтверджують дані СЕМ. В результаті розкладу при 250°C формується пориста структура у вигляді просторової сітки пов'язаних між собою частинок  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> різного розміру, оточена аморфізованим  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в стані парамагнетизму за наявності в порах матеріалу (відкритих та закритих) води. Розклад при 250°C протягом 3 год приводить до дегідратації матеріалу, що супроводжується руйнуванням зв'язків між частинками  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> та їх фрагментацію з формуванням аморфного парамагнітного матеріалу. Характерною особливістю системи, отриманої після відпалу в результаті при 300°C є відсутність диполь-дипольної міжчастинкової взаємодії, що проявляється в зникненні релаксаційної складової МС-спектра.

## Superparamagnetic $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ : Synthesis and Properties

Kotsyubynsky V.O.<sup>1</sup>, Mokliak V.V.<sup>2</sup>, Chelyadyn V.L.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

<sup>2</sup>*A general research laboratory of physics of magnetic tapes of G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. Ukraine and of Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Simple method of monophasе nanosized  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  synthesis is proposed and the complex investigations of obtained materials crystal and magnetic microstructures were realized.

## Вплив взаємодії з оптичними фононами на положення і форму смуг екситонних переходів

Деревянчук О.В., Крамар Н.К., Крамар В.М.

*Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича, м. Чернівці, Україна*

При теоретичному дослідженні екситон-фононої взаємодії у напівпровідниках обмежуються, переважно, розглядом основного екситонного стану, тоді як у області довгохвильової межі смуги фундаментального поглинання багатьох кристалів спостерігаються добре розділені спектральні лінії, походження яких приписується переходам у екситонні стани [1]. Енергії переходів зазвичай визначаються значенням головного квантового числа  $n$  згідно формули

$$E_n = E_g - \frac{R_{ex}}{n^2}, \quad (1)$$

де  $E_g$  – ширина забороненої зони;  $R_{ex}$  – енергія зв'язку екситона. Проте, положення екситонних піків часто виявляються зміщеними відносно визначених за формулою (1), особливо у випадку  $n = 1$ . Причини таких зміщень пов'язуються з анізотропією зонного спектра, впливом поверхонь, деформаціями, відхиленнями від тривимірної моделі екситона у сильноанізотропних і шаруватих кристалах та ін.

При розгляді екситон-фононої взаємодії у кристалах зі слабким ЕФЗ можна обмежитися однофононним наближенням [2]. Тоді для визначення енергії екситонного переходу у  $nS$ -стан з нескінченного ряду діаграм для масового оператора багаторівневої екситон-фононої системи достатньо зберегти тільки основну діаграму [3], так що він набуває вигляду функції, залежної від частоти  $\omega$  світла і квазіімпульсу екситона  $\vec{k}$ :

$$M_n(\omega, \vec{k}) = \frac{1}{N\hbar} \sum_{n', \vec{q}, s} \frac{|F_{nn's}(\vec{k}, \vec{q})|^2}{\hbar\omega - E_n(\vec{k} + \vec{q}) - \hbar\Omega_s(\vec{q}) + i\gamma}, \quad (2)$$

де

$$F_{nn's}(\vec{q}) = \sqrt{\frac{2\pi\hbar e^2 \Omega_s}{V_0 \epsilon}} \cdot \frac{1}{q} [I_{nn'}^{(h)}(\vec{q}) - I_{nn'}^{(e)}(\vec{q})]$$

– функція екситон-фононої взаємодії,

$$I_{nn'}^{(p)}(\vec{q}) = \iiint \varphi_n^*(\vec{r}) e^{i(\vec{q}_p, \vec{r})} \varphi_{n'}(\vec{r}) d^3r, \quad (3)$$

а  $\gamma$  – величина, що враховує поздовжню релаксацію екситонів [2].

Використовуючи набір ортонормованих хвильових функцій водневоподібної системи у  $nS$ -станах ( $n = 1, 2, 3$ ), нами знайдено аналітичний вигляд функцій (3), що дозволило встановити дійсні та уявні частини масових операторів  $M_n(\omega, \vec{k}) = \Delta_n(\omega, \vec{k}) - i\Gamma_n(\omega, \vec{k})$  ( $n = 1, 2, 3$ ) та побудувати відповідні функції форми смуги поглинання:

$$S_n(\omega) = \frac{\Gamma_n(\omega)}{[\hbar\omega - R_{ex}(1 - 1/n^2) - \Delta_n(\omega)]^2 + \Gamma_n^2(\omega)}. \quad (4)$$

Розрахунки, виконані на прикладі ряду напівпровідникових сполук  $A_2B_6$  та  $A_3B_5$ , показали наявність довгохвильового зміщення смуг поглинання, пов'язаного з переходами як у основний, так і у вищі екситонні стани. Різниці хвильових чисел досліджуваних переходів, визначені на основі виконаних розрахунків у вказаних кристалах, істотно відрізняються від обчислених за формулою (1), що свідчить про порушення серіальних закономірностей ліній екситонних переходів у  $1S$ -,  $2S$ - та  $3S$ -стани.

Встановлено також, що міжзонна взаємодія приводить до зростання величини зміщення екситонних максимумів та суттєвого розширення смуг поглинання порівняно з результатами розрахунків, виконаних у однозонному наближенні.

3. Г. Фэн. Фотон-электронное взаимодействие в кристаллах в отсутствие внешних полей, М.: Мир, – 1969.
4. А.С. Давыдов. Теория твердого тела, М.: Наука, – 1976.
5. М.В. Ткач. Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки і дрти. Чернівці: Вид-во ЧНУ ім. Юрія Федьковича, – 2003.

### **Influence of the Interaction With Optical Phonons on the Exciton Transition Bandwidth and Spectral Line Shape**

Derevyanchuk O.V., Kramar N.K., Kramar V.M.

*Yuriy Fed'kovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Three-level problem of excitation-phonon interaction in polar semiconductors there are examined. It is shown that the influence of the interaction with optical phonons on the exciton transition bandwidth and spectral lines shape is manifested in their longwave shift, considerable broadening, and breaking of a serial regularity.

## Управління спіновим струмом і перемикання провідності мікроконтактів $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ лазерним випромінюванням

Крупа М.М.

*Інститут магнетизму НАН України, Київ, Україна*

В даній роботі ми хочемо представити результати експериментальних досліджень перемагнічування магнітних наночарів  $TbCoFe$  у багатошарових плівках  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Al_2O_3$  і  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}/Al_2O_3$  при опроміненні їх наносекундними і пікосекундними лазерними імпульсами, а також впливу такого опромінення на величину тунельного магнітоопору в мікроконтактах  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ . Отримані результати показують, що залежно від інтенсивності, характеру поляризації й тривалості імпульсів лазерного випромінювання й від структури досліджуваних плівок вирішальну роль у перемагнічуванні магнітних наночарів  $TbCoFe$  в області дії лазерного випромінювання відіграють різні механізми. У плівках з одним магнітним шаром  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Al_2O_3$  перемагнічування шару  $TbCoFe$  крім добре відомого термомагнітного механізму може відбуватися за рахунок прямої дії магнітного поля потужних пікосекундних лазерних імпульсів із циркулярною поляризацією випромінювання.

В плівках  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}/Al_2O_3$  крім цих механізмів спостерігається також перемагнічування магнітного наночару  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  з меншою коерцитивною силою магнітним полем нерівноважних спин-поляризованих електронів, які інжектуються в цей шар з першого магнітного шару  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$  під дією фотонного тиску лазерного випромінювання.

Потужні лазерні імпульси впливають і на провідність тунельного мікроконтакту  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ . Величину магнітоопору (TMR) у таких контактах досягає досить великих значень:  $TMR=0,7$  при кімнатній температурі й  $TMR=2,4$  при температурі рідкого азоту.

Перемикання тунельного мікроконтакту в низькоомний стан наносекундними й пікосекундними лазерними імпульсами можна одержати, опромінюючи контакт  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\downarrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  як з боку шару  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ , так і з боку шаруючи  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ . Однак у першому випадку перемикання досягається й при відсутності зовнішнього магнітного поля, а при опроміненні з боку шару  $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  необхідно наявність магнітного поля порядку ста ерстед, напрямок якого збігається з напрямком намагніченості шаруючи  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ . Зворотне перемикання лазерним випромінюванням тунельного мікроконтакту  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\uparrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  у високоомний стан можна одержати

тільки при опроміненні контакту з боку шару  $Tb_{19}Co_5Fe_7$  у зовнішнім магнітному полі, спрямованому проти намагніченості магнітних шарів.

Величина зміни опору тунельного мікроконтакту  $\Delta R_1(T)$  при перемиканні лазерним випромінюванням майже вдвічі менше ніж відповідне значення  $\Delta R_H(T)$ , отримане при перемагнічуванні мікроконтакту постійним магнітним полем, однак може досягати величини  $\Delta R_1/R_1=1,5$  при кімнатній температурі й  $\Delta R_1/R_1=2$  при  $T=77$  К. Таке досить велика зміна тунельного опору тунельного мікроконтакту при переході від структури з паралельно намагніченими магнітними шарами  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\uparrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  до структури з антипаралельно намагніченими шарами  $\uparrow Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/\downarrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  досягається як за рахунок високого ступеня поляризації електронів ферромагнітних шарів  $TbCoFe$ , так і за рахунок того, що інжекції поляризованих електронів у нанослой широкозонного парамагнітного напівпровідника ( $T=85$  ДО) з більшим значенням ефективного магнітного моменту  $Pr_6O_{11}$  досить сильно впливає на його магнітний стан і спінову провідність мікроконтакту [13].

Отримані результати дозволяють також говорити про перспективу використання їх в системах управління спіновим струмом і створення на базі досліджених структур високошвидкісних оптоелектронних перемикачів і оптичних процесорів, керованих лазерним випромінюванням.

### **Control by spin current and switching of conductivity of microcontact $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ by lase radiation**

Krupa M.M.

*Institute of Magnetism NAS of Ukraine, Kiev*

Experimental researches of reversal magnetization of films  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Al_2O_3$  and  $Al_2O_3/Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}/Al_2O_3$  by lasers impulses, and also influence of such irradiation is explored on a size resistance in the contact  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ . The analysis of **got** shows results, that deciding a role in reversal magnetization of magnetic layer; in play different mechanisms, such as thermomagnetic, reverse magneto-optical effect of Faraday and transfer of magnetic moment by the polarized electrons, injected due to photonic pressure of laser radiation. At the irradiation by the lasers impulses of tunneling contact  $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$  the noticeable (in two times) change of resistance is got.



## **Навантажувальна здатність та товщини квазітвердих наноплівки з мастильних матеріалів на основі полігліколевих та мінеральних олив на металевих поверхнях**

Кузишин О.В., Сіренко Г.О.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Метою даної роботи є розрахунок товщини мастильних плівок, критеріїв гідродинамічних умов випробувань та знаходження залежності товщини мастильної плівки від температури і навантаження за результатами випробувань мінеральних та полігліколевих олив за схемою чотирикульового металічного контакту та надвисоких навантажень.

Для дослідження наноплівок, що утворюються на поверхні сталі, використали мінеральні, нафтові та полігліколеві оливи. Розраховували товщину наноплівок для таких класів полігліколевих олив: поліетиленгліколів з молекулярною масою від 200 до 6000 (марок ПЕГ-200, ПЕГ-400, ПЕГ-600, ПЕГ-1500, ПЕГ-2000, ПЕГ-4000, ПЕГ-6000); лінійних пропіленгліколів з молекулярною масою від 200 до 2000 (марок Лапрол 202, Лапрол 602, Лапрол 1002, Лапрол 2002); розгалужених пропіленгліколів на основі гліцерину з молекулярною масою від 500 до 3500 (марок Лапрол 503, Лапрол 3003, Лапрол 3503); блоккополімерів оксидів пропілену та етилену з молекулярною масою 5000 (Лапрол 5003); статистичних кополімерів оксидів етилену та пропілену з молекулярною масою від 1500 до 2500 (марок Лапрол 1502, Лапрол 2502-2-70, Orites 210 DS).

Навантажувальну здатність та протизносні властивості олив досліджували на чотирикульовій машині тертя (ЧКМТ) ХТІ-72. Для оцінки гідродинамічних ефектів використали критерій Ланкастера. Вираз для розрахунку товщини мастильних плівок знаходили через критерій гідродинамічних ефектів [1]. Знаходили залежність товщини мастильної плівки від температури та навантаження [2].

У результаті досліджень встановлено, що навантажувальна здатність полігліколевих олив залежить від молекулярної маси. Чим більша молекулярна маса, тим вище значення навантаги заїдання. Для лінійних пропіленгліколів з молекулярною масою до 2000 знос зменшується по мірі збільшення довжини ланцюга; спостерігається, також, незначне збільшення навантаги заїдання.

Мінімальний знос спостерігається при використанні олив із низькомолекулярних олігомерів і блокполімерів на основі гліцерину. Встановлено, що розгалужені пропіленгліколі на основі гліцерину дають значне збільшення навантажувальної здатності зі збільшенням молекулярної маси олігомеру.

Встановлено, що з підвищенням температури і навантаження в кульовому металічному контакті відбувається стоншення мастильної плівки, що приводить до критичного стану наноплівки мастильних олив, який завершується проривом плівки і металічним контактом на окремих ділянках поверхні. Критичне навантаження залежить від товщини наноплівки мастильної оливи на твердих поверхнях на початку тертя та при досягненні критичних контактних температур.

1. Сіренко Г.О. Зношування твердих тіл при наявності на їх поверхнях наноплівок мастильних матеріалів: оцінка гідродинамічних ефектів та розрахунок товщини плівки / Г.О. Сіренко, О.В. Кузишин // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – Т.6. – №3. – С.508-514.
2. Сіренко Г.О. Зношування твердих тіл при наявності на їх поверхнях наноплівок мастильних матеріалів: залежність товщини плівок мінеральних олив від навантаження і температури / Г.О. Сіренко, О.В. Кузишин // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – Т.7. – №3. – С.593-600.

### **Loading Capacity and Thickness of Films of Lubricating Materials on the Base of Polyglycol Oils on the Solid Surfaces**

Sirenko H.A., Kuzyshyn O.V.

*Vasyl Stefanyk' Precarpathian National University  
Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Estimations of loading capacity and thickness of films of lubricating materials on the base of polyglycol oils on the solid surfaces on loading and temperature are given.

### **Оптичні властивості тонких нанорозмірних плівок TiO<sub>2</sub>, легованих благородними металами, активних в фотокаталітичних процесах**

Куліш М.П., Дмитренко О.П.<sup>1</sup>, Буско Т.О.<sup>1</sup>,  
Заболотний М.А.<sup>1</sup>, Прилуцький Ю.І.<sup>1</sup>, Єременко А.М.<sup>2</sup>, Вітюк Н.В.<sup>2</sup>,  
Смірнова Н.П.<sup>2</sup>, Жоховець С.В.<sup>3</sup>, Шарфф П.<sup>3</sup>, Ріттер У.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут хімії поверхні НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup>Технічний університет Ільменау, Ільменау, Німеччина

Одним з перспективних методів очищення повітря та води від органічних та неорганічних забруднювачів є використання активного фотокаталізатора на основі нанорозмірного діоксиду титану в модифікації анатазу. В присутності плівок або порошків наночастинок анатазу під дією УФ випромінювання відбувається ефективна мінералізація органічних

токсичних речовин – барвників, хлорорганічних речовин, антибіотиків, тощо. Використання плівкових фотокаталізаторів є особливо зручним та вигідним, тому що не потребує додаткових витрат на фільтрування каталізатора після закінчення процесу розкладу токсичних компонентів. Легування фотоактивних плівок на основі  $\text{TiO}_2$  наночастинками благородних металів (Ag, Au) призводить до різкого зростання каталітичної активності завдяки їх впливу на процеси генерації, розділення та рекомбінації фотогенерованих носіїв заряду. Разом з тим, залежність між способом синтезу, оптичними та фотокаталітичними характеристиками нанорозмірних плівок на основі анатазу, що містять наночастинки (НЧ) Ag та Au, висвітлена в літературі недостатньо, і дані різних авторів не завжди співпадають між собою. Тому вивчення зв'язку між структурою, електронними та оптичними властивостями тонких нанорозмірних плівок  $\text{TiO}_2$ , легуваних НЧ Ag та Au, є актуальним.

В даній роботі методом спектральної еліпсометрії були досліджені оптичні властивості тонких нанорозмірних плівок  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2/\text{ZrO}_2$ ,  $\text{TiO}_2/\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ , легуваних НЧ Ag та Au. Всі зразки синтезовані з використанням золь-гель методу, шляхом контрольованого гідролізу відповідних алкоксидів та їх сумішей, з подальшим відпалом плівок, нанесених на кремнієву підкладку, методом “dip-coating” при  $500^\circ\text{C}$  протягом 4 годин. На основі даних еліпсометрії були визначені оптичні константи та товщини отриманих плівок. Останні для всіх плівок є майже однаковими, і становлять  $\sim 200$  нм.

Необхідно відмітити, що для композитних потрійних плівок  $\text{TiO}_2/\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ , легуваних наночастинками золота, спектральна поведінка коефіцієнта поглинання суттєво відрізняється від аналогічних залежностей для інших плівок. Ця відмінність полягає у виникненні додаткової смуги поглинання в оптичному спектрі поблизу 1.7 еВ. Благородний метал виступає в ролі пастки фотоіндукованих носіїв заряду, сприяючи процесам міжфазного переносу зарядів. Характерним є також те, що на відміну від чистого діоксиду титану, для композитних плівок ширина забороненої зони зростає від 3.4 еВ для плівки  $\text{TiO}_2/\text{ZrO}_2$  до 3.7 та 3.8 еВ для  $\text{TiO}_2/\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ , легуваних наночастинками золота та срібла, відповідно. Такі зміни енергетичної структури плівок на основі діоксиду титану також підтверджують промотуючий вплив легування наночастинками благородних металів та підвищення їх фотокаталітичної активності в екологічно важливих редокс процесах.

## **Optical Properties of Thin Nanocrystalline TiO<sub>2</sub> Films, Modified by Noble Metals, That are Active in Photocatalytic Process**

Kulish M.P.<sup>1</sup>, Dmytrenko O.P.<sup>1</sup>, Busko T.O.<sup>1</sup>, Prylutsky Yu.I.<sup>1</sup>,  
 Vityuk N.V.<sup>2</sup>, Eremenko A.M.<sup>2</sup>, Smirnova N.P.<sup>2</sup>,  
 Shokhovets S.V.<sup>3</sup>, Ritter U.<sup>3</sup>, Scharff P.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Kiev National Shevchenko University, Kiev, Ukraine.*

<sup>2</sup>*Institute of Surface Chemistry of NUAS, Kiev, Ukraine.*

<sup>3</sup>*Technical University of Ilmenau, Institute of Physics, D-98684 Ilmenau, Germany.*

Titanium dioxide is a large band-gap semiconductor with applications in photocatalysis. Sol-gel derived nanocrystalline TiO<sub>2</sub> thin films of anatase phase are becoming increasingly important. The aim of this work is to study the optical properties of thin films TiO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>/ZrO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>/ZrO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>, modified by Ag and Au metal nanoparticles, to better understand their optical properties. Spectroscopic ellipsometry, known to be nondestructive technique for measuring the optical constants, was used to study our films.

## **Вплив геометричних розмірів часток скла на електрофізичні параметри плівок на основі скло – RuO<sub>2</sub>**

Курмашев Ш.Д., Бугаєва Т.М., Лавренова Т.І., Садова Н.М.

*Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова, Одеса, Україна*

Значну роль у забезпеченні відтворення і стабільності електрофізичних параметрів резистивних плівок для гібридних інтегральних схем має дисперсність порошків функціонального матеріалу і склофрїти, застосовуваних при виготовленні резистивних паст. У існуючих сьогодні вимогах дисперсність порошків для плівкових паст не регламентована. Але, згідно з конструкторською документацією, для паст придатні порошки з розмірами часток менше 25 мкм. Проведені раніше дослідження плівкових резисторів, виготовлених за стандартною технологією на базі промислових паст показали низьке відтворення їх електрофізичних параметрів. В роботі досліджували порошки стекл марок №№ 279, 2005, 2006-2, 2006-3 і 2006-8, функціонального матеріалу RuO<sub>2</sub>, які використовуються при виготовленні резистивних паст. Були досліджувані розміри, форма і дисперсність часток порошків, застосовуваних при виготовленні серійних паст. Встановлено, що порошки скла характеризуються великим розкидом розмірів часток (від долей мкм до 7 мкм). Тому в роботі досліджувалась залежність електрофізичних властивостей композиційних структур на основі систем “скло – диоксид рутенію” від співвідношення концентрацій провідної фази RuO<sub>2</sub> – скло, розмірів часток скла і температури відпалювання. Плівки були виготовлені з порошків свинцово-боросілікатного скла (PbO, SiO<sub>2</sub>, B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) з

фіксованими розмірами часток (0, 5 мкм, 1 мкм, 3 мкм і 5 мкм) і функціонального матеріалу  $\text{RuO}_2$  з розмірами часток 0.05 – 0.1 мкм.

Встановлено, що найбільший вплив розмірів часток склофрїти на опір резисторів (при фіксованій температурі відпалення  $870^\circ\text{C}$ ) має місце у образцїв с низьким змістом двоокису рутенію. Опір зростає зі збільшенням вмісту скла, найбільш висока швидкість росту має місце для склофрїти з розміром часток 0.5 мкм. Наприклад, при співвідношенні концентрацій  $\text{RuO}_2$  – скло 10:90 при використанні скла з розміром часток 0,5 мкм і 5 мкм опір плівки відрізняється більш ніж на 2 порядки. При зростанні концентрації  $\text{RuO}_2$  опір наближається до постійного значення і не залежить від розмірів часток склофрїти. Збільшення опору від розмірів часток для високоомних плівок можна зв'язати з процесами їх спікання і впливом дисперсності компонентів на геометричні розміри струмоведучих ланцюгів. Зі зменшенням розмірів часток скла збільшується довжина і зменшується площа поперечного переріза ланцюгів провідної фази. У системах  $\text{RuO}_2$  - скло спостерігається змішаний характер провідності як комбінація процесів, що відбуваються в струмоведучій фазі і склофазі. У плівках з високим опором основний внесок у провідність вносить склофрїта, отже, стан цієї фази відіграє істотну роль у процесі токопереносу.

Здобуто залежності опору структур  $\text{RuO}_2$  - скло від температури відпалення при різних співвідношеннях концентрацій вихідних компонентів з розмірами часток скла 0,5 мкм, 1 мкм, 3 мкм і 5 мкм. Встановлено, що опір плівки (50%  $\text{RuO}_2$  і 50% скла) практично не залежить від температури і розміру часток скла. Зі збільшенням концентрації скла (від 50% до 90%) опір товстої плівки залежить як від розмірів часток вихідних матеріалів, так і від температури відпалення, причому змінення опору досягає від 2-х до 4-х порядків. Слід зазначити, що якщо для всіх складів зі стеклами з розміром часток 3 мкм і 5 мкм опір зі збільшенням температури відпалення зростає, то для складу 90% скла - 10%  $\text{RuO}_2$ , розміри часток скла якого 0.5 мкм і 1 мкм, опір зменшується. Це можна пояснити частковим відновленням оксидів при спіканні. Зі зменшенням розміру часток збільшується загальна поверхнева площа, отже, збільшується кількість атомів металу, що приводить до зменшення опору.

Таким чином, опір плівок залежить як від розмірів частинок вихідних компонентів і співвідношення їх концентрацій, так і від температури відпалювання, причому зміна опору може досягати 2-х – 4-х порядків. Використовування гомогенних порошків вихідних матеріалів резистивних паст забезпечує відтворення їх електрофізичних параметрів.

## Influence of the Geometric Dimension Glass Parts on the Electric-Physical Parameters of the Films on the Base Glass-RuO<sub>2</sub>

Kurmashev Sh.D., Bugaeva T.M., Lavrenova T.I., Sadova H.M.

*Odessa National I.I.Mechnikov University, Odessa, Ukraine*

The use of the homogeneous powders of the initial materials of the resistive pasts guarantees the reproduction of the electric-physical parameters of the resistive films elements of the hybrid integrated circuits.

## Магнитная анизотропия в сверхрешетках Co/Cu (111)

Кутько К.В., Каплиенко А.И., Николова Э.П., Андерс А.Г.

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
Харьков, Украина*

В настоящее время многослойные магнитные пленки, демонстрирующие эффект гигантского магнитосопротивления, находят практическое применение для устройств высокоплотной записи в компьютерной технике. Один из необходимых критериев использования таких систем связан с наличием магнитной анизотропии, перпендикулярной плоскости образца. Поэтому исследования по установлению механизмов формирования магнитной анизотропии в конкретных многослойных системах являются актуальными.

В данной работе анализировалась величина констант магнитной анизотропии  $K_{eff}$ , полученных из спектра ферромагнитного резонанса [1] для серии многослойных образцов системы [Co/Cu]<sub>20</sub>, в которых толщина слоев кобальта сохранялась фиксированной  $d_{Co} = 8 \text{ \AA}$ , а толщина немагнитного слоя меди изменялась от 7 до 22  $\text{ \AA}$  с шагом в 1-2  $\text{ \AA}$ . Целью работы было установление физических механизмов, ответственных за формирование константы магнитной анизотропии данной системы, и количественное определение составляющих ее вкладов.

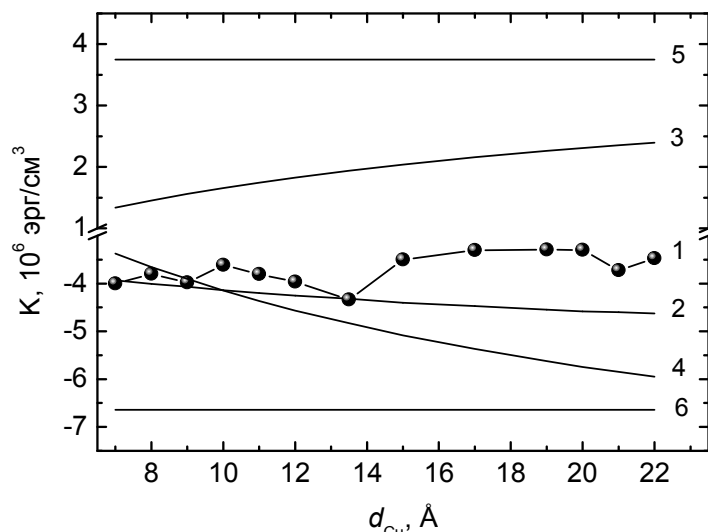
Суммарная энергия магнитной анизотропии таких систем имеет вид:

$$E_{аниз} = K_{МК} + K_{МУ} + 2K_S / d + 2\pi M^2 \quad (1),$$

где  $K_{МК}$  – магнитокристаллическая константа,  $K_{МУ}$  – магнитоупругая константа,  $K_S$  – константа поверхностной анизотропии ( $K_S = 0.15 \text{ эрг/см}^2$  [2]),  $M$  – намагниченность.

Для установления величины каждого из вышеназванных вкладов и сравнения их суммы с экспериментально установленной величиной  $K_{eff}$  проведен расчет параметров решетки кобальта на границе раздела слоев по модели, представленной в работе [3]. Далее, с учетом полученных параметров, рассчитан магнитоупругий и магнитокристаллический вклады. Значение намагниченности  $M = 1028 \text{ Гс}$  получено из SQUID измерений на образце с  $d_{Cu} = 7 \text{ \AA}$  и использовалось для расчета магнитодипольного

вклада всех образцов серии. Полученные результаты представлены на рис.1.



**Рис. 1.** Итоговые расчетные и экспериментальные значения  $K_{eff}$ , а также слагаемые, которые входят в выражение (1). 1 – экспериментальные значения  $K_{eff}$ , 2 – расчетные значения  $K_{eff}^{расч}$ , 3 – магнитоупругий вклад в  $K_{eff}^{расч}$ , 4 – магнитокристаллический вклад, 5 – поверхностный вклад, 6 – магнитодипольный вклад.

Как видно из рис. 1, теоретически рассчитанное и экспериментально полученное значение константы анизотропии совпадают по порядку величины, однако различны по абсолютному значению. Для улучшения совпадения расчетных и экспериментальных величин необходимы измерения намагниченности для каждого образца исследуемой серии, а также учет шероховатости поверхности в выбранной модели расчета.

1. Kutko K.V., Kaplienko A.I., Nikolova E.P., Anders A.G., Zorchenko V.V., Stetsenko A.N. Magnetic resonance and anisotropy in multilayer Co/Cu (111) system // *Funct. Mater.* – 2008 – Vol.15, N3. – P.350-355.
2. Krams P., Lauks F., Stamps R. L., Hillebrands B., Güntherodt G. Magnetic anisotropies of ultrathin Co (001) films on Cu (001) // *Phys. Rev. Lett.* - 1992 – Vol.69, N25. – P. 3674-3677.
3. Hillebrands B., Dutcher B. Origin of very large in-plane anisotropies in (110)-oriented Co/Pd and Co/Pt coherent superlattices // *Phys. Rev. B.* – 1993 – Vol.47, N10. – P. 6126-6129.

### Magnetic Anisotropy in Co/Cu (111) Superlattices

Kutko K.V., Kaplienko A.I., Nikolova E.P., Anders A.G.

*B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine  
Kharkiv, Ukraine*

In this work we have analyzed the value of magnetic anisotropy constants which were obtained from ferromagnetic resonance spectra for the series of

samples  $[Co(8 \text{ \AA})/Cu(d_{Cu})(111)]_{20}$ . The magnetoelastic and magnetocrystalline contributions in magnetic anisotropy were calculated. Results of calculation correspond to experimental data rather well.

## Ферромагнитные нанокompозиты (ФМНК) как магниторезистивные материалы

Бугаева М.Э.<sup>1</sup>, Стельмах Я.А.<sup>2</sup>, Лазоренко В.И.<sup>1</sup>, Лашкарев Г.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Института проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

<sup>2</sup>Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

В ФМНК частицы (гранулы) ферромагнитных (ФМ) металлов (Fe, Co, Ni) или сплавов имеют размеры на уровне нескольких (трех-шести) нанометров, а диэлектрическая матрица ( $SiO_2$ ,  $Al_2O_3$  и др.) разделяет их диэлектрическими прослойками толщиной 0,5-2 нм. Важнейший критерий выбора компонентов – их взаимная нерастворимость друг в друге. Характерной особенностью таких материалов является наличие туннельной спин-зависимой проводимости, приводящей к появлению отрицательного магнитосопротивления (ОМС), которое называется гигантским или туннельным магнитосопротивлением (ТМС).

В литературных источниках описан ряд ФМНК, полученных в виде гранулированных пленок  $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_{38}(SiO_2)_{62}$  и  $Co_x(Al_2O_3)_{100-x}$  ( $55 < x < 67$  at.%) толщиной от 4 до 6  $\mu m$  ионно-лучевым напылением из двух независимых источников;  $(FePt)_{1-x}(SiO_2)_x$  (где  $x$  от 30 до 77 at.%), изготовленных методом последовательного магнетронного напыления и др. Большинство аномалий физических свойств (магнитных, оптических, магнитооптических и др.) наблюдается в ФМНК с концентрацией металлической фазы вблизи порога перколяции, когда металлические наночастицы формируют проводящую структуру или кластер в диэлектрической матрице.

В ФМНК наряду с ОМС обнаружен эффект положительного магнитосопротивления (ПМС) в области слабых магнитных полей, который связан с присутствием в структуре перколяционных композитов как кластеров, так и изолированных частиц со значительно различающимися величинами магнитной анизотропии и наличием диполь-дипольного взаимодействия между кластерами и ближайшими к ним частицами.

Такие материалы могут использоваться как магниторезистивные датчики запоминающих устройств, магнитные головки считывания/записи, сенсоры слабых магнитных полей, медицинские диагностические устройства, магнитные датчики для автомобильных систем контроля и других элементов электронной техники.



Нами проведена сравнительная оценка основных резистивных параметров некоторых магниточувствительных материалов с различными механизмами МС. Так для манганитов характерно колоссальное магнитосопротивление (КМС). Особенностью и недостатком этого эффекта является то, что оно наблюдается лишь в области максимума электросопротивления, т.е. вблизи температуры Кюри. В тоже время ФМНК могут обнаруживать гигантское ОМС на уровне 12% при комнатной температуре.

Нами ведутся работы по получению двухтигельным электронно-лучевым испарением (ЕВ- PVD) гранулированных пленок  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  ( $55 < x < 67$  at.%) с толщинами порядка 1-5 мкм методом прямого осаждения и конденсации паров  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Co}$  на поликоровые, кремниевые, сапфировые подложки при температурах от 100 до 400 °С. Насколько нам известно, метод ЕВ- PVD не применялся ранее для получения ФМНК. Обсуждаются результаты исследования электрических свойств полученных образцов.

### **The Ferromagnetic Nanocomposites (FMNC) as Magnetoresistance Materials**

Bugaeva M.E., Stelmakh Yi.A, Lazorenko V.I., Lashkarev G.V.

We review the tunnel-type giant magnetoresistance in metal-insulator granular thin films so called ferromagnetic nanocompositions (FMNC). Also we are discussed the applications these materials. The comparison of properties for the magnetoresistance materials are given.

We were prepared the granular thin films  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  ( $55 < x < 67$  at.%) using EB- PVD technique. Their properties will be studied.

### **Термічне розширення $\text{In}_{1,03}\text{Se}_{0,97}$**

Ластівка Г.І.<sup>1</sup>, Балазюк В.Н.<sup>1</sup>, Брайлівський В.В.<sup>1</sup>, Ковалюк З.Д.<sup>2</sup>,  
Раранський М.Д.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна

<sup>2</sup>Чернівецьке відділення Інституту проблем матеріалознавства НАН України,  
Чернівці, Україна

Сполука  $\text{InSe}$  – перспективний напівпровідниковий матеріал для приладів ІЧ-техніки, який зберігає стабільні фізичні параметри по часу, поверхневі властивості якого, практично нейтральні до абсорбції. Ступінь монокристалічності і структурна досконалість зразків визначалась рентген-топографічними методами.

В даній роботі методом Дебая-Шеррера встановлено, що сполука  $\text{In}_{1,03}\text{Se}_{0,97}$  кристалізується в гексагональну ґратку, просторова група  $R\bar{6}_3/mmc$  з періодами  $a=40,036 \text{ \AA}$  і  $c=16,644 \text{ \AA}$ , що добре узгоджується з

відомими літературними даними для InSe [1]. Дані кристали мають шарувату структуру, яка проявляється у Ван-дер-Ваальсівських зв'язках між шарами і ковалентних всередині шарів.

В монохроматичному Cu K $\alpha$  випромінюванні проведено дослідження температурної залежності періодів кристалічної ґратки монокристалів In<sub>1,03</sub>Se<sub>0,97</sub> в діапазоні 80÷300 К. Дослідження проводилось для двох інтерференційних максимумів (303) і (0012). Температурні залежності періодів ґратки ілюструються на рис. 1.

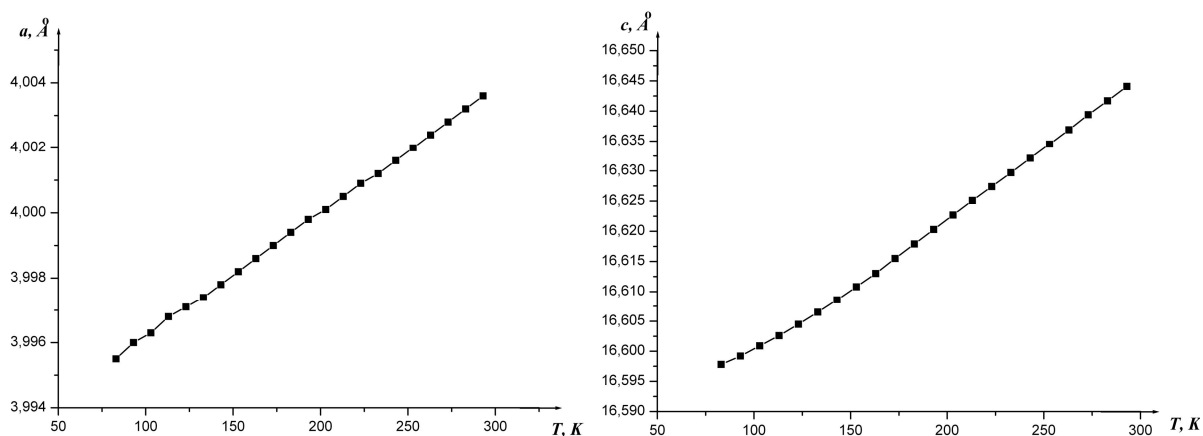


Рис. 1. Температурні залежності періодів ґратки In<sub>1,03</sub>Se<sub>0,97</sub>

Як слідує із рис. 1, температурні залежності періодів ґратки є монотонно зростаючими функціями. При цьому зміна періода  $\Delta c$  значно перевищує  $\Delta a$ , що свідчить про суттєве ослаблення хімічного зв'язку в напрямку [001].

Залежності компонент тензора термічного розширення  $\alpha_i(T)$  в досліджуваному інтервалі температур наведені на рис. 2.

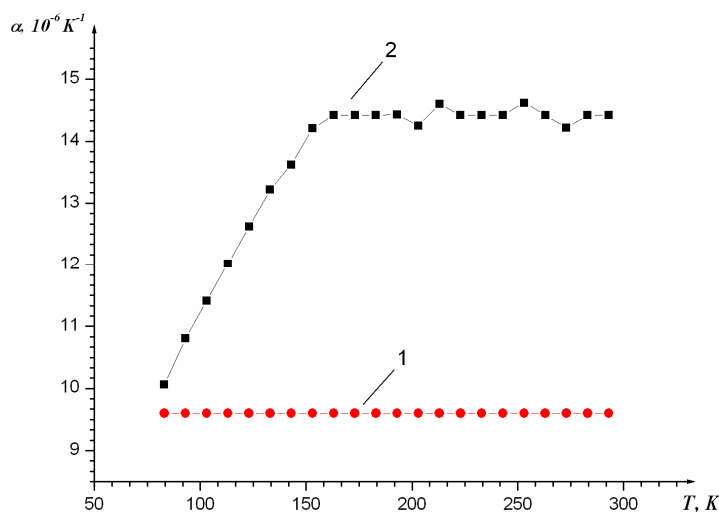


Рис. 2. Температурна залежність термічного розширення In<sub>1,03</sub>Se<sub>0,97</sub>: 1 -  $\alpha_{100}(T)$ ; 2 -  $\alpha_{001}(T)$

Явна нелінійна залежність  $\alpha_{001}(T)$  свідчить про суттєвий вплив ангармонічності коливань атомів в ґратці досліджуваних матеріалів в напрямку вісі  $c$ .

Використовуючи значення пружних модулів InSe із [2], проведений розрахунок діагональних компонент тензора термічних напруг  $\eta_{ii}$ .

Проведено дослідження також впливу температури на жорсткість хімічного зв'язку в монокристалах  $\text{In}_{1,03}\text{Se}_{0,97}$  і оцінено характер хімічних зв'язків, виходячи із відхилень від співвідношень Коші.

1. J. C. Tedenac, G. P. Vassilev, B. Daouchi, J. Rachidi. Low-temperature region of the In-Se system // Cryst. Res. Technol., – 1997, – V. 32, N4, – pp. 605-616.
2. З. А. Искендер-Заде, В. Д. Фараджев, А. И. Агаев. Упругие свойства InSe // ФТТ., – 1977, – V. 19, N 3, – с. 851-853.

### Thermal Expansion $\text{In}_{1,03}\text{Se}_{0,97}$

Lastivka G.I., Balazyk V.N., Brailovsky V.V., <sup>1</sup>Kovalyuk Z.D.,  
Raransky M.D.

<sup>1</sup>*Yuriy Fedkovych Chernivtsy State University, Radiotechn. Dept, Chernivtsy, Ukraine*

<sup>2</sup>*Chernivtsy Department of Institute of Material Science Problems NAS Ukraine, Chernivtsy, Ukraine*

The research of single-crystals  $\text{In}_{1,03}\text{Se}_{0,97}$  is conducted by the means of a diffractometric method. Nonlinear dependence of coefficient of thermal expansion in direction  $c$  was certain. An analysis and comparison of temperature dependences of parameters of dynamics of grate with the structure of crystal are conducted.

### Биокерамика на основе диоксида циркония нового поколения

Лашнева В.В., Шевченко А.В., Дудник Е.В., Матвеева Л.А.<sup>1</sup>, Литвин О.С.<sup>1</sup>

*Институт проблем материаловедения им. И.К Францевича НАН Украины,  
Киев, Украина*

<sup>1</sup>*Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины,  
Киев, Украина*

Представлены результаты разработки технологии и изучения физико-химических свойств нового поколения биоинертной керамики на основе диоксида циркония тетрагональной модификации ( $\text{T-ZrO}_2$ ), отличающуюся повышенными механическими характеристиками и высокой износостойкостью. Проблема актуальна для современной травматологии и ортопедии в связи с необходимостью усовершенствования костных имплантатов, в частности, головок (шаровых элементов) эндопротезов тазобедренного сустава.

Разработанная биокерамика удовлетворяет всем требованиям международных стандартов к материалам для костных имплантатов на основе Т-ZrO<sub>2</sub>: содержание ZrO<sub>2</sub> с добавками Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, HfO<sub>2</sub> и CeO<sub>2</sub> – не менее 99 %, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – не более 0,5 %, других оксидов – не более 0,5 %; прочность – не менее 600 МПа; плотность – не менее 6,0 г/см<sup>3</sup>; размер зерна – не более 0,6 мкм.

Высокий уровень свойств достигнут благодаря комплексному подходу к методам получения, формования и спекания исходных нанокристаллических порошков и использованию комплексной стабилизации диоксида циркония оксидами Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и CeO<sub>2</sub>.

Синтез исходного порошка ZrO<sub>2</sub> с указанными добавками проводили химическими методами с последующей термообработкой и размолотом. В результате чего получены высокочистые нанокристаллические однородные порошки с узким распределением частичек по размерам, не имеющие твердых агломератов. Это позволило снизить температуру спекания заготовок изделий, сформованных методом холодного изостатического прессования, до 1280-1350°C и получить высокоплотную керамику с однородной мелкозернистой структурой с субмикронным размером зерен.

Для изучения влияния физиологической среды организма на физико-химические свойства разработанного материала исследованы его фазовый состав и прочность после ускоренного старения – гидротермальной экспозиции в течение до 20 ч в автоклаве при температуре 135 ± 3 °С.

Получено прогнозируемое изменение свойств костных имплантатов из разработанной биокерамики при их эксплуатации в живом организме в течение не менее 40 лет.

### **Фазові перетворення у халькогенідних стеклах на основі As–Te, As–Te–Ag**

Ліщинський І.<sup>1</sup>, Кабан І.<sup>2</sup>, Фреїк Д.<sup>1</sup>, Кланічка В.<sup>1</sup>, Гоер В.<sup>2</sup>, Варварук В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

<sup>2</sup>*Institute für Physik, Technische Universität Chemnitz, Chemnitz, Germany*

Аморфні халькогенідні сполуки є цікавими об'єктами досліджень, оскільки, завдяки таким своїм властивостям, як висока прозорість в інфрачервоній області спектру, надійна провідність, зміни оптичних характеристик при фазових переходах [1], вони є перспективними матеріалами для промислового застосування в інфрачервоній оптиці, лазерних технологіях, системах копіювання, сучасних пристроях оптичного зберігання даних, скловолоконних оптичних системах передачі даних. Завдяки наявності в деяких халькогенідних аморфних сполуках

(зокрема в Ge–Sb–Te, As–Te–Ag) переходу метал–напівпровідник, їх можна використати в нових дешевих пристроях збереження даних нового покоління, які б не вимагали постійного живлення.

Фазові переходи і температури переходу в склоподібний стан досліджувалися за допомогою диференційного скануючого калориметра NETZSCH DSC 404 C.

Термограми сплавів As–Te знімалися при швидкостях нагрівання 5–40 К/хв і аналізувалися за допомогою програмного комплексу NETZSCH.

На основі вивчення термограм халькогенідних стекел As–Te, As–Te–Ag визначено температури переходу в скло, для сполук з різним вихідним складом. Отримано емпіричні формули залежності температури переходу в скло від складу як основних, так і легуючих компонент.

Зроблено спробу якісно пояснити хід експериментальних залежностей температури переходу в скло, виходячи з поняття ентропії і особливостей динамічного переходу в скляну фазу.

Визначено енергію активації процесу кристалізації  $E_C$  та склування  $E_G$  для сплавів As–Te, As–Te–Ag різного складу.

Зразок	As <sub>2</sub> Te <sub>3</sub>	AsTe	As <sub>3</sub> Te <sub>2</sub>	(As <sub>2</sub> Te <sub>3</sub> ) <sub>0.95</sub> Ag <sub>0.05</sub>	(As <sub>2</sub> Te <sub>3</sub> ) <sub>0.85</sub> Ag <sub>0.15</sub>
$E_G$ , Дж/моль	115.5±9.6	152.9±72.8	253.8±26.9	188±22	415±56

1. M. Popescu. Non-Crystalline Chalcogenides. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 2000. – 377 p.

## Незвичні властивості кластерів барвників в матриці політетрафторетилену

Гриценко К.<sup>1</sup>, Коломзаров Ю.<sup>1</sup>, Литвин О.<sup>1</sup>, Прокопець В.<sup>1</sup>, Толмачов О.<sup>2</sup>, Сломінський Ю.<sup>2</sup>, Фішер Ж.<sup>3</sup>, Детерт Х.<sup>3</sup>, Конвертіно А.<sup>4</sup>, Шрадер С.<sup>5</sup>, Кронгауз А.<sup>6</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників ім.В.Є. Лашкарьова НАНУ, Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут органічної хімії, Київ, Україна

<sup>3</sup>Інститут органічної хімії, Майнц, Німеччина

<sup>4</sup>Інститут вивчення наноструктурованих матеріалів, Рим, Італія

<sup>5</sup>Університет прикладних наук Вілдау, Німеччина

<sup>6</sup>Хромтех Лтд., Ізраїль

Тонкі плівки політетрафторетилену (ПТФЕ) та поліпарафеніленсульфиду (ППС), наповнені барвниками з різною їх концентрацією, було вирощено їх сумісним осадженням у вакуумі. Було застосовано ацідохромні барвники з класу скварайнів, стільбенів та поліметинів. Фотохромні барвники також застосовувались в якості

наповнювачів, деякі плівки було наповнено також третім неорганічним компонентом.

Плівки, наповнені ацідохромними барвниками були оброблені кількома агресивними розчинниками. Плівки, наповнені фотохромними сполуками, були опромінені ультрафіолетовим світлом.

Спектри поглинання та люмінесценсії плівок, наповнених асфдохромними барвниками, не виявили змін при дії пари, якщо матриця була ПТФЕ, за винятком одного барвника. В матриці ППС всі барвники змінили спектр. Наповнення матриці ПТФЕ неорганічним компонентом одночасно з барвником посилює спектральні зміни під дією пари розчинників.

Спектри пропускання фотохромних барвників у матриці ПТФЕ показали, що швидкість фотохромного перетворення збільшується пропорційно до зменшення концентрації барвника. Але при концентрації барвника менш ніж 10% об., перетворення немає.

Матриця ПТФЕ сильно підвищує стабільність як фотохромних барвників при малій концентрації так і ацідохромних при їх великій концентрації. Таке значне підвищення стабільності до дії агресивної пари, а також світла в таких тонких плівках не може бути пояснено відомими властивостями барвників та ПТФЕ.

### **Nonconventional Properties of Dye Clusters in Polytetrafluoroethylene Matrix**

Grytsenko K.1, Kolomzarov Yu.1, Lytvyn O.<sup>1</sup>, Prokopets V.<sup>1</sup>, Tolmachev O.<sup>2</sup>,  
 Slominski Yu.<sup>2</sup>, Fischer J.<sup>3</sup>, Detert H.<sup>3</sup>, Convertino A.<sup>4</sup>,  
 Schrader C.<sup>5</sup>, Krongauz A.<sup>6</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Semiconductor Physics Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institute of Organic Chemistry, Kyiv, Ukraine,*

<sup>3</sup>*Institute of Organic Chemistry, J.Gutenberg University, Mainz*

<sup>4</sup>*Institute for the Study of Nanostructured Materials C.N.R., Roma, Italy,*

<sup>5</sup>*University of Applied Sciences Wildau, Bahnhofstrasse, Germany*

<sup>6</sup>*Chromtech Ltd., Israel*

Thin films of polytetrafluoroethylene (PTFE) and polyparaphenylene sulphide filled with dyes at various concentrations were obtained by co-deposition in vacuum. Acidochromic dyes of the squaraine, stillbene and polymethine kinds were used. Photochromic dyes also were introduced into PTFE matrix. Some films were filled with third inorganic component.

Films filled with acidochromic dyes were undergo action of the vapor of aggressive solvents. Films filled with photochromic dyes were illuminated with ultraviolet light.

Absorption and luminescence spectra of the films filled with acidochromic dyes revealed no spectral changes if PTFE was used as matrix, except one dye, while in PPS matrix all dyes revealed transformations of the

spectra. Filling the PTFE matrix with inorganic component together with dye enhances spectral changes of the films under vapor action.

Transmission spectra of the films filled with photochromic dyes showed, that photochromic transformation rate enhances proportional to dye concentration decrease. But if dye concentration less than 10% vol., no transformation at all.

Therefore PTFE matrix strongly enhances stability of photochromic dyes at low concentration and acidochromic dyes even at high concentration. Stability enhancement toward both aggressive environment and light action in the such thin films can not be explained by known properties of the dyes and PTFE matrix.

## **Розсіяння носіїв заряду на близькодійочому потенціалі дефектів у твердих розчинах ZnCdTe та ZnHgTe**

О.П. Малик

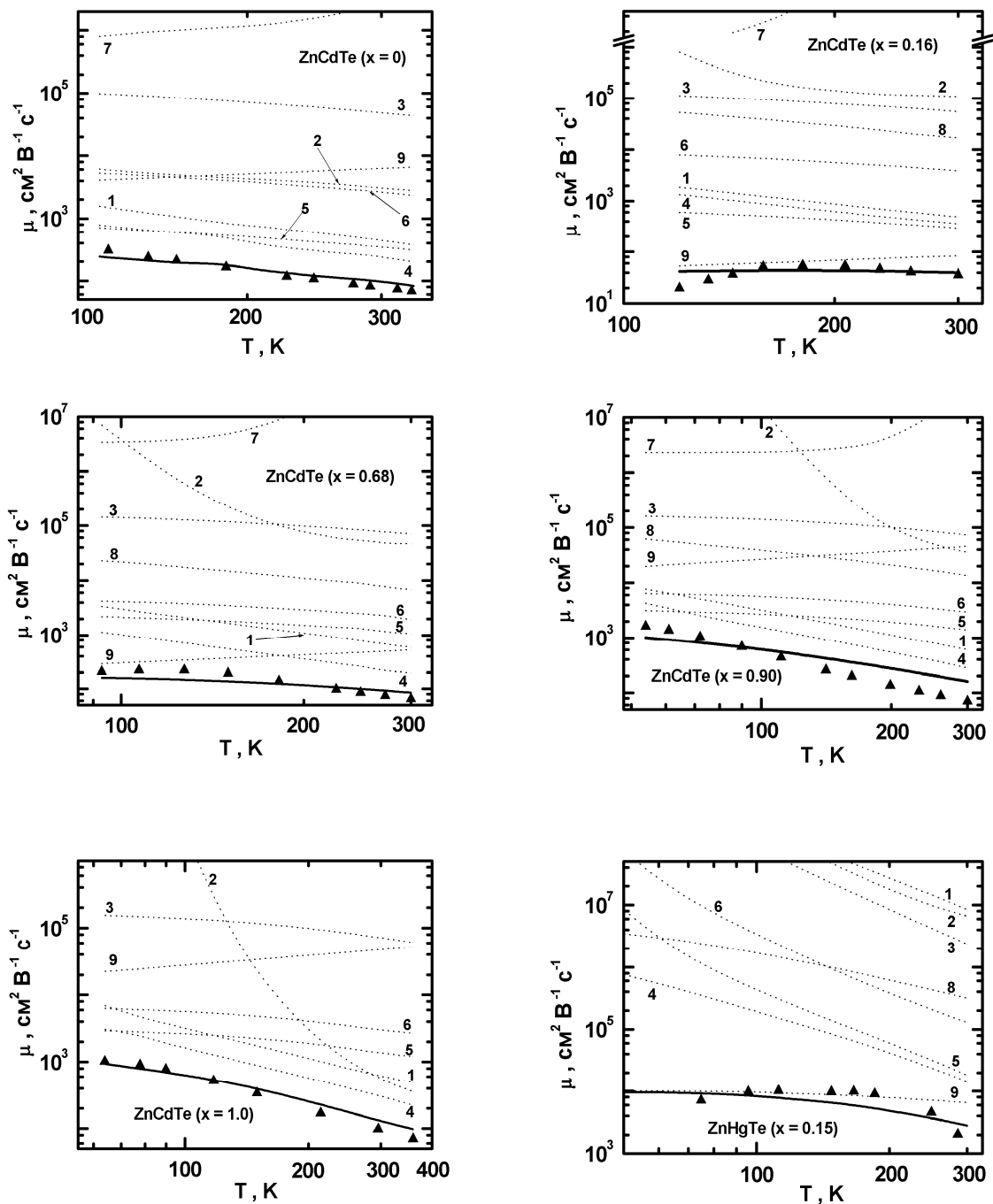
*Національний університет «Львівська політехніка, Львів, Україна*

Як правило моделі розсіяння носіїв заряду у твердих розчинах ZnCdTe та ZnHgTe розглядалося у наближенні часу релаксації. Однак, ці моделі є далекодійочими, що суперечить теорії відносності. З іншого боку, в роботах [1,2] були запропоновані близькодійочі моделі розсіяння електронів в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  та  $Cd_xHg_{1-x}Se$ , в яких вищезазначений недолік відсутній. Метою теперішньої роботи є застосування цього підходу для опису розсіяння носіїв заряду в твердих розчинах ZnCdTe та ZnHgTe.

При розсіянні носія заряду на акустичному (АК) та неполярному оптичному (НПО) фонах, нейтральному дефекті (НД), потенціалі невпорядкованості (НП) та потенціалі статичної деформації (СД) радіус дії близькодійочого потенціалу обмежувався однією елементарною коміркою.

При розсіянні носія заряду на іонізованій домішці (ІД), полярному оптичному (ПО), п'єзоелектричних (п'єзоакустичному (ПАК) та п'єзооптичному(ПОП) ) фонах радіус дії близькодійочого потенціалу шукався у виді  $R = \gamma a_0$  ( $a_0$  – стала ґратки,  $\gamma$  - відповідний підґоночний параметр).

Для розрахунку компонентів тензора провідності використовувався метод точного розв'язку стаціонарного рівняння Больцмана [3]. В інтервалі 50 – 360 К розрахована температурна залежність рухливості носіїв заряду в кристалах  $Zn_xCd_{1-x}Te$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) та  $Zn_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.15$ ). Розглянуто вплив різних механізмів розсіяння на рухливість носія заряду. Встановлено добру узгодженість теорії та експерименту у всьому розглянутому інтервалі температур. Встановлені параметри розсіяння  $\gamma$  для різних механізмів розсіяння.



**Рис. 1.** Температурні залежності рухливості носіїв заряду в ZnCdTe (важкі дірки) та ZnHgTe (електрони). Суцільна лінія – змішаний механізм розсіяння; 1,2,3,4,5,6,7,8,9 – АК, ІД, НПО, ПАК, ПО, ПОП, НД, НП, СД механізми розсіяння відповідно.

1. O.P. Malyk // Materials Science & Engineering. – 2006. – V. B 129, – p. 161-171.



2. O.P. Malyk. // Прийнято до друку в Physica Status Solidi (c) - Proceedings of International Conference on Optical, Optoelectronic and Photonic Materials and Applications. Edmonton. Alberta. Canada. 2008.
3. O.P. Malyk // WSEAS Trans. Math. – 2004, – V. 3. – p. 354- 357.

### **Charge carrier Scattering on the Short-Range Potential of the Defects in ZnCdTe and ZnHgTe Solid Solutions.**

Malyk O.P.

*Lviv Polytechnic National University, Semiconductor Electronics Department, Lviv, Ukraine.*

The processes of the charge carrier scattering on the short-range potential caused by interaction with various types of the crystal lattice defects in  $Zn_xCd_{1-x}Te$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) and  $Zn_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.15$ ) are considered. The temperature dependences of the charge carrier mobility in temperature range 50 – 360 K are calculated.

### **Особливості кристалізації аморфних плівок халькогенідів та халькогалогенідів сурми**

Козусенок О.В.<sup>1</sup>, Туряниця І.І.<sup>1</sup>, Мар'ян В.М.<sup>2</sup>, Горіна О.В.<sup>2</sup>, Кутчак С.В.<sup>1</sup>,  
Гуранич О.Г.<sup>2</sup>, Гуранич П.П.<sup>1</sup>, Рубіш В.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

<sup>2</sup>*Ужгородський науково-технологічний центр матеріалів оптичних носіїв інформації ІПРІ НАН України, Ужгород, Україна*

В даній роботі наведені результати досліджень процесів кристалізації аморфних плівок систем Sb-Se, Sb-Te, Sb-Te-Ge, Sb-S-I-As оптичним методом. Тонкі плівки товщиною 0,3–2,0 мкм одержували шляхом вакуумного випаровування стекол і сплавів відповідних складів із квазізамкнених ефузійних комірок на непідігрівані скляні підкладки. Дослідження температурних і часових залежностей оптичного пропускання плівок проводили на довжині хвилі 850 нм.

Встановлено, що при неізотермічному нагріванні кристалізація плівок супроводжується різким зменшенням пропускання. Температура переходу в кристалічний стан ( $T_{II}$ ) та температурний інтервал переходу залежать від складу плівок та швидкості нагрівання. З ростом швидкості нагрівання  $T_{II}$  зсувається в область більш високих температур. В системах Sb-Se та Sb-Te величина  $T_{II}$  зростає і при збільшенні вмісту Sb у складі плівок. В системі  $As_2S_3 - SbSI$  температура  $T_{II}$  зростає при збільшенні концентрації  $As_2S_3$ . При вивченні процесів ізотермічної кристалізації плівок реєструвалась зміна їх оптичного пропускання від часу при постійних температурах відпау, які вибирались на основі термографічних досліджень. Виявлено, що ці залежності мають релаксаційний характер. Постійні часу релаксації залежать від складу плівок та температури

відпалу. Визначені кінетичні параметри процесів кристалізації – енергія активації кристалізації  $E_{кр}$  та показник степеня реакції  $m$ . Встановлено, що при кристалізації плівок систем Sb-Se, Sb-Te, Sb-Te-Ge спостерігається геометричний перехід від 3D до 2D моделі росту, а в системах Sb-S-I та As-Sb-S-I – від 3D до 1D.

### **Crystallization Peculiarities of Antimony Chalcogenide and Chalcogenide Amorphous Films**

Kozusenok A.V.<sup>1</sup>, Turjanitsa I.I.<sup>1</sup>, Maryan V.M.<sup>2</sup>, Gorina O.V.<sup>2</sup>, Kutchak S.B.<sup>1</sup>,  
Guranych O.G.<sup>2</sup>, Guranych P.P.<sup>1</sup>, Rubish V.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*Uzhgorod Scientific-Technological Center of the Institute for Information Recording NASU, Uzhgorod, Ukraine*

The investigation results of non-isothermal and isothermal crystallization processes of amorphous films of Sb-Se, Sb-Te, Sb-Te-Ge, Sb-S(Se)-I-As systems by optical method are given. Main parameters of crystallization process are determined. Mechanisms and kinetics of structural relaxation and crystallization of films are established.

### **Дефектна підсистема і фізико-хімічні властивості твердих розчинів Sn–Sb–Te, Sn–Bi–Te**

Межиловська Л.Й., Галюк О.В., Юрчишин Л.Д.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Стануму телурид є базовим матеріалом для створення елементів, що функціонують в інфрачервоній області оптичного спектру, а також термоелектричних перетворювачів енергії для середньої області температур (500 – 850) К. Він кристалізується у структурі типу NaCl і має складний іонно-ковалентно-металічний зв'язок. Область гомогенності станум телуриду повністю зміщена на боці Телуру, що обумовлює діркову провідність і значну концентрацію носіїв.

Здійснено квазіхімічний і кристалоквазіхімічний аналізи особливостей дефектної підсистеми нестехіометричного p-SnTe, а також розглянуто механізми утворення твердих розчинів у p-SnTe–Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> і p-SnTe–Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>. На основі запропонованих кристалоквазіхімічних формул розраховано залежності концентрації дефектів, вільних носіїв заряду і холлівської концентрації від хімічного складу.

У системі SnTe–Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> виявлено широку область твердих розчинів на основі SnTe (до 10 мол. % при 820 К). При збільшенні вмісту Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> параметр ґратки спадає в межах області гомогенності. Мікротвердість твердого розчину різко зростає в області вмісту домішки до

~ 2 мол.%  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , після чого залишається майже сталою, що вказує на можливий процес комплексоутворення в даній системі. Ріст мікротвердості на початкових стадіях легування, очевидно, обумовлений процесами перерозподілу вакансій та домішкових атомів сурми за катіонною підграткою. Зміна пікнометричної та рентгенівської густин в області утворення твердих розчинів вказують на те, що при вмісті ~ 2–3 мол.%  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  відбувається інтенсивне заповнення катіонних вакансій матриці нестехіометричного телуриду олова, після чого концентрація вакансій виходить на рівноважну. Незначні зміни концентрації носіїв заряду та кількості носіїв, що поставляються кожною вакансією свідчать про механізм комплексоутворення, тобто виділення фази  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ . Оцінка числа носіїв, що поставляються кожним атомом сурми при введенні у твердий розчин, дає приблизно 2,2–2,5 носіїв.

Для систем  $\text{SnTe-Sb}_2\text{Te}_3$  можливі декілька варіантів механізмів дефектоутворення: заповнення катіонних вакансій, яке може відбуватися шляхом заповнення чотиризарядних вакансій олова до концентрацій домішки сурми, співрозмірної із концентрацією чотиризарядних вакансій олова; одночасне заповнення дво- та чотиризарядних вакансій олова; заповнення двозарядних вакансій олова; вкорінення атомів сурми в тетраедричні порожнини щільної упаковки підгратки телуру; утворення комплексів  $\text{Sb}^{+3} - \text{V}_{\text{Sn}}^{-2}$  з виділенням фаз  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ .

На основі аналізу кристалоквазіхімічних рівнянь концентраційні залежності твердих розчинів  $\text{SnTe-Sb}_2\text{Te}_3$  можна пояснити такими механізмами: заповненням катіонних вакансій атомами металічних домішок до 2 мол.%  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ; при подальшому збільшенні вмісту легуючих сполук (до 3 мол.%  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ) механізм дефектоутворення являє собою заповнення атомами сурми дво- та чотиризарядних вакансій олова; в областях вмісту домішкових сполук > 3 мол.%  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  утворення твердого розчину відбувається шляхом утворення комплексів  $\text{Sb}^{+3} - \text{V}_{\text{Sn}}^{-2}$ , оскільки в цьому випадку кількість вакансій у матриці відповідає рівноважній їх концентрації в системі  $\text{SnTe}$  (~ 0,2 ат.%). Для останнього випадку кристалоквазіхімічна формула буде мати вигляд:

$$\left( \text{Sn}_{(1-\alpha)(1-y)}^x \text{Sb}_{xy}^x \text{V}_{\alpha(1-x)(1-y)+y(\frac{2}{3}-\frac{1}{2}x)}^m \text{V}_{\alpha x(1-y)}^m \right)_{\text{Sn}} \text{Te}_{\text{Te}}^x \left[ \text{Sb}_{(\frac{2}{3}-x)y}^x \text{V}_{\frac{1}{2}(\frac{2}{3}-x)y}^x \right]_c + (2\alpha(1+x)(1-y) + \frac{4}{3}y)h^{\bullet} + 3xye^{\bullet}$$

Для системи  $\text{SnTe-Bi}_2\text{Te}_3$  розчинність  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  у  $\text{SnTe}$  досягає ~14 мол.%  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , що підтверджується зміною параметра кристалічної гратки від складу, а також змінами пікнометричної та рентгенівської густин, холлівської концентрації носіїв струму. Аналогічно до системи  $\text{SnTe-Sb}_2\text{Te}_3$  у твердих розчинах  $\text{SnTe-Bi}_2\text{Te}_3$  до 3 мол. %  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  має місце заміщення вісмутом чотиризарядних вакансій олова  $\text{V}_{\text{Sn}}^{-4}$ , при подальшому збільшенні вмісту легуючих сполук (до 6 мол.%  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ) механізм

дефектоутворення являє собою заповнення атомами вісмуту дво- та чотиризарядних вакансій олова; в областях вмісту домішкових сполук  $> 6$  мол.%  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  утворення твердого розчину відбувається шляхом утворення комплексів  $\text{Bi}^{+3} - \text{V}_{\text{Sn}}^{-2}$  і виділення фази  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ .

## **The Defect Subsystem and the Physicochemical Properties of Solid Solutions Sn–Sb–Te, Sn–Bi–Te**

Meshylovska L.Yo., Galyuk O.V., Yurchyshyn L.D.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Stannum Telleride is a base material for making devices functioning in infrared field of an optical spectrum, and also thermoelectric transformers of energy for medial field of temperatures (500-850) K. On crystallizes in structure of type NaCl and has complex is ionic-covalently-metallic binding. The field of homogeneity Stannum Telleride is completely displaced aside to the Tellurium.

## **Особенности морфологии пленок анодного оксида алюминия по данным атомно-силовой микроскопии**

Мухуров Н.И.<sup>1</sup>, Гасенкова И.В.<sup>1</sup>, Жвавий С.П.<sup>1</sup>, Жавнерко Г.К.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

<sup>2</sup>*Институт химии новых материалов НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

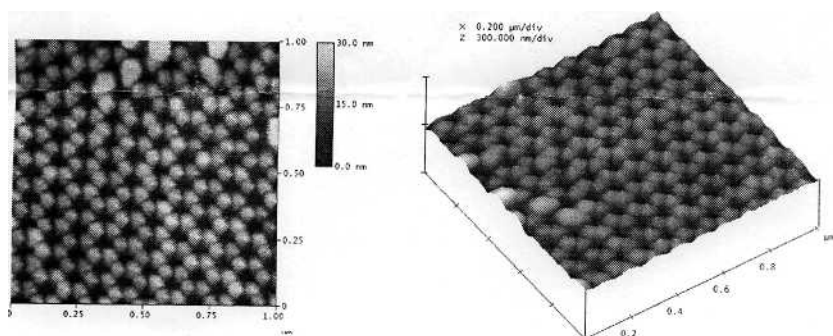
В последние годы в связи с потенциальной возможностью использования анодного оксида алюминия (АОА) в устройствах нано- и оптоэлектроники, ведутся интенсивные исследования его свойств.

В работе рассмотрена зависимость состояния поверхности АОА от типа электролита, режима анодирования, толщины пленок, а также изучено влияние температуры отжига на морфологию поверхности.

Топографические изображения поверхности получали методом атомно-силовой микроскопии с помощью микроскопа Nanoscope-3D (Veeco, USA) в контактном и в прерывисто- контактном режимах. Использовали контактные 100- и 200-мкм кантилеверы "Nanoprobe" из  $\text{Si}_3\text{N}_4$  с константой упругости 0.12 и 0.36 Н/м и тейпинговые иглы RTESP из кремния с резонансной частотой -312 кГц.

Двумерное и трехмерное АСМ-изображения участков поверхности АОА в различных технологических режимах представлены на рис. 1.

Определены размеры пор и их зависимость от вида электролита и режимов получения анодного оксида алюминия. Наименьшие размеры пор получены при анодировании в растворе серной кислоты, максимальные - в растворе ортофосфорной кислоты. Выявлено упорядоченное гексагональное расположение пор и установлены технологические режимы, соответствующие такому расположению ячеек оксида.



**Рис. 1.** АСМ изображение поверхности АОА: а - двумерное, б - трехмерное

Установлена в зависимости от технологических параметров шероховатость поверхности пленок АОА, которая определена как разность средних значений для максимумов пиков, соответствующих уровню основной поверхности и уровню поверхности выступов или ямок.

Выявлены факторы, определяющие геометрические свойства формируемых слоев пористого анодного оксида алюминия и разработаны методики управления параметрами процесса роста с заданными свойствами.

*Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ (проект Ф08-012).*

## **Композитные материалы на основе пористого анодного оксида алюминия**

Мухуров Н.И.<sup>1</sup>, Грабчиков С.С.<sup>2</sup>, Гасенкова И.В.<sup>1</sup>, Шарко С.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup>ГО «ИИЦ НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Республика Беларусь

Создание устройств сверхплотной записи-считывания информации во многом определяется наличием низкоразмерных структур, обладающих гигантским магнитосопротивлением. Перспективным представляется использование композитного материала на основе пористого анодного оксида алюминия (АОА), представляющего собой металлы группы железа и их сплавов, осажденные в поры и отверстия АОА. Представлены результаты получения и исследования таких структур. Для синтеза многослойных пленок в матрицах на основе высокооднородных структур АОА использовали метод электролитического осаждения. Матрицы АОА имели толщину  $(40 \pm 5)$  мкм и периодическую систему отверстий диаметром 6-8 мкм (рис. 1а,б). Осаждение магниторезистивных пленок  $CoNiCu$ ,  $Co/Cu$  и  $FeNiCu$  проводили в потенциостатическом режиме. Толщины слоев  $Co$ ,  $NiFe$  и  $CoNi$  варьировались в пределах 1-2 мкм, слоев меди - 0,5-1 мкм.

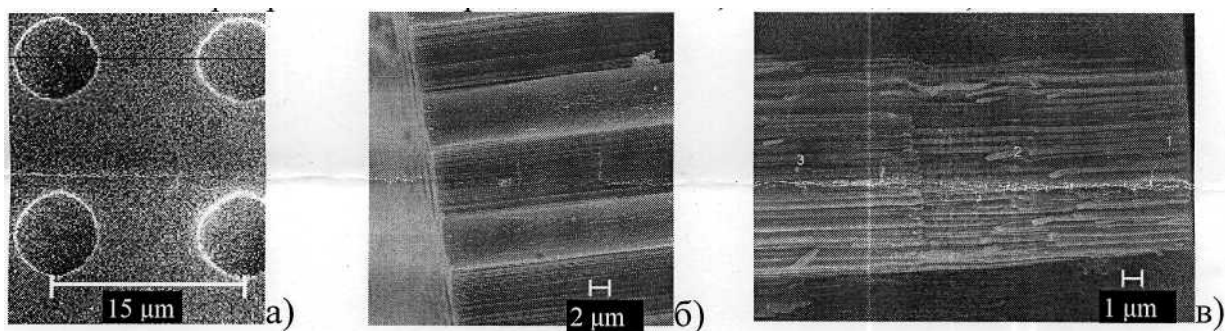


Рис. 1. РЭМ-фотографії матриці АОА: поверхню (а), излом (б) и излом с осажденной многослойной нанопроволокой NiFe/Cu

Определены режимы потенциостатического электролиза, позволяющие однородно заполнять отверстия матрицы АОА указанными материалами:  $\varphi_{Ni} = -(0,8-1,0)$  В;  $\varphi_{Ni-Co} = -(0,8-1,0)$  В;  $\varphi_{Co} = -(0,8-1,0)$  В и  $\varphi_{Cu} = -(0,3-0,35)$  В. Показано, что все многослойные пленки имеют нитевидную форму, ориентированы своей большей осью параллельно оси цилиндрического микроотверстия (рис. 1в). Согласно данным рентгеноспектрального анализа композит, состоящий из многослойных нанопроволок NiFe/Cu и АОА, в точках 1,2,3 включал элементы: Fe-3,3 ат.%, Ni-85,1 ат.%, Cu-1,4 ат.%, Al-10,1 ат.%; Fe-6,7 ат.%, Ni-78,1 ат.%, Cu-6,4 ат.%, Al-8,8 ат.% и Fe-5,7 ат.%, Ni-82,5 ат.%, Си-2,4 ат.%, Al-9,4 ат.%, соответственно.

С помощью сканирующего электронного Оже-спектрометра РН-660 фирмы «Perkin-Elmer» и ионно-плазменного травления показано, что в слоях *Co* и *NiFe* магнитного материала систем *Co/Cu* и *NiFe/Cu* присутствует примесь меди в количестве до 5-6 ат.%, в то время как в слоях меди примеси кобальта и никеля не обнаружено. Обсуждаются возможные механизмы роста многослойных пленок в матрицах на основе АОА.

## Механізми розсіювання носіїв струму і термоелектричні властивості PbTe:In

Никируй Л.І., Дзумедзей Р.О., Лисак А.В., Ільків О.І.

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

Халькогеніди свинцю відносяться до перспективних вузькощілинних напівпровідникових матеріалів, які широко використовуються для створення на їх основі термоелектричних перетворювачів енергії та джерел або приймачів інфрачервоного оптичного випромінювання. Кристали цих сполук отримують із значною кількістю електрично активних власних дефектів, які постачають носіями зону провідності чи валентну зону [1].

Особливістю легування індієм є створення станів у зоні провідності поблизу її краю, хімічний потенціал стабілізується в цій частині енергетичного спектру, і тому він є донором. Відстань квазілокального

рівня In від дна зони провідності у PbTe складає  $0,07 \pm 0,01$  eV при  $T = 0$  K [1]. Із збільшенням температури він зміщується у сторону зони провідності зі швидкістю  $-(3 \pm 1) \cdot 10^{-4}$  eV/K. Домішкова зона володіє амфотерними донорно-акцепторними властивостями і дає по 2 електрони на кожен атом In. Однак, за відсутності додаткового легування можна вважати, що кожен донорний атом індію дає один вільний електрон.

Найбільш ефективним методом при вивченні впливу домішок на властивості матеріалу є аналіз транспортних явищ, який здійснено із використанням варіаційної процедури [2,3], відповідно до основних принципів якої, рухливості носіїв визначали із виразу:

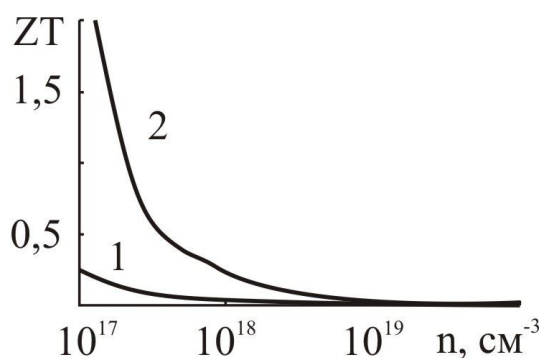
$$\mu = A(\epsilon_F, n, T) \sum_i (B_i F_i)^{-1}, \quad (1)$$

де  $A(\epsilon_F, n, T) = \frac{\chi_0}{e} \frac{\hbar^3 k_F}{kT} [m^*(\epsilon_F)]^{-2}$  – має розмірність рухливості,  $\chi_0$  – діелектрична проникність,  $\hbar$  – постійна Планка, а безрозмірні величини  $B_i$  і  $F_i$  залежать від виду механізму розсіювання носіїв. Результати промодельовано для випадку легування різними концентраціями домішки індію.

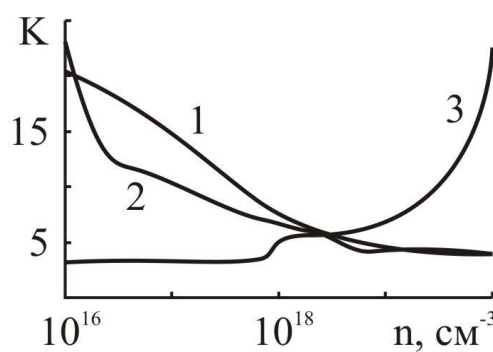
Ефективність роботи термоелектричних перетворювачів енергії визначається термоелектричною добротністю (ZT) використаних в них матеріалів визначається величиною [1, 3]:

$$ZT = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi} T. \quad (2)$$

Тут  $\alpha$  – коефіцієнт термо-е.р.с.,  $\sigma$  – питома електропровідність,  $\chi$  – коефіцієнт теплопровідності,  $T$  – температура,  $Z$  – термоелектрична добротність матеріалу.



**Рис. 1.** Безрозмірна термоелектрична добротність легованого індієм (2) та нелегованого телуриду свинцю при 77 K.



**Рис. 2.** Відношення безрозмірних термоелектричних добротностей легованого індієм та нелегованого телуриду свинцю ( $K = ZT_{PbTe:In} / ZT_{PbTe}$ ) при 4,2 K (1), 77 K (2) та 300 K (3).

Аналіз рухливості носіїв  $\mu$  (а відповідно, і пов'язаної із нею питомої електропровідності  $\sigma$ ) показав, що максимальні значення термоелектричної

добротності у широкому інтервалі температур і концентрацій визначатимуться саме домішковим розсіюванням.

Результати розрахунку властивостей відображено на рис. 1, 2, із яких чітко видно зростання термоелектричної ефективності при переході від нелегованого матеріалу до легovanого. Зокрема, числове значення коефіцієнта  $K = ZT_{\text{PbTe:In}}/ZT_{\text{PbTe}}$  для широкого діапазону температур 4,2-300 К і концентрацій ( $10^{16} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) значно більше одиниці.

1. В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич. Резонансное рассеяние носителей тока в полупроводниках типа  $A^{IV}B^{VI}$  (обзор) // ФТП, – 1992, – Т.26, №2, – сс. 201-222.
2. П.Н. Горлей, П.Н. Шендеровский. Вариационный метод в кинетической теории. К.: Наукова думка, – 1992, – 296 с.
3. Д.М. Фрейк, Л.І. Никируй, О.І. Ільків, О.М. Возняк. Метод часу релаксації та варіаційний підхід у аналізі явищ переносу у напівпровідниках  $A^{IV}B^{VI}$  // ФХТТ, – 2007, – Т. 8, №3, – сс. 451-456.

### **Carrier Scattering and Thermo-Electrical Properties of PbTe:In**

Nykyruy L.I., Dzumedzey R.O., Lysak A.V., Iljkiv O.I.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The influence of doping of the Indium on electrical-physical properties of the PbTe crystals are investigated. There are definition of concentration and temperature ranges of the dominant of scattering mechanism of the ionizing Indium donor. The analyses will be provide on the base of variation position to the Boltzman equation and Cane's band structure.

The termo-electrical properties are analysed. Dimensionless thermo-electrical quality factor for PbTe and PbTe:In on wide temperature and carrier concentration ranges was calculated and investigated.

### **Оптичне поглинання, ефект Холла та магнітоопір твердих розчинів $\text{CuInSe}_2\text{-ZnIn}_2\text{Se}_4$**

Божко В.В., Новосад О.В., Давидюк Г.Є., Козер В.Р., Парасюк О.В.

*Волинський національний університет імені Лесі Українки, Луцьк, Україна*

Потрійні халькогенідні сполуки та тверді розчини на їх основі широко використовуються при виготовленні високоефективних сонячних фотоперетворювачів, зокрема, для їх створення одними із найбільш перспективних за своїми технологічними та електрофізичними властивостями є тернарні сполуки  $\text{CuInSe}_2$ . Проте їх недоліком є невелика ширина забороненої зони, яка відповідає енергії квантів на краю максимуму спектра сонячного випромінювання. Збільшення ширини забороненої зони можливе в межах твердих розчинів в системах, де другим



компонентом виступає сполука зі спорідненою структурою та із більшим значенням забороненої зони.

У роботі досліджувались тверді розчини на основі n-CuInSe<sub>2</sub> системи CuInSe<sub>2</sub>-ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> з 5, 10, 15 і 20 мол.% ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. Тип провідності встановлено термоелектричними та холлівськими дослідженнями. Питома темнова електропровідність досліджуваних зразків при T≈300K становила ~1·10<sup>-3</sup> (Ом·см)<sup>-1</sup>.

Дослідження ефекту Холла та магнітоопору проводили п'ятизондовим методом на зразках, виготовлених у формі правильних паралелепіпедів розмірами (3÷8)×(0,5÷1)×(1÷2) мм<sup>3</sup>. Встановлено, що при 5 і 10 мол.% ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> системи CuInSe<sub>2</sub>-ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> концентрація електронів (n) 3,8·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup> та 5,6·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>, рухливість електронів (μ) - 59 см<sup>2</sup>/В·с та 37 см<sup>2</sup>/В·с (відомо, що для сполук CuInSe<sub>2</sub> випадок виродженості настає при концентрації електронів більшій 10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>). Для твердих розчинів із 15 і 20 мол.% ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> n=6,7·10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup> та n=8,4·10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup>, μ=130 см<sup>2</sup>/В·с та μ=70 см<sup>2</sup>/В·с. Дослідження магнітоопору для невироджених зразків дали ті ж значення рухливості та концентрації.

Для оптичних вимірювань використовувалися кристали з плоско-паралельними поверхнями оптичної якості товщиною (0,06÷0,1) мм або тонкі сколи. Енергетична залежність коефіцієнта поглинання світла в області краю власних оптичних переходів добре описується правилом Урбаха. За результатами дослідження краю власного поглинання оцінено ширину забороненої зони досліджуваних сполук (1, 1.02, 1.06, 1.08 eВ для 5, 10, 15 і 20 мол.% ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>).

### **The Optical Absorption, Hall-Efect and Magnetoresistence of Solid Solutions CuInSe<sub>2</sub>-ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>**

Bozhko V.V., Novosad O.V., Davyduyk H.Ye., Kozer V.R. Parasyuk O.V.

*Lesya Ukrainka Volyn National University, Lutsk, Ukraine*

The width of the energe gap in CuInSe<sub>2</sub>-ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> solution depending on their composition was established. Concentration of electrons and their Hall mobility for the various solutions of the system CuInSe<sub>2</sub>-ZnIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> were determined.

### **Структура плівок HfO<sub>2</sub>, напилених на кварцове скло**

Одарич В.А.

*Київський університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Діелектричні плівки є перспективним матеріалом для створення пристроїв опто- і мікроелектроніки, бар'єрних шарів, просвітлювальних покриттів дзеркал, захисних покриттів, газових та магнітних сенсорів тощо. Приділяється великий інтерес дослідженням мікроструктури плівок і

вдосконаленню технологічних умов їх одержання.

Одержані в літературі значення показника заломлення плівок виявляють значний розкид, який пов'язується із особливостями методу нанесення, поруватістю плівок тощо.

Розкид показника заломлення, поряд із причинами технологічного характеру, може бути пов'язаним із відхиленням реальної моделі відбивної системи від обраної при обрахунку еліпсометричних даних ідеальної моделі одношарової однорідної плівки. Реальна відбивна система може мати складнішу будову, ніж одношарова.

Метою даної роботи було встановити реальну модель відбивної системи діелектричних плівок, нанесених на підкладинки із оптичного кварцу, і обчислити її параметри.

Проведено багатокутові еліпсометричні виміри на діелектричних плівках, одержаних на кварцовому склі розпиленням матеріалу електронним пучком.

Виміри виконано у видній області на лініях спектра випромінювання ртуті у широкому інтервалі кутів падіння. Безпосередньо вимірюваними величинами були еліпсометричні параметри  $\cos\Delta$  і  $\operatorname{tg}\psi$ , де  $\Delta$  – різниця фаз між р- і s- складовими електричного вектора світлової хвилі, а  $\operatorname{tg}\psi$  – відношення коефіцієнтів відбиття у р- і s-площинах. Із багатокутових вимірів знаходили головний кут  $\Phi$  – кут падіння, при якому  $\Delta = 90^\circ$ . Величину  $\operatorname{tg}\psi$  при головному куті називають еліптичністю.

Параметри найпростішої моделі одношарової однорідної плівки – показник заломлення  $n_1$  та товщину  $d_1$  – розраховано з допомогою ітераційного методу розв'язання оберненої задачі еліпсометрії за вимірними еліпсометричними параметрами  $\cos\Delta$  і  $\operatorname{tg}\psi$ .

На обох досліджених плівках спостерігається залежність значень показника заломлення від кута падіння зондуючого світла на досліджуваній об'єкт. При цьому на деяких довжинах хвиль ця залежність не перевищує кількох сотих долей після коми, а на інших – становить кілька цілих одиниць. Ця залежність є монотонною, а не статистичною, і перевищує похибку експерименту (розкид точок).

Така аномалія проявляється найсильніше, коли товщина плівки близька до значення періоду зміни еліпсометричних параметрів з товщиною, тобто, коли значення еліпсометричних параметрів, виміряні при відбиванні від плівки, близькі до значень цих же параметрів, обчислених чи виміряних на вільній підкладинці.

Виявлено, що еліпсометричні дані, одержані на зразках з різною товщиною плівки, описуються моделлю двошарової плівки.

Для знаходження параметрів двошарової системи застосовано пакет еліпсометричних програм та спеціально розроблений метод обрахунку спектроеліпсометричних даних, одержаних на одному і тому ж зразку.

В результаті було встановлено, що внутрішній шар є однорідним,

його показник заломлення у межах похибки процедури обчислення однаковий для обох досліджених зразків і близький до 1,999. Досліджені плівки відрізняються товщиною внутрішнього шару (71 і 128,5 нм).

В той же час зовнішній шар для обох досліджених зразків має менший показник заломлення (1,9–1,95), ніж внутрішній, а його товщина практично однакова і перебуває у межах 15–20 нм.

Одержані результати пояснюються стовпчиковою структурою плівок, причому внутрішній шар утворений власне стовпчиками, а зовнішній – їх вершинами, що звужуються до поверхні.

Пустоти між стовпчиками зменшують ефективний показник заломлення, причому у зовнішньому шарі частка пустот вища, ніж у внутрішньому, і показник заломлення менший, ніж в глибині.

За невеликої шорсткості з висотами, які значно менші довжини світлової хвилі, її в еліпсометричних вимірах можна описати еквівалентним шаром з певними значеннями показника заломлення та товщини.

При цьому товщину зовнішнього шару можна трактувати як висоту шорсткості, яка є індивідуальною для кожної плівки, змінюючись, як показано в даній роботі, у межах 15–20 нм.

### **Structure of HfO<sub>2</sub> Films Diposited on Silica Glass**

Odarych V.A.

*Taras Shevchenko Kiev National University, physical department, Kiev, Ukraine*

Multiangular ellipsometry was applied in visual region to measure the refractive index and thickness of the dioxide hafnium films, deposited onto silica glass substrates by electron beam evaporation. It is revealed, that the inhomogeneity of the refractive index has been represented by an assembly of two homogeneous layers – an internal layer with index of refraction near 2 and an external layer, why has the less index of refraction, than internal, and his thickness different for different samples and is found within limits of 10 – 20 nm.

### **Структурні та люмінесцентні характеристики плівок CdTe**

А.С. Опанасюк<sup>1</sup>, В.В. Косяк<sup>1</sup>,  
С.І. Кшнякіна<sup>1</sup>, П.М. Буківський<sup>2</sup>, Ю.П. Гнатенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Сумський державний університет, Суми, Україна

<sup>2</sup> Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

Телурид кадмію впродовж тривалого часу є об'єктом ретельного вивчення дослідників, як перспективний матеріал для виготовлення детекторів рентгенівського і гама випромінювання, перетворювачів

сонячної енергії та низки інших приладів твердотільної електроніки. Разом з тим, їх очікування у значній мірі не виправдалися у зв'язку зі складністю отримання об'ємних та плівкових зразків CdTe з керованими електрофізичними характеристиками. Це пов'язано з недостатнім вивченням механізмів дефектоутворення у матеріалі та впливу структурних характеристик плівок на ансамбль точкових дефектів.

Плівки CdTe конденсували на скляних підкладках методом випаровування у квазізамкненому об'ємі. Температура випарника при цьому становила  $T_e = 898$  К. Температура підкладки змінювалась у діапазоні  $T_s = 423 \div 798$  К. Морфологія поверхні плівок вивчалася методом растрової мікроскопії (РЕММА-102). Структурні дослідження конденсатів були виконані на рентгенодифрактометрі ДРОН 4-07, при цьому за уширенням дифракційних ліній визначені розмір областей когерентного розсіювання (ОКР) та рівень мікродеформацій у шарах.

Низькотемпературні дослідження спектрів фотолюмінесценції в спектральній області 780 – 900 нм проводилися із використанням світлосильного спектрометра СДЛ-1 при збудженні аргонним лазером ( $\lambda=488,8$  нм), а також гелієвого кріостату, забезпеченого системою регулювання і підтримання температури „УТРЕКС”.

Встановлено, що при збільшенні  $T_s$  кристалічна структура плівок стає більш якісною. При цьому розмір ОКР в плівках CdTe у напрямку [111] спочатку зростає, а потім дещо зменшується. Існує оптимальний температурний інтервал ( $T_s=600-650$  К) в якому цей розмір є максимальним. Рівень мікродеформацій у напрямку [111] слабо зменшується при збільшенні  $T_s$  від  $\varepsilon=1,1 \cdot 10^{-3}$  до  $\varepsilon=0,69 \cdot 10^{-3}$ . Концентрація дефектів пакування у плівках становить 0,19-0,79%.

Висока якість кристалічної структури плівок підтверджується підвищеною інтенсивністю їх спектрів фотолюмінесценції та присутністю екситонних смуг. Концентрація неконтрольованих домішок (Cu, Au, Li, Na) в конденсатах є низькою.

Виявлена кореляція між структурними та фотолюмінесцентними властивостями плівок.

### **Structural and luminescent characteristics CdTe films**

Opanasyuk A.S.<sup>1</sup>, Kosyak V.V.<sup>1</sup>,  
Kshnyakina S.I.<sup>1</sup>, Gnatenko Yu.P.<sup>2</sup>, Bukivskiy P.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Sumy State University, Sumy, Ukraine

<sup>2</sup> Physics Institute NASU, Kyiv, Ukraine

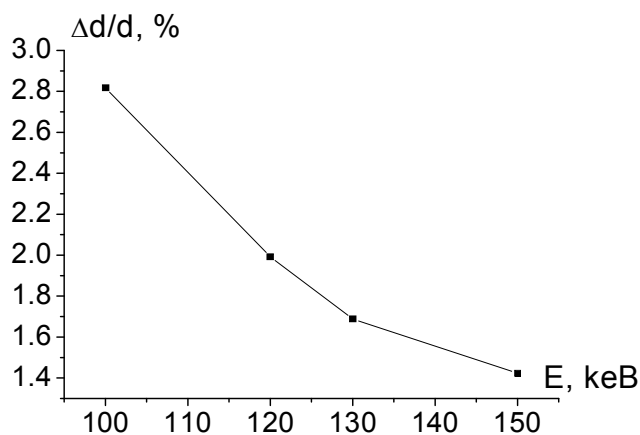
CdTe films were condensed onto glass substrates by quasi-clothed volume (QCV) method. Film surface morphology studied by SEM microscopy (REMMA-102). Structural researches were obtained by X-ray diffractometer DRON 4-07. Measurement in exciton spectrum segment carried using spectrometer SDL-1.

## Деформація приповерхневих шарів ФГП при імплантації іонами $\text{Si}^+$

Остафійчук Б.К., Гарпуль О.З., Яремій І. П., Кравець В.І.

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

Іонна імплантація, як метод, що дає можливість цілеспрямовано змінювати кристалічну (а, відповідно, і магнітну) структуру приповерхневих шарів, широко використовується при модифікації ферит-гранатових плівок. Метою наших досліджень було вивчення змін в кристалічній структурі приповерхневих шарів монокристалічних ферит-гранатових плівок  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , імплантованих іонами  $\text{Si}^+$  дозою  $D = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при різних енергіях імплантації (100-150 кеВ). Аналіз кристалічної структури проводився методом двокристалльної рентгенівської дифрактометрії.



**Рис. 1.** Залежність величини відносної максимальної деформації від енергії імплантації.

Як показали розрахунки, профілі відносної деформації у всьому інтервалі досліджуваних енергій є монотонно спадними, а величина відносної максимальної деформації приповерхневого порушеного шару із збільшенням енергії спадає (рис. 1). Очевидно це пов'язане з тим, що при імплантації важких іонів аморфізація приповерхневих шарів ФГП починається з поверхні [1] (енергії імплантованих іонів достатньо

для утворення аморфних зон безпосередньо внаслідок ударів окремих іонів).

Із збільшенням енергії імплантації зростає товщина аморфізованого шару, що приводить до зменшення товщини порушеного шару, яка фіксується рентгенівськими методами, і, відповідно, величини відносної максимальної деформації.

1. Кравець В.І. Дослідження структури імплантованих ферит-гранатових плівок рентгеноструктурним методом. Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук. – Київ. – 1998. – 18 с.

## The Deformation of Near-Surface Layer of FGF of Implantation by Si<sup>+</sup>

Ostafiychuk B.K., Garpul O.Z., Yaremiy I. P., Kravets V.I.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The single crystal ferrite-garnet films Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> implanted by Si<sup>+</sup> ions of  $D=5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  dose at different implantation energies (100–150 keV) are investigated. It is shown that value of maximal relative deformation decrease as a result of the energy implantation increasing. The theoretic explanation of this process is proposed.

## Структурные изменения в монокристаллах галлий-гадолиниевых гранатов после облучения ионами He<sup>+</sup>

Остафийчук Б.К.<sup>1</sup>, Яремий И.П.<sup>1</sup>, Яремий С.И.<sup>1</sup>, Фодчук И.М.<sup>2</sup>,  
Заплитный Р.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Прикарпатский национальный университет имени Василия Стефаника,  
Ивано-Франковск, Украина*

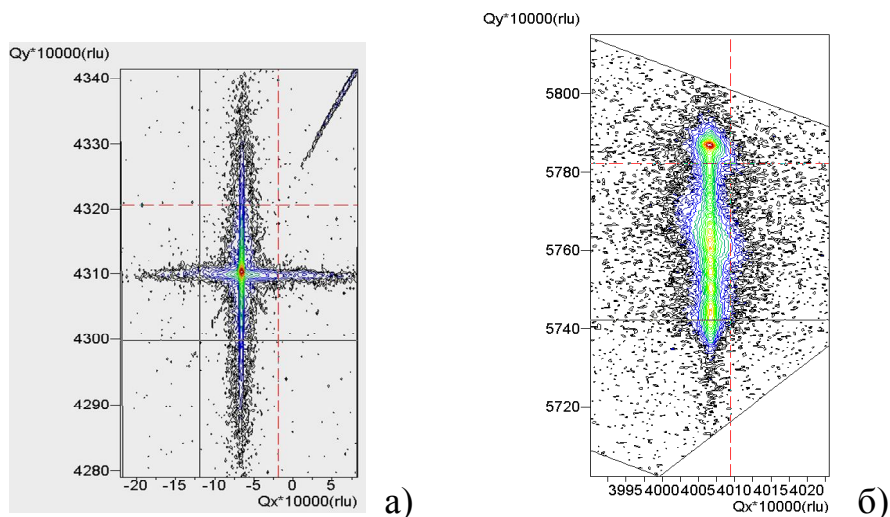
<sup>2</sup>*Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича,  
Черновцы, Украина*

Методами двух- и трехкристальной рентгеновской дифрактометрии исследованы изменения кристаллической структуры тонких приповерхностных слоев галлий-гадолиниевых гранатов Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (111) под воздействием ионного облучения He<sup>+</sup>. Энергия имплантируемых ионов E=100 кэВ, доза D=2·10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup>.

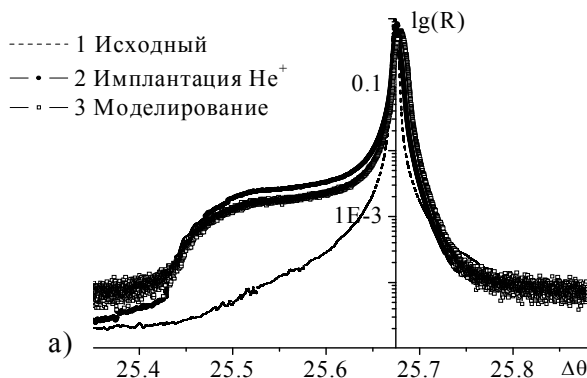
Исходя из полученных экспериментальных распределений интенсивности диффузного рассеяния в области узла обратной решетки (Рис.1) и результатов расчетов когерентной и диффузной составляющих КДО предложена модель возможных структурных изменений в приповерхностных слоях Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> после ионной имплантации He<sup>+</sup>.

Определен структурный фактор Дебая-Валлера, коэффициент диффузных потерь в нарушенных слоях, проведена оценка среднего радиуса и концентрации основных типов микродефектов: сферические кластеры –  $r_{sk} \sim 0,015 \text{ мкм}$ ,  $N_{sk} \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и дислокационные петли –  $r_{dp} \sim 0,35 \text{ мкм}$  и  $N_{dp} \sim 10^8 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

При моделировании кривых дифракционного отражения (Рис. 2а) и расчете деформационных профилей (Рис. 2б) в нарушенных слоях Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> использованы принципы обобщенной динамической теории рассеяния [1], и чисельное решение уравнений Такаги-Топена в полукинематическом приближении [2]. Для исследуемых образцов характерно наличие максимума деформации ( $\sim 6,2 \cdot 10^{-3}$ ) на глубине, практически совпадающей с областью ядерных энергетических потерь. Протяженность области искаженного приповерхностного слоя  $\sim 3000 \text{ \AA}$ .



**Рис. 1.** Распределения интенсивности диффузного рассеяния в области узла обратной решетки для кристаллов  $Gd_3Ga_5O_{12}$ .  $CuK_{\alpha}$ -излучение: а) исходный кристалл, отражение (444); б) ионная имплантация  $He^+$ , отражение (880).



**Рис 2.** Кривые дифракционного отражения  $R(\Delta\theta)$  кристаллов  $Ga_5Gd_3O_{12}$ , отражение (444),  $CuK_{\alpha}$  - излучение; монохроматор Ge (220).

$\Delta\theta$  – угловое отклонение. (б) - распределение деформации в приповерхностных слоев  $Ga_5Gd_3O_{12}$  до и после ионной имплантации.

1. V.B.Molodkin, S.I.Olikhovskii, and E.N.Kislavskii et al., Phys.stat.sol. (b), 2002, V. 231, – P.199.
2. V.Holý, J. Kuběna, and K.Ploog Phys.stat.sol. (b), – 1990, – V. 162, – P. 347.

### Structural Changes IN Single Crystals OF Gallium-Gadolinium Garnets After Irradiation BY $He^+$ Ions

Ostafiychuk B.K.<sup>1</sup>, Yaremiy I.G.<sup>1</sup>, Yaremiy S.I.<sup>1</sup>, Fodchuk I.M.<sup>2</sup>, Zaplitnyy R.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Vasyl Stefanyk Priкарпатский National University, Ivano-Frankivsk. Ukraine

<sup>2</sup>Yu.Fed'kovich National Chernivtsi University, Chernivtsi, Ukraine

Changes in crystalline structure of gallium-gadolinium garnets  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (111) under the influence of irradiation with  $He^+$  ions were studied. The energy of implanted ions –  $E=100$  keV, the dose  $D=2 \cdot 10^{15}$ . A model of possible structural changes in  $Gd_3Ga_5O_{12}$  near-surfaces layers after  $He^+$  ion implantation was proposed.

## Полімеризація фулериту $C_{60}$ -при взаємодії з атомами Ті

О.Л. Павленко, О.П. Дмитренко, М.П. Куліш, М.М. Білий, Ю.І. Прилуцький, Ю.Є. Грабовський, М.А. Заболотний

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Відомо, що легування фулеритів різнотиповими елементами призводить до різних ефектів, одним з особливо цікавих є полімеризація фулеритів, що має місце завдяки появі обмінної міжмолекулярної взаємодії, результатом чого може бути перебудова структури решітки фулериту. Можна очікувати, що в результаті допування будуть відбуватися суттєві зміни коливних і енергетичних спектрів цих наноматеріалів.

У даній роботі ми вирішили легувати фулерити  $C_{60}$  карбідоутворюючими атомами титану і застосувати такі методи досліджень як рентгенівська дифракція, комбінаційне розсіяння світла, фотолюмінесценції. Зразки були виготовлені методом вакуумного одночасного осадження порошків  $C_{60}$  та Ті на підкладки Si, товщина плівок становила 500 нм.

Допування фулеритів  $C_{60}$  карбідоутворюючими атомами титану суттєво ускладнює спектр раманівського розсіяння світла. В першу чергу це проявляється в значному розширенні смуг міжмолекулярного зв'язку поблизу частоти  $954\text{cm}^{-1}$ ,  $H_g(7)$  ( $1424\text{cm}^{-1}$ ),  $H_g(8)$  ( $1573\text{cm}^{-1}$ ), та зміщенні смуги пінч-моди  $A_g(2)$ . Із зростанням вмісту атомів титану спостерігається не лише ускладнення вказаних трансформацій смуг відмічених коливних мод, а має місце також деградація смуги  $A_g(2)$  і сильне зростання фону, які свідчать про значні спотворення молекул  $C_{60}$ . Такі трансформації вказують на зміну типу міжмолекулярного під'єднання або появи карбідних фаз за рахунок руйнування фулеритів. Останнє є можливим внаслідок виникнення гібридизації 2p-орбіталей фулеритів та 3d-рівнів титану та утворення нового типу міжмолекулярного об'єднання.

Допування фулеритів  $C_{60}$  атомами титану призводить до суттєвої перебудови спектрів фотолюмінесценції вже на стадії синтезу плівок. Особливістю даної перебудови є виникнення широкої розмитої смуги у всьому діапазоні фотолюмінесценції, викликаної рекомбінацією триплетних і синглетних екситонів Френкеля. Із збільшенням концентрації атомів титану в системі  $C_{60}$ -Ті має місце не лише тенденція до розмиття даної смуги, а також виникає додаткова смуга, яка відповідає появі екситонів із перенесенням заряду. Це вказує на значну роль карбідоутворюючих атомів титану у появі полімеризації фулеритів за рахунок сильної міжмолекулярної взаємодії, обумовленої гібридизацією електронних станів атомів титану і вуглецю.



### Polymerisation of C60 fullerite under interaction with Ti atoms

Pavlenko O.L., Dmytrenko O.P., Kulish M.P., Bilyi M.M., Prylutskyi Yu.I., Grabovskyi Yu. Ye., Zabolotnyi M.A.

*Kyiv National Taras Shevchenko University, Faculty of Physics, Kyiv, Ukraine*

Doping of fullerites with different chemical elements may cause different effects one of which is polymerization of C60 molecules. It occurs due to appearance of exchange intermolecular interaction. This effects must be visualized in vibration and electron spectra of the nanomaterials. Performed experimental investigations shown polymerization of fullerites as a result of hybridization of electron states of titanium and carbon atoms.

### Ентальпії утворення власних точкових дефектів у кадмій телуриді

Перкатюк І.Й., Ваньчук В.Б., Михайлик Л.І.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

Точкові дефекти визначають основні електричні і фотоелектричні властивості напівпровідникових сполук. Тому визначення величин ентальпій утворення дефектів має велике практичне значення.

В даній роботі використовуючи модель дефектної молекули та наближення розширеного методу Хюкеля [1] отримано ентальпії утворення аніонних та катіонних моновакансій у кадмій телуриді. Ентальпії утворення йонізованих дефектів знайшли апроксимуючи експериментальні залежності холівської концентрації від температури математичною моделлю, отриманою методом мінімізації термодинамічного потенціалу.

Результати розрахунку а також дані інших авторів та експериментальні дані наведені в таблиці.

$H_{V_{Cd}}$		$H_{V_{Te}}$		$H_{V_{Cd}} + H_{V_{Te}}$			$H_{V_{Cd}^-}$	$H_{V_{Cd}^{2-}}$	$H_{V_{Te}^{2+}}$	$H_{Cd_i^{2+}}$
*	[2]	*	[2]	*	[2]	Експ.	**	**	**	**
1,59	2,32	0,48	2,32	2,07	4,64	3,7[2]	3,66	3,76	4,00	2,18- 0,0025T

\* – значення отримані методом квантово-хімічного розрахунку;

\*\* – значення отримані способом апроксимації.

1. Ганина Н.В., Шмугуров В.А., Фистуль В.И. Квантово-химический метод определения энтальпии образования моновакансий в полупроводниках // Фізика і хімія твердого тіла. – 2004. – Т. 5. – № 3. – С. 430–435.
2. Сакалас А., Янушкявичюс З. Точечные дефекты в полупроводниковых соединениях. – Вильнюс: Мокслас, 1988. – 153 с.

## **Enthalpy of Formation of Own Point Defects in the Cadmium Telluride**

Perkatyuk I.J, Vanchuk V.B., Myhajlyk L.I.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Utilizing the semiempiric method of Khyukelya, approximating experimental dependences of Hall concentration on a temperature a mathematical model, got the method of minimization of thermodynamics potential enthalpy of formation of vacancies of cadmium and tellurium and interstitial atoms of cadmium is expected in the cadmium telluride, which conform to literary theoretical and experimental information.

## **Моделювання радіаційних та релаксаційних процесів в поверхневих шарах плівок ЗІГ, імплантованих іонами кисню**

Пилипів В.М., Ткачук В.М., Ткачук О.М., Григорук О.О.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

В роботі методом модельних досліджень вивчаються процеси дефекто-утворення в монокристалі залізо-ітрієвого граната при імплантації іонами кисню з енергією 90 кеВ без врахування впливу поверхні. Основна увага приділялась вивченню вторинних імплантаційних процесів, які є визна-чальними у формуванні всього каскаду атомних зіткнень, за участю основ-них компонент мішені (кисню, заліза, ітрію). Для моделювання використо-увалася гранатова структура зі 100000 атомів (625 елементарних комірок) з періодичними граничними умовами на бокових гранях.

Результати молекулярно-динамічного моделювання показують, що каскад атомних зіткнень при імплантації кисню складається, в основному із точкових радіаційних дефектів. На каскадах завжди можна виділити ряд ділянок, де густина енерговиділення в атомну систему мішені перебуває на рівні формування ефекту теплового піка. Моделювання постімплантаційних процесів в таких ділянках показало, що в 90-95% випадків час їх існування є недостатнім для значного зміщення атомів мішені зі своїх положень рівноваги та формування аморфної структури. Результати моделювання вказують також на те, що визначальними тут є не теплові процеси, а ефекти кінетичного перерозподілу атомів мішені під дією первинних та вторинних імплантаційних процесів [1]. У сформованій при цьому ділянці кристалічної структури виділяється центральна зона, збіднена кисневими атомами, яка перебуває під дією стискаючих напруг оточуючого середовища і являє собою еліпсоїд обертання з півосями у співвідношенні 1 : 2 та розмірами в межах 1 - 5 об'ємів елементарної комірки. З урахуванням геометрії процесу іонної імплантації

переважаючою є просторова орієнтація більшої півосі еліпсоїда від поверхні вглиб вздовж напрямку (111) в кристалічній структурі. Відповідним є і просторовий розподіл напруг в таких ділянках: з боку поверхні вони нульові або навіть розтягуючі, від'ємні, а з боку об'єму – максимально стискаючі із величиною до  $\Delta a/a \sim 10\%$ .

Магнітне впорядкування вищеописаних ділянок з урахуванням рівня їх дефектності за аніонною підграткою та зміна геометрії і відстані надобмінних взаємодій вказують на те, що в межах 10 - 30% вони вже при кімнатній температурі перебувають в парамагнітному стані.

Результати моделювання корелюють із даними експериментальних досліджень КЕМ спектроскопії та рентгеноструктурного аналізу [2].

1. Остафійчук Б.К., Ткачук В.М., Ворончак О.М., Яворский Б.И. О возможном механизме аморфизации поверхности феррит-гранатовых пленок вследствие ионной имплантации / *Металлофизика и новейшие технологии.* – 1994. – В. 16. – С.51-54.
2. Остафійчук Б.К., Олейник В.А., Пыльпив В.М. и др.. Кристаллическая и магнитная структура имплантированных слоев монокристаллических пленок железо-иттриевого граната. – Киев, 1991.—70с. (Препринт АН УССР, Ин-т металлофизики).

### **Design of Radiations that Relax Processes in the Superficial Layers of the Films ZIG, Implanted by the Ions of Oxygen**

Pylypiv V.M., Tcachyuk V.M., Tcachyuk O.M., Grigoruk O.O.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The mechanisms of the formation of defects in superficial layers of epitaxial yttrium iron garnet films during the implantation by oxygen ions ( $E=90$  keV) are investigated by mathematical modeling methods. Secondary implantation processes and the evolution of the cascade collisions of target atoms up to a thermodynamical equilibrium state are studied.

### **Фізико-механічні властивості полівінілхлориду з багатостінними вуглецевими нанотрубками**

Пінчук Т.М., Дмитренко О.П., Куліш М.П., Прилуцький Ю.І., Грабовський Ю.Є., Білий М.М., Мацуй Л.Ю., Заболотний М.А., Шут М.І.

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна.*

Багатостінні вуглецеві нанотрубки, широко використовуються при створенні полімерних композитів, оскільки вони мають високі пружні властивості та параметри зміцнення. Такі характеристики мають лише

нанотрубки з малою концентрацією структурних дефектів. Крім того, сенсифікація механічних властивостей композитів є можливою лише при достатньому спряженні поверхні нанотрубок з молекулами полімерів.

В даній роботі розглянута кристалічна структура, коливальні спектри, мікротвердість та електроопір композитів полівінілхлориду з різним вмістом багатостінних вуглецевих нанотрубок (від 0,2 до 2,0 ваг.%). Дослідження проводились із застосуванням методів рентгенівської дифракції, раманівського розсіяння світла, мікротвердості та електроопору. Нанотрубки були одержані в результаті хімічного осадження пари на дисперговані каталізатори. Полімерні композити були виготовлені шляхом пресування в циліндричній прес-формі. Для цього зразки плавилась при температурі 240°C і пресувались під тиском 300 атм., а потім охолоджувались у вакуумі. Отримані зразки мають товщину 1мм, діаметром 15 мм.

Встановлено, що зміцнення композитів має місце лише при малому вмісту нанотрубок. Це свідчить про те, що відбувається спряження поверхні нанотрубок з молекулами полівінілхлориду.

### **Physically-Mechanical Properties of Poly(vinyl) Chloride with Multi-Walled Carbon Nanotubes**

Pinchuk T.M., Dmytrenko O.P., Kulish M.P., Grabovsky Yu.E., Prylutsky Yu.I., Bilyy M.M., Matsuy L. Yu., Zabolotnyy M. A., Shut M. I

*Kyiv National Shevchenko University, Departments of Physics, Kyiv, Ukraine*

In this work were observed crystal structure, vibrational spectra, micro hardness and resistivity of poly(vinyl) chloride composites with different content of multi-walled carbon nanotubes (from 0,2 to 2,0 wt.%).

The studies were performed with using of X-ray diffraction, Raman scattering, micro hardness and resistivity methods. It is established that durability of composites occurs only at small content of nanotubes. It proves about conjugation of nanotube surface and poly(vinyl) chloride molecules.

### **Вплив FeCl<sub>3</sub>-інтеркаляційної модифікації нанопористого вугілля на структуру і властивості подвійного електричного шару межі його розділу з електролітом**

Покладок Н.Т.<sup>1</sup>, Григорчак І.І.<sup>1</sup>, Мокляк В.В.<sup>2</sup>

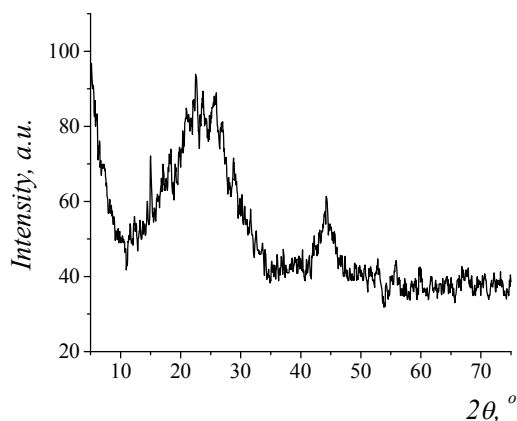
<sup>1</sup>Національний університет "Львівська політехніка", Львів, Україна

<sup>2</sup>Інститут металофізики НАН України, Київ, Україна

Сьогодні стає очевидним факт, що запорукою успіху на шляху суттєвого покращення експлуатаційних характеристик конденсаторів на подвійному електричному шарі є забезпечення поєднання оптимальної пористої структури активованого вугілля з його відповідною

електронною будовою, яка забезпечувала б деблокування гелмгольцевої ємності ємністю області просторового заряду в твердому тілі. Використовувані для цієї мети хімічні методи модифікації пористої структури [1-2] не дають одночасної цілеспрямованої зміни електронної будови.

Мабуть одним з перших кроків для вирішення цієї проблеми і присвячена дана робота, оскільки переважний масив робіт щодо удосконалення суперконденсаторів необґрунтовано пов'язується лише з модифікацією пористої структури чи привиттям поверхні певних функціональних редокс-груп. Ми пропонуємо застосувати трихлорид заліза, який добре інтеркалює графітові включення, покращуючи



**Рис. 1.** Рентгенодифрактограма активованого вугілля після  $FeCl_3$  – інтеркаляційної модифікації

пористу структуру, та наступну термічну інжекцію заліза в структуру активованого вугілля задля підвищення концентрації вільних носіїв заряду.

Як виявилось, першим нетривіальним результатом такої технології стало збільшення об'єму композиту майже у два рази.

Рентгеноструктурні дослідження в широкому інтервалі кутів дифракції проводили в режимі  $\theta$ - $2\theta$  сканування. Крива інтенсивності розсіяння отриманого матеріалу наведена на рис. 1. На ній спостерігаються дифузні максимуми, характерні для аморфного стану. Істотне збільшення інтенсивності розсіяння в області малих кутів ( $5-10^\circ$ ) свідчить про пористу структуру матеріалу. Мессбауерівська спектроскопія дала відповідь на його зарядовий стан –  $Fe^{3+}$ .

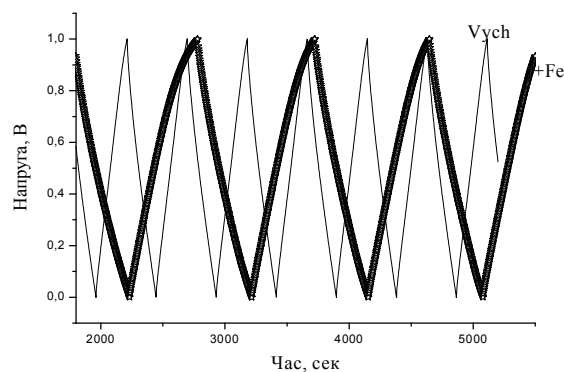
Детальний аналіз профілю головного дифузного максимуму виявляє його асиметричний характер і свідчить про формування вуглецевих нанокластерів з ближнім порядком типу графіту. За допомогою прикладного пакета програм GNOM опрацьовані рентгенівські дані в області малих кутів розсіяння ( $0,2-3^\circ$ ) і визначено функцію розподілу пор за їхнім розміром.

Імпедансні виміри проведені в частотному діапазоні ( $10^{-3}-10^6$  Гц) при постійних напругах зміщення з інтервалу  $-1\div+1$  В дали змогу побудувати вольт-фарадні залежності. Для моделювання отриманих діаграм Найквіста заступна електрична схема де Леві була модифікована структурною ланкою, що відображала наявність ємності області

просторового заряду в активованому вугіллі. Це та виміряні циклічні вольтамперограми електрохімічних комірок дозволили знайти зміну положення рівня Фермі, викликаного модифікуванням та знайти ієрархію впливів на питому ємність матеріалу її та зміни пористості структури.

На рис. 2 наведені гальваностатичні зарядно-розрядні криві, які засвідчують досягнення питомої ємності  $C_n$  отриманого модифіковано матеріалу  $\sim 147\text{Ф/г}$ . Порівнюючи його з відомими матеріалами з аналогічним значенням площі активної поверхні і функцією розподілу пор за їхнім діаметром можна констатувати підвищення  $C_n$  майже на 100%.

В роботі детально аналізуються механізми інтеркаляційної модифікації активованого вугілля як щодо інтеркаляції графітових включень і викликану нею гідрофілізацію, так і по відношенню до зміни енергетичної топології станів поблизу рівня Фермі.



**Рис. 2.** Гальваностатичні цикли заряд розряд для вихідного активованого вугілля та після  $\text{FeCl}_3$  –інтеркаляційної модифікації

1. P. Staiti, F. ufrano, N. ondello, L. Spadaro // Proc. 14-th international seminar on double layer capacitor and hybrid energy storage devices. Deerfield Beach (USA). 2004. P. 342
2. Р.П. Лісовський, І.М. Будзуляк, І.І. Григорчак, Р.І. Мерена, І.Ф. Миронюк, Б.К. Остафійчук Властивості суперконденсаторів на основі активованого вуглецю, інжектваного хромом// Фізика і хімія твердого тіла. - 2004. -Т.5. - №4. - С.833-835.

### **The $\text{FeCl}_3$ –Intercalation Modification Influence on Structure and Properties of Nanoporous Carbon-Electrolyte Interface Double Electric Layer**

Pokladok N.T.<sup>1</sup>, Grygorchak I.I.<sup>1</sup>, Moklyak V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine

<sup>2</sup>Institute of Metal Physics, NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine

For graphite inclusions intercalation we propose to use the ferum trichloride. It imprume pourus structure for Fe therma injection in activated carbon structure for free charge carrier concentrator increase.

## Електрохромні полімери як “розумні” покриття в електрооптичних пристроях

Аксіментьєва О., Польовий Д., Конопельник О., Євчук О.

*Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна*

З початку відкриття явища електрохромізму (зміни забарвлення під дією напруги) розроблені різноманітні органічні та неорганічні матеріали для практичного застосування – це “розумні” покриття для офісних вікон та автомобільних дзеркал, що здатні затемнюватись, органічних дисплеїв, інфрачервоних приймачів, сенсорів та ін. Перспективними електрохромними матеріалами є електропровідні полімери, зокрема, політіофенового та поліаміноаренового ряду [1,2]. Електрохромний матеріал повинен мати забарвлений центр і поглинати світло у видимій частині спектру. Однак ефекти впливу електричного поля спостерігаються і в ультрафіолетовій, і ближній ІЧ-області спектра. Вважається, що електрохромність визначається енергетичними властивостями молекул в основному і збудженому станах, а також величинами, які характеризують перехід з одного стану в інший.

Переважає більшість електрохромних матеріалів функціонують у протонних електролітах. Зміна забарвлення пов'язана з інжекцією або екстракцією заряду, що відповідно супроводжується впровадженням або вивільненням протонів. В даній роботі вивчено електрохромні властивості тонких плівок поліаміноаренів, політіофенів, зокрема, полі-3,4-діоксітіофену, їх гібридних композитів з наноструктурованими матрицями діоксиду титану в електролітах різного складу. Запропоновано метод оцінки електрохромних характеристик мультиколірних матеріалів при зміні поляризації електроду. Проаналізовано характер впливу протонних електролітів і органічних розчинників на контрастність, зсув максимуму поглинання та стабільність електрохромних характеристик полімерних та гібридних плівок [3]. Методом імпедансної спектроскопії визначено коефіцієнти дифузії електрона в процесі забарвлення – знебарвлення поліарену, показано, що асиметричність цих процесів пов'язана з релаксацією структури полімерного ланцюга під дією електричного поля [4].

1. F. Carpi, D. De Rossi. //Optics & Laser Technology. – 2006. – V. 38. – 292–305.
2. E. Sahin, P.Camurlu, L.Toppare. // Synthetic Metals. – 2006. – V. 156 pp. 124–128.
3. Aksimentyeva O.I., Poliovyi D.O., Fechan A.V., Yevchuk O.M. // Molec.Cryst. &Liq.Cryst. – 2008. – V. 497. – P. 30-37.
4. D.O.Poliovyi, O.I.Aksimentyeva, O.I,Konopelnik, B.P.Bahmatiuk. // Molec. Cryst. &Liq.Cryst, 2007. – V. 468. – P.215-224.

## Electrochromic Polymers as “Smart Films” in the Electrooptical Devices

Aksimentyeva O., Poliovyi D., Konopelnyk O., Yevchuk O.

Lviv Ivan Franko National University, Lviv, Ukraine

The electrochromic properties of the polyarene thin films and composites with nanostructured TiO<sub>2</sub> matrices are studied in different electrolytes. It proposed a method to estimate the characteristics of multichromic materials. By impedance spectroscopy the electron diffusion coefficients during coloration – bleaching process were calculated.

## Термодинаміка власних точкових дефектів у плюмбум сульфіді

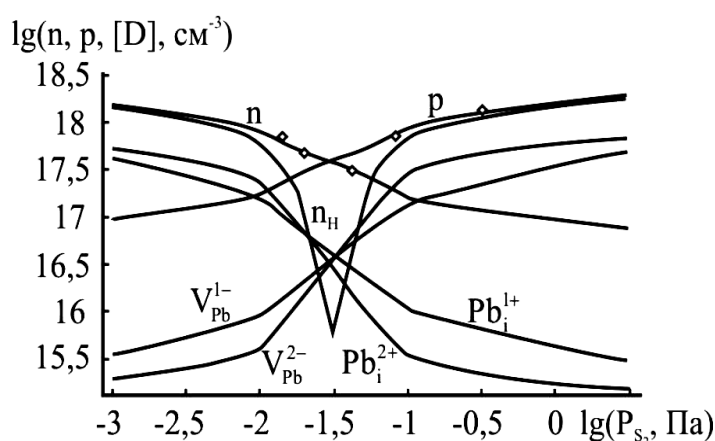
Прокопів В.В. (мол.)

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

Точкові дефекти визначають основні електричні та фотоелектричні властивості напівпровідникових матеріалів. Тому важливою задачею матеріалознавства є визначення концентрації дефектів, та встановлення їх впливу на параметри кристалів.

В даній роботі методом термодинамічних потенціалів розраховано концентрації точкових дефектів та вільних носіїв заряду в кристалах PbS в залежності від технологічних факторів двотемпературного відпалу (температури відпалу  $T$ , парціального тиску пари сірки  $P_{S_2}$ ).

Розглядалася модель атомних дефектів, яка передбачає одночасне існування як однозарядних, так і двозарядних міжвузлових атомів Плюмбуму  $Pb_i^+$ ,  $Pb_i^{2+}$  і вакансій Плюмбуму  $V_{Pb}^-$ ,  $V_{Pb}^{2-}$ .



Залежність концентрації точкових дефектів  $Pb_i^+$ ,  $Pb_i^{2+}$ ,  $V_{Pb}^-$ ,  $V_{Pb}^{2-}$ , електронів  $n$  та дірок  $p$

Як видно з рисунка теоретично визначена барична залежність холлівської концентрації вільних носіїв заряду  $n_H$  задовільно описує експериментальні дані відпалу кристалів PbS.

Домінуючим донорним дефектом у матеріалі  $n$ -типу, згідно з результатами наших розрахунків, є двократно заряджений міжвузловий



атом Плюмбуму  $Pb_i^{2+}$ . У матеріалі  $p$ -типу домінує двократно йонізована вакансія Плюмбуму  $V_{Pb}^{2-}$ .

### **Thermodynamics of Lead Sulfur Own Point Defects**

Prokopiv V.V. (Jr)

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

By the method of thermodynamics potentials expects the concentration of point defects and free charge carriers in the PbS crystals depending from technological factors at the two-temperature annealing (annealing temperature  $T$ , partial pressure of Sulfur pair  $P_{S_2}$ ). It is set, the interstitial atom  $Pb_i^{2+}$  is dominant defect in material of  $n$ -type of conductivity, and vacancy  $V_{Pb}^{2-}$  is dominant defect in material of  $p$ -type of conductivity.

### **Самокомпенсація у легованих хлором кристалах кадмій телуриду**

Прокопів В.В.<sup>1</sup>, Фочук П.М.<sup>2</sup>, Горічок І.В.<sup>1</sup>, Писклинець У.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

<sup>2</sup>*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна*

Легований хлором кадмій телурид, знаходить широке застосування, в першу чергу, у виробництві детекторів йонізуючого випромінювання. Одним зі способів отримання кристалів із заданими властивостями є проведення двотемпературного відпалу попередньо вирощених кристалів, в процесі якого можна ефективно керувати структурою точкових дефектів, які визначають більшість електричних та оптичних властивостей матеріалу.

Тому надзвичайно актуальною проблемою є дослідження кристалів CdTe:Cl в області високих температур та встановлення впливу технологічних факторів двотемпературного відпалу (температура відпалу, тиск пари додаткового компоненту) на властивості матеріалу.

Легування кристалів CdTe хлором здійснювали в процесі вирощування, шляхом додавання CdCl<sub>2</sub> у вихідну шихту. Концентрація хлору в розплаві була  $\sim 2 \cdot 10^{18}$  ат/см<sup>3</sup>. Високотемпературні вимірювання ефекту Холла проводили на зразках розміщених у вакуумованій ампулі в двозонній печі, де одна зона забезпечувала температуру зразка, а друга – температуру Cd, і відповідно тиск пари Cd.

У результаті вимірювань, було встановлено, що для кристалів CdTe:Cl концентрація носіїв у широкому діапазоні технологічних факторів є близькою до концентрації носіїв у нелегованому матеріалі.

Для пояснення таких результатів проведено моделювання дефектної структури кристалів методом мінімізації термодинамічного потенціалу системи кристал-газ. При моделюванні, окрім власних точкових дефектів ( $V_{Cd}$ ,  $Cd_i$ ,  $V_{Te}$ ,  $Te_i$ ) та атомів заміщення ( $Cl_{Te}$ ), враховували також можливість утворення комплексів  $(V_{Cd}^{-2}Cl_{Te}^{+})^{-}$ ,  $(V_{Cd}^{-2}2Cl_{Te}^{+})^0$ .

Згідно з результатами розрахунку, до температур 800–900 К електрична дія йонізованих атомів домішки  $Cl_{Te}^{+}$  практично повністю компенсується комплексами  $(V_{Cd}^{-2}Cl_{Te}^{+})^{-}$ . Співвідношення між нейтральними та йонізованими асоціатами змінюється в залежності від температури відпалу та тиску пари кадмію. Зокрема, при максимальному тиску пари кадмію до температури  $\approx 900$  К переважаючими дефектами у кристалі є  $(V_{Cd}^{-2}2Cl_{Te}^{+})^0$ . В діапазоні температур 900–1000 К концентрація вказаного нейтрального комплексу зменшується і домінуючим є  $(V_{Cd}^{-2}Cl_{Te}^{+})^{-}$ . При вищих температурах асоціати розпадаються і домінуючим дефектом є незв'язані у комплекси атоми домішки.

Таким чином, близькість концентрацій електронів у чистому CdTe та CdTe:Cl зумовлена тим, що в результаті процесів самокомпенсації значна частина введеної домішки зв'язана у комплекси  $(V_{Cd}^{-2}Cl_{Te}^{+})^{-}$  і  $(V_{Cd}^{-2}2Cl_{Te}^{+})^0$ .

### Self-Compensation in Chlorine Doped Crystals of Cadmium Telluride

<sup>1</sup>Prokopiv V.V., <sup>2</sup>Fochuk P.M., <sup>1</sup>Gorichok I.V., <sup>1</sup>Pysklynets U.M.

<sup>1</sup>Vasyl Stefanyk National Prekarpathian University, Ivano-Frankivsk, Ukraine

<sup>2</sup>Uriy Fedkovych National Chernovtsy University, Chernivtsi, Ukraine

The high temperature measurements of Hall effect of CdTe crystals are provide. The modeling of crystals defect structure by method of minimization of thermodynamics potential of the system crystal-gas for experimental data explanation is lead. It is set that except for the substituting defect of  $Cl_{Te}$  in a crystal the complexes  $(V_{Cd}^{-2}Cl_{Te}^{+})^{-}$  and  $(V_{Cd}^{-2}2Cl_{Te}^{+})^0$  in fars are present.

### Электрофизические свойства бикристаллических границ в пленках высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

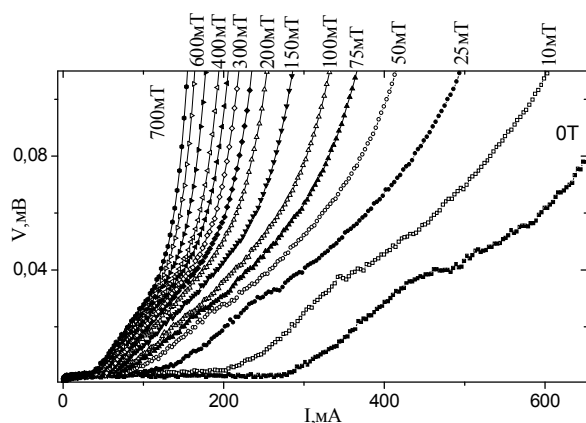
Ребиков А.И., Касаткин А.Л., Каленюк А.А., Флис В.С.,  
Москалюк В.О., Пан В.М.

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины, Киев, Украина

Исследование особенностей протекания транспортного тока сквозь границы зерен в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) является одной из важных проблем прикладной сверхпроводимости [1].

Целенаправленно такие исследования удобно проводить на бикристаллах ВТСП, в которых можно изучать транспортные свойства и влияние на токонесущую способность материала одной выделенной границы, разделяющей кристаллические блоки разной ориентации при различных условиях эксперимента [2-5].

В настоящей работе приводятся результаты исследования транспортных свойств эпитаксиальных [001] бикристаллических ВТСП пленок  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO), полученных методом импульсного лазерного осаждения на бикристаллические подложки  $SrTiO_3$  с углом разориентации  $\theta = 6-8^\circ$ . Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) проводились четырехзондовым методом на мостиках (изготовленных из этих пленок методом фотолитографии) в диапазоне температур 78–100 К и постоянном магнитном поле 0–1 Тл для различных ориентаций вектора магнитного поля относительно пленки.



Полученные результаты указывают на сильный пиннинг вихрей Абрикосова в исследованных пленках, отсутствие слабых связей в пленке и существенную роль коллективных эффектов в ансамбле абрикосовских вихрей (проявляющуюся в отрицательной кривизне ВАХ в двойных логарифмических координатах).

1. D. Larbalestier, et.al., Nature, – 2001. – V. 414. – P.368.
2. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, Rev. Mod. Phys., – 2002. – V.74, No.2. – p.485.
3. A.Diaz, et.al., Phys.Rev.Lett. – 1998. – V. 80, No.17. – p. 3855.
4. Phys.Rev. B, – 1998. – V. 58, No.6. – p. R2960.
5. N. F. Heinig, et.al., Phys.Rev. B, – 1999. – V. 60, No.2. – p. 1409.
6. A.Gurevich, et.al., Phys.Rev.Lett., – 2002. – V. 88, No.9. – p. 097001.

## Формирование и релаксация поляризации в пленках легированного полистирола

Ревенюк Т.А.

*Одесская национальная академия пищевых технологий, Одесса, Украина*

Одним из важных направлений современной оптоэлектроники является использования в качестве преобразователей частоты светового сигнала нелинейных оптических (НЛО) полимеров, которые для получения

оптической нелинейности легируют сильно полярными молекулами-хромофорами с образованием так называемой *guest-host* системы. Хотя НЛО восприимчивость полимеров ниже, чем у кристаллов, в ряде случаев они имеют преимущества благодаря высокой оптической прозрачности, химической стойкости и прекрасным механическим свойствам.

Работа посвящена исследованию формирования и диэлектрической релаксации поляризованного состояния в тонких полимерных пленках на основе полистирола, легированного оптически активными добавками азокрасителя ДР1. На примере изученной модельной *guest-host* системы показано, что релаксационные процессы в НЛО полимерах можно изучать без применения оптических методов, рассматривая такие полимеры как полярные электреты, в которых взаимодействуют обусловленная оптически активной добавкой дипольная поляризация и созданные захваченными носителями поверхностный и объемный заряды.

Кинетика формирования поляризованного состояния изучена в изотермических и термостимулированных условиях с применением ряда современных методов экспериментального исследования, таких как дифференциальная сканирующая калориметрия, метод абсорбционных и термостимулированных токов поляризации и деполяризации, метод вольт-амперных характеристик, диэлектрическая спектроскопия, изучение динамики электретного потенциала, метод Хамона для реконструкции инфранизкочастотных диэлектрических спектров. Для повышения чувствительности и информативности метода ТСД разработана его новая модификация с введением последовательно с образцом периодически включаемого конденсатора или дополнительного сопротивления.

Сравнение токов изотермической и термостимулированной поляризации и деполяризации позволило выявить и проанализировать причины различий между поляризационными и деполяризационными токами, такие как высокотемпературная проводимость, формирование свободного объема, разные начальные условия проведения опытов.

Сравнение экспериментальных и теоретических токов релаксации в широком диапазоне времен поляризации и температур показало, что к исследуемой системе в области температур ниже температуры стеклования полимера применим принцип суперпозиции электрических величин, несмотря на оптическую нелинейность пленок. Предпосылкой для применения к системе ПС-ДР1 в случае неизотермических процессов концепции универсального внутреннего температурно-зависимого времени является экспериментально установленный факт возможности получения одинакового поляризованного состояния при различной комбинации времени и температуры электризации.

Методами токов ТСД и диэлектрической спектроскопии показано, что эволюции поляризованного состояния в легированном ПС соответствует широкий спектр времен релаксации, причем температурная

зависимость времени релаксации соответствует модели Вильямса-Ландела-Ферри выше температуры стеклования и термоактивационной модели Аррениуса при более низких температурах. Применение частотно-временного преобразования Хамона позволило расширить в инфранизкочастотную область до  $10^{-5}$  Гц диапазон исследованных частот.

Установлено, что при легировании полистирола молекулами ДР1 наблюдается эффект пластифицирования, проявляющийся в понижении температуры стеклования и уменьшении времени релаксации.

Важная информация о формировании и релаксации поляризации получена путем применения гальваностатической коронно-разрядовой электризации, дополненной измерением токов ТСД в различных модификациях. Установлено, что кинетика электризации соответствует модели Архипова-Руденко-Сесслера-Феррейры, на основании которой найдены произведение подвижности носителей заряда на время их захвата и коэффициент выброса захваченных зарядов из ловушек.

На основе многофакторного эксперимента установлены наилучшие условия электризации в коронно-разрядовом триоде и сформулированы соответствующие практические рекомендации по режимам зарядки полимерных пленок.

### **Formation and Relaxation of Polarization in Films of Doped Polystyrene**

Revenyuk T.A.

*Department of Physics and Materials Science, Odessa National Academy of Food Technologies, Odesa, Ukraine*

Formation and relaxation of the polarized state have been studied in a *guest-host* system composed of polystyrene films doped with DR1 azo dye molecules. It is shown that the relaxation processes in non-linear optical polymers can be studied considering such polymers as polar electrets, in which the dipolar polarization interacts with surface and volume charges.

### **Дослідження впливу концентрації затверджувача на фізико-механічні властивості клеїв, приготовлених з КФС різних виробників**

Рик Л.В.

*Львівська комерційна академія, Львів, Україна*

У виробництві ДСП клеєм називають суміш речовин (карбамідоформальдегідна смола (КФС), затверджувач, модифікатори), яка володіє здатністю при дії тепла та тиску зв'язувати (склеювати) між собою деревні частинки. Клеї повинні відповідати наступним основним вимогам: забезпечувати плитам високу міцність і пластичність; володіти

довготривалою життєздатністю; мати відповідну в'язкість, що дозволяє рівномірно розподіляти краплини клею по поверхні деревних частинок; якнайменше зношувати ріжучий інструмент тощо. Основним завданням у виробництві ДСП є підбір таких рецептур клею, щоб при мінімальних витратах забезпечити визначені стандартами механічні характеристики ДСП. Це ускладнюється тим, що як правило, на підприємствах з виготовлення ДСП використовують КФС різних виробників, їх хімічний склад не є ідентичним, відтак для кожного КФС розробляють окремі рецептури клеїв (для внутрішнього та зовнішніх шарів ДСП), уточнення яких здійснюють в процесі виробництва ДСП. Тому актуальним є розроблення методики, яка б в лабораторних умовах дозволила швидко підібрати рецептуру клеїв на основі різних КФС.

На основі ряду методик, які використовуються у виробництві і аналізі КФС, ДСП розроблено методику, яка дозволяє визначати механічні властивості клеїв при їх взаємодії з целюлозними матеріалами. Досліджено вплив концентрації затверджувача на фізико-механічні властивості клеїв, приготованих основі КФС різних виробників - ВАТ "Перечинський лісохімічний комбінат", ТОВ «КарпатСмоли» та Рубежанського казенного хімічного заводу «Заря». Було приготовлено зразки целюлозного наповнювача (фільтрувального паперу), просоченого клеями та висушеного при 373 К. Дослідження проводили на розривній машині. Встановлено оптимальні концентрації затверджувача, при яких отримуються клеї з максимальними механічними властивостями (руйнівне зусилля при розриві, максимальне видовження при розтягу). Отримані результати використані при промисловому виробництві ДСП.

### **Дослідження впливу концентрації затверджувача на фізико-механічні властивості клеїв, приготованих з КФС різних виробників**

Рик Л.В.

*Львівська комерційна академія, Львів, Україна*

The effect of hardener on the physical and mechanical properties of adhesives, cooked basis UFR different manufacturers. Established optimal concentration of hardener, in which received glue with great physical and mechanical properties.

### **Фасетирование границ зерен в поликремниевых пленках при отжиге**

Находкин Н.Г., Кулиш Н.П., Родионова Т.В.

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,  
Киев, Украина*

Поликремниевые пленки широко используются в микроэлектронике в качестве затворов транзисторов, низкоомных соединений и др. [1]. В процессе

производства приборы с поликремнием подвергаются ряду высокотемпературных термообработок, в результате которых происходит изменение структуры пленок, в частности, зернограничной структуры, что приводит к резкому изменению таких свойств границ зерен как энергия, диффузионная проницаемость, сегрегация примесей и связанных с ними механических, электрических и оптических свойств [1,2]. Поэтому большой интерес представляет исследование явлений, имеющих место на границах зерен в поликремниевых пленках, в частности, фасетирования границ зерен. В процессе фасетирования, как и в случае внешней поверхности кристалла [2,3], граница зерен разбивается на систему плоских фасеток, если суммарная энергия этих фасеток меньше энергии исходной поверхности, несмотря на то, что увеличивается суммарная площадь поверхности.

В данной работе методом просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) исследовано фасетирование границ зерен в легированных фосфором поликремниевых пленках, полученных методом химического осаждения из газовой фазы в реакторе пониженного давления. Проанализирована связь процессов фасетирования с механизмами роста зерен в пленках при различных температурах отжига.

ТЕМ исследования показали, что фасетирование границ зерен в поликремниевых пленках имеет место во всем интервале температур от температуры осаждения  $630^{\circ}\text{C}$  до максимальной температуры отжига  $1200^{\circ}\text{C}$ . Можно выделить четыре типа зернограничных фасеток, отличающихся ориентацией и углом между фасетками, а именно: 1 - фасетки, угол между которыми  $90^{\circ}$ , образованы плоскостями  $\Sigma 3 \{111\}_1 / \{111\}_2$  (или плоскостью  $(100)_{\Sigma 3\text{PCU}}$ ) и  $\{211\}_1 / \{211\}_2$  (или плоскостью  $(010)_{\Sigma 3\text{PCU}}$ ); 2 -  $124^{\circ}$ -е фасетки, для которых справедливы ориентационные соотношения  $\Sigma 3 \{111\}_1 / \{111\}_2$ ,  $\Sigma 9 \{122\}_1 / \{122\}_3$  и  $\Sigma 3 \{111\}_2 / \{115\}_3$ ; 3 –  $109^{\circ}$ -е фасетки:  $\{111\}_1 / \{111\}_2$  и  $\Sigma 3 \{111\}_1 / \{115\}_2$ ; 4 – фасетки с углом  $140^{\circ}$  по плоскостям  $\{111\}$ .

Построена диаграмма стабильности для различных фасеток. Установлено, что в зависимости от температуры отжига меняется не только число типов фасеток, но и количество фасеток одного и того же вида.

Можно предположить, что такие изменения фасетчатой структуры границ зерен обусловлены особенностями зернограничной структуры пленок при разных температурах отжига и процессами, которые происходят в пленках при осаждении и отжиге, в частности, ростом зерен. Кроме того, следует учитывать процессы, имеющие место на кристаллических поверхностях зерен при изменении температуры [5], поскольку определенные нами характерные температуры изменения фасетчатой структуры границ зерен практически совпадают с известными из литературы температурами изменений ступенчатой структуры кремниевых поверхностей.

Проанализирована роль процессов двойникования в фасетировании границ зерен. Можно считать, что  $124^{\circ}$ -е фасетки характерны для зерен,

образованих за счет множественного двойникования, поскольку они существуют в одном и том же температурном интервале. Установлено, что фасетки с углом  $124^{\circ}$  характерны для границ нормальных зерен. Фасетки  $90^{\circ}$ ,  $109^{\circ}$  и  $140^{\circ}$  связаны с аномальным ростом зерен.

1. Rath J.K. Low temperature polycrystalline silicon: a review on deposition, physical properties and solar cell applications // Solar Energy Materials and Solar Cells. - 2003. - Vol. 76, № 4. - P. 431-487.
2. Lee S.B. Correlation between grain boundary faceting–defaceting transition and change of grain boundary properties with temperature // Materials Letters. - 2003. - Vol. 57. - P. 3779-3783.
3. Yagi K., Minoda H., Degawa M. Step bunching, step wandering and faceting: self-organization at Si surfaces // Surface Science Reports. – 2001. - Vol. 43. - P. 45-126.

### **Faceting of grain boundaries in polysilicon films under annealing**

Nakhodkin N.G., Kulish N.P., Rodionova T.V.

*Kiev National Taras Shevchenko University, Kyiv, Ukraine*

The faceting of grain boundaries under annealing in phosphorus-doped polysilicon films, produced by low-pressure chemical vapour deposition, is investigated by transmission electron microscopy. It has been shown that the type and number of facets change depending on the annealing temperature. Analysis shows that grain boundary facets are generally parallel with close packed planes in coincidence site lattice. It is detected that faceting takes place both under normal and anomalous grain growth. It is revealed that twinning is the cause of faceting under normal grain growth in the film.

### **Особливості провідності сильнолегованого акцепторною домішкою Y інтерметалічного напівпровідника n-ZrNiSn**

Ромака В.А.<sup>1,2</sup>, Стадник Б.І.<sup>1</sup>, Крайовський Р.В.<sup>1</sup>,  
Ромака Л.П.<sup>3</sup>, Горинь А.М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Національний університет “Львівська політехніка”, Львів, Україна;

<sup>2</sup>Інститут прикладних проблем механіки і математики  
ім. Я. Підстригача НАН України, Львів, Україна;

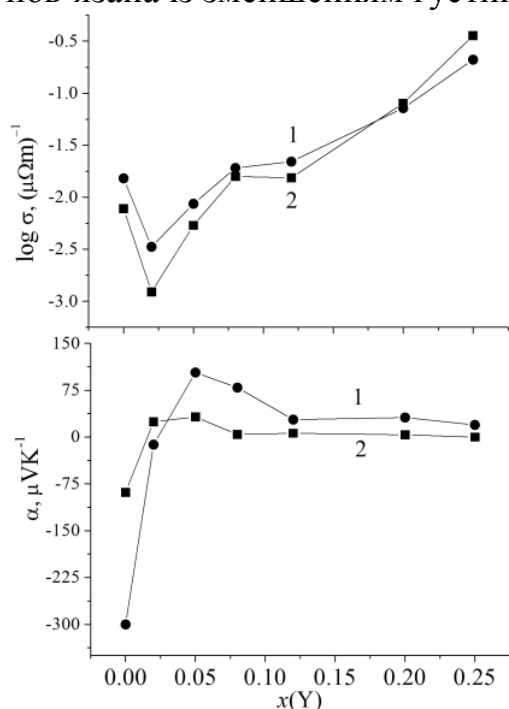
<sup>3</sup>Львівський національний університет ім. І.Франка, Львів, Україна

Розрахунки розподілу електронної густини та зонного спектру інтерметалічного напівпровідника n-ZrNiSn, легованого акцепторною домішкою Y, показали зміну типу електропровідності  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$ , дрейф рівня Фермі ( $\epsilon_F$ ) від зони провідності до валентної зони. У даній роботі наведено результати дослідження електрокінетичних та енергетичних характеристик  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$ , які підтверджують правильність побудованих

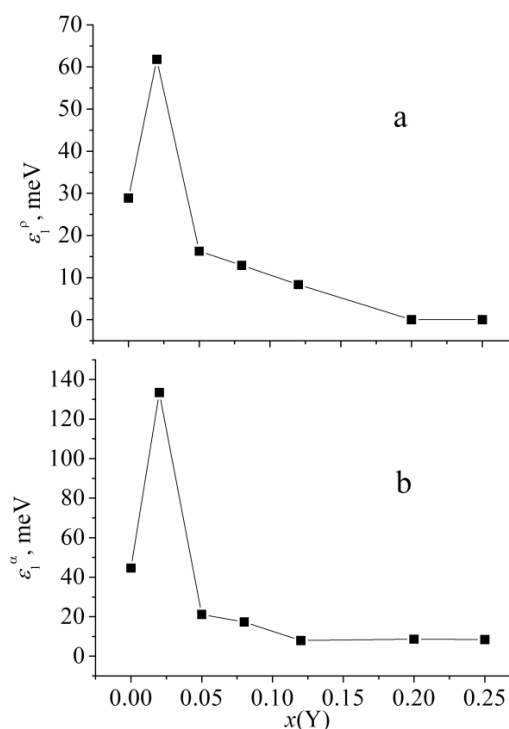


моделей кристалічної та зонної структур. Вимірювалися температурні залежності питомого електроопору ( $\rho$ ) та коефіцієнту термо-ЕРС ( $\alpha$ ) у відношенні до міді в інтервалі  $T=80\div 380$  К. Концентрація домішок змінювалася у діапазоні  $N_A^Y \approx 3,8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \div 4,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

Температурні залежності питомого електроопору та коефіцієнту термо-ЕРС  $\text{Zr}_{1-x}\text{Y}_x\text{NiSn}$  виявляють напівпровідникові властивості – на залежностях  $\ln\rho(1/T)$  та  $\alpha(1/T)$  мають місце високо – та низькотемпературні активаційні ділянки. Для зразків, у яких концентрація домішки Y складає  $x \geq 0,2$ , провідність носить металічний характер. Уведення найменших концентрацій домішки супроводжується зменшенням значень електропровідності  $\sigma(x)$  (рис. 1). Така поведінка  $\sigma(x)$  є зрозумілою і пов'язана із зменшенням густини станів на  $\varepsilon_F$ .



**Рис. 1.** Зміна значень  $\sigma(x)$  та  $\alpha(x)$   $\text{Zr}_{1-x}\text{Y}_x\text{NiSn}$ : 1 – 80 К; 2 – 370 К.



**Рис. 2.** Зміна значень енергій активації  $\varepsilon_1^p$  (a) та  $\varepsilon_1^\alpha$  (b)  $\text{Zr}_{1-x}\text{Y}_x\text{NiSn}$ .

Мінімум на залежності  $\sigma(x)$  відповідає стану, близькому до повної компенсації напівпровідника – концентрації дефектів донорної та акцепторної природи майже урівноважені, а в електропровідності одночасно беруть участь вільні електрони та дірки, а також стрибки носіїв по локалізованих станах. Збільшення значень  $\sigma(x)$  при  $x \geq 0,02$  ми пов'язуємо із перетином  $\varepsilon_F$  середини забороненої зони та збільшенням концентрації вільних дірок. Характер зміни значень  $\alpha(x)$   $\text{Zr}_{1-x}\text{Y}_x\text{NiSn}$  узгоджується із наведеними вище аргументами стосовно участі в електропровідності одночасно кількох типів носіїв струму, концентрація яких одночасно змінюється у залежності як від кількості уведених атомів

Y, так і температури через зміну числа іонізованих акцепторів. Із високо- та низькотемпературних активаційних ділянок залежностей  $\ln\rho(1/T)$  та  $\alpha(1/T)$   $Zr_{1-x}Y_xNiSn$  вираховані значення енергій активації (рис. 2):  $\varepsilon_1^p$  – енергетичний зазор між  $\varepsilon_F$  та рівнем протікання;  $\varepsilon_1^a$  – значення амплітуди флуктуації зон неперервних енергій;  $\varepsilon_3^p$  – енергія стрибкової провідності, яка сумірна із ступенем заповненості дрібно масштабної флуктуації, а  $\varepsilon_3^a$  – її амплітуда.

### **Features of Conductivity in the *n*-ZrNiSn Intermetallic Semiconductor Heavily Doped with the Y Acceptor Impurity**

Romaka V.A.<sup>1,2</sup>, Stadnyk B.I.<sup>1</sup>, Skolozdra Ya.V.<sup>1</sup>, Romaka L.P.<sup>3</sup>, Goryn A.M.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>National University “Lvivska Politechnika”, Lviv, Ukraine;

<sup>2</sup>Ya. Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics, Nat. Acad. Sci. of Ukraine, Lviv, Ukraine;

<sup>3</sup>Ivan Franko Lviv National University, Lviv, Ukraine

Temperature and concentration dependences of the resistivity, thermopower of the *n*-ZrNiSn intermetallic semiconductor, heavily doped with the Y acceptor  $N_A^Y \approx 3,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  ( $x=0,02$ ) ÷  $4,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  ( $x=0,25$ ), in the temperature range 80 ÷ 380 K were presented. Conclusions are done about the mechanisms of conductivity of  $Zr_{1-x}Y_xNiSn$ . Dependences are set between the impurity concentration concentration and descriptions of amplitude of modulation of areas of continuous energies of semiconductor. The data analysis was carried out within the framework of the heavy doped and compensated semiconductor of the Shklovskiy-Efros model.

### **Термически стабильные и коррозионно-стойкие аморфные пленки SiC осажденные при низкой температуре магнетронным распылением кристаллического карбида кремния**

Васин А.В.<sup>1</sup>, Muto S.<sup>2</sup>, Ishikawa Y.<sup>3</sup>, Kimura T.<sup>2</sup>, Русавский А.В.<sup>1</sup>, Назаров А.Н.<sup>1</sup>, Лысенко В.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев, Украина

<sup>2</sup>Department of Materials, Physics and Energy Engineering, University of Nagoya, Japan

<sup>3</sup>Japan Fine Ceramics Center, Nagoya, Japan

Пленки a-SiC были осаждены на кремневые подложки при температуре 200<sup>0</sup>С методом ВЧ-магнетронного распыления. В качестве мишени использовался слой россыпи кристаллов SiC. Толщина слоя – около 5 мм, диаметр – 160 мм, размер кристаллов – 1-3 мм. После осаждения образцы a-SiC отжигались в протоке сухого аргона, влажного аргона или сухого кислорода в диапазоне температур до 1050<sup>0</sup>С. Влияние термообработок на структуру и механические свойства пленок

исследовалось с помощью ИК и КРС спектроскопии, электронной микроскопии высокого разрешения, спектроскопии характеристических потерь электронов и наноиндентирования.

Исследования показали, что структура свежесажженных пленок представляет собой безпористую, плотноупакованную аморфную SiC матрицу с включениями углеродных кластеров размером около 1.5 нм. Объемная плотность пленок составляла около 3.18 г/см<sup>3</sup>, что практически совпадает с плотностью кристаллического карбида кремния. Твердость пленок была около 21 ГПа (т.е. 70 % от значения кристаллического SiC) и предел упругости - около 15 ГПа, что значительно больше, чем у кристаллического SiC.

Исследования влияния после термообработок показали исключительную тепловую и антикоррозионную стойкость пленок a-SiC. Основные результаты исследований влияния термообработок показали следующее: (1) никаких признаков кристаллизации SiC не наблюдалось, а механические свойства оставались практически неизменными при отжиге до 1050<sup>0</sup>С в течении 1 часа; (2) никаких признаков окисления не было обнаружено при отжиге до 750<sup>0</sup>С во влажном аргоне и сухом кислороде в течении 1 часа. Исключительные механические свойства, термическая стабильность аморфной структуры и антикоррозионная стойкость полученных пленок a-SiC обсуждается с точки зрения плотной изотропной морфологии, наличия углеродных нанокластеров и механических напряжений сжатия.

### **Thermally Stable and Corrosion Resistant Amorphous SiC Films Deposited at Low Temperature by RF-Magnetron Sputtering of Crystalline SiC Target**

Vasin A.V.<sup>1</sup>, Muto S.<sup>2</sup>, Ishikawa Y.<sup>3</sup>, Kimura T.<sup>2</sup>, Rusavsky A.V.<sup>1</sup>,  
Nazarov A.N.<sup>1</sup>, Lysenko V.S.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Kiev, Ukraine*

<sup>2</sup>*Department of Materials, Physics and Energy Engineering, University of Nagoya, Japan*

<sup>3</sup>*Japan Fine Ceramics Center, Nagoya, Japan*

Amorphous silicon carbide (a-SiC) film was deposited on Si wafer at 200<sup>0</sup>С by RF-magnetron sputtering technique. Samples were thermally treated in dry Ar, wet Ar or O<sub>2</sub> atmosphere at temperature up to 1050<sup>0</sup>С. The effect of thermal treatments was studied by FTIR, Raman scattering, HRTEM, EELS and nanoindentation.

## Морфологія поверхні та оптичні спектри тонких плівок потрійних і чотирьохкомпонентних оксидів

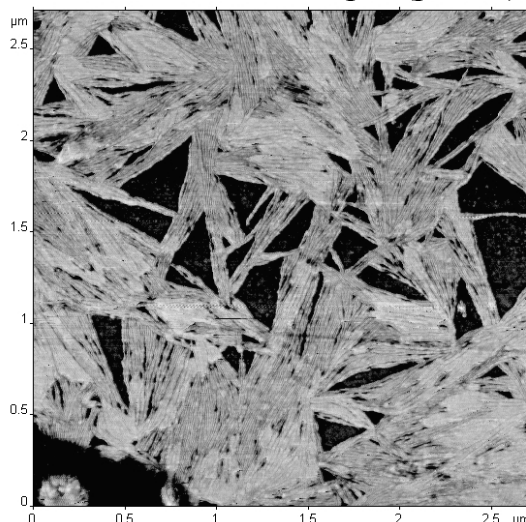
Савчук А.Й., Федів В.І., Савчук С.А., Смолінський М.М.

*Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна*

Оксиди на основі ZnO з впровадженими в їхню ґратку елементами з групи заліза (Fe, Co, Ni, Mn) складають особливу групу матеріалів, що належать до класу оксидних напівмагнітних напівпровідників. Таким напівпровідникам притаманні унікальні властивості зумовлені проявами спінових обмінних взаємодій за участю магнітних іонів. Зацікавленість дослідників в детальному вивченні оксидних напівмагнітних напівпровідників значно зросла після теоретичного передбачення феромагнетизму при кімнатній температурі в ZnO легованому іонами  $Mn^{2+}$  [1]. Хоча в багатьох роботах на прикладі різних оксидів було експериментально підтверджено феромагнітний стан, однак і нині триває дискусія про механізми та природу цього упорядкування. Попередні наші дослідження дозволили виявити парамагнетизм кристалів  $Zn_{1-x}Mn_xO$  та прояв феромагнітного стану в тонких плівках  $Zn_{1-x-y}Mn_xFe_yO$  [2]. В даній роботі ми зосередили увагу на морфологічних та оптичних дослідженнях тонких плівок потрійних та чотирьохкомпонентних оксидних напівмагнітних напівпровідників.

Тонкі плівки оксидів отримані з використанням двох різних методів. Для напилення потрійних оксидів  $Zn_{1-x}Mn_xO$  ( $0 \leq x \leq 0.1$ ) застосовувалась установка лазерного напилення. Основними компонентами установки є вакуумна камера, в якій підтримувався тиск  $10^{-7}$  Па, та імпульсний ексимерний лазер на ХеСl. Плівки чотирьохкомпонентних оксидів  $Zn_{1-x-y}Mn_xFe_yO$  та  $Zn_{1-x-y}Mn_xSn_yO$  отримані методом радіочастотного розпилення в суміші аргону та кисню. Композитні мішені для обох методик отримувались шляхом пресування з використанням порошкоподібних оксидів ZnO,  $Mn_3O_4$ ,  $Fe_3O_4$ ,  $SnO_2$  в якості вихідних матеріалів. Температура скляної чи сапфірової підкладки могла змінюватись в інтервалі (20-300)°C. Морфологія поверхні напилених шарів досліджена на атомно-силовому мікроскопі. Спектри оптичного пропускання та поглинання вимірювались в діапазоні довжин хвиль (0,2-25) мкм в температурному інтервалі (4.2–300) К. Морфологічні дослідження поверхні плівок з допомогою атомно-силової мікроскопії продемонстрували залежність від технологічних методів та режимів. Найоднорідніша поверхня спостерігалась для тонких плівок  $Zn_{0.9}Mn_{0.1}O$ , вирощених методом лазерного напилення на сапфіровій підкладці при 300°C. Морфологія поверхні чотирьохкомпонентного оксиду  $Zn_{0.93}Mn_{0.03}Sn_{0.04}O$  напиленого на скляній підкладці свідчить про утворення продовгуватих

кластерів, які в свою чергу складаються з нанодротів довжиною в декілька мікрометрів та діаметром в десятки нанометрів (рис. 1).



*Рис. 1. Зображення поверхні плівки  $Zn_{0.93}Mn_{0.03}Sn_{0.04}O$  отримане в атомно-силовому мікроскопі.*

Спектри оптичного поглинання для досліджених плівок мають типову форму з чітким краєм фундаментального поглинання. Збільшення вмісту компонент Mn, Fe, Sn в оксидах приводить до короткохвильового зміщення краю поглинання, що пов'язано зі збільшенням величини  $E_g$ .

1. T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors // *Science*, –2000. – V. 287, (5455), – pp. 1019-1022.
2. A.I. Savchuk, V.I. Fediv, G.I. Kleto, S.V. Krychun, S.A. Savchuk. Optical and magneto-optical properties of ZnMnO and ZnMnFeO single crystals and thin films // *Phys. Stat. Sol. (a)*. – 2007. – V. 204, N 1, – pp.106-111.

### **Surface morphology and optical spectra of ternary and quaternary oxide thin films**

Savchuk A.I., Fediv V.I., Savchuk S.A., Smolinsky M.M.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Zinc oxide based semimagnetic semiconductor ZnMnO, ZnMnFeO, and ZnMnSnO thin films were deposited on sapphire and glass substrate by pulsed laser deposition and RF sputtering techniques. The morphology of the thin films was studied using atomic force microscopy. Large variety of the morphology images was obtained depending on the film composition and growth conditions. Optical transmission spectra suggest that metals Mn, Fe, and Sn substitute for  $Zn^{2+}$  ions in the ZnO lattice, resulting in the increase in the band gap energy.

## Магніторезистивні властивості асиметричних плівкових систем $\text{Co}_{50}\text{Ni}_{50}/\text{Ag}/\text{Co}$

Лобода В.Б., Кравченко В.О., Шкурдода Ю.О., Салтикова А.І.

*Сумський державний педагогічний університет ім. А.С.Макаренка, Суми, Україна*

Наявність антиферомагнітного зв'язку не є необхідною умовою отримання ефекту гігантського магнітоопору. Антипаралельна конфігурація намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів може досягатися і тоді, коли в якості феромагнітних шарів використовуються два феромагнетики з різною величиною коерцитивної сили [1].

Для всіх досліджуваних зразків  $\text{CoNi}/\text{Cu}/\text{Co}$  з ефективною товщиною немагнітного прошарку до 2 нм спостерігається позитивний повздовжній магніторезистивний ефект (опір збільшується при прикладенні зовнішнього магнітного поля), що є ознакою звичайного анізотропного магнітоопору, властивого однорідним феромагнітним матеріалам. Особливістю невідпалених тришарових плівок з ефективною товщиною немагнітного прошарку 3-10 нм є наявність лише поперечного магніторезистивного ефекту.

Після відпалювання цих зразків при температурі 400 К з'являється повздовжній ефект, а величина поперечного магнітоопору зменшується. Це можна пояснити порушенням суцільності немагнітного прошарку під час відпалювання. Подальше збільшення температури відпалювання приводить до незначного збільшення величини як повздовжнього, так і поперечного магнітоопору.

Для всіх зразків спостерігається збільшення величини магнітоопору при зниженні температури вимірювання (в інтервалі 150-700 К) у 1,3-1,5 рази. Отримані залежності пояснюються збільшенням магнітної анізотропії з пониженням температури.

При проведенні дослідження магніторезистивного ефекту серій асиметричних систем з різними товщинами немагнітних прошарків було встановлено, що при збільшенні ефективної товщини прошарку від 3 до 20 нм величина повздовжнього і поперечного магнітоопору зменшується.

1. L. Kond, Q. Pan, B Cui et al. Magnetotransport and domain structures in nanoscale  $\text{NiFe}/\text{Cu}/\text{Co}$  spin valve // J. Appl. Phys., – 1999, – V. 85, № 8, – P. 5492-5494.

## **Magnetoresistive Properties of the Asymmetric Co<sub>50</sub>Ni<sub>50</sub>/Ag/Co Film Systems**

Loboda V.B., Kravchenko V.O., Shkurdoda Yu.O., Saltykova A.I.

*Sumy State Pedagogical University, Sumy, Ukraine.*

In work the results of research of the magnetoresistive properties (anisotropic and giant magnetoresistance) of the three-layered nanokristalline films of Co<sub>50</sub>Ni<sub>50</sub>/Cu/Co, deposited in high vacuum, are presented.

## **Наноструктурування в інтерполіелектролітних комплексах на основі карбоксиметилцелюлози і поліетиленіміну**

Сага Б.С., Штомпель В.І.

*Інститут хімії високомолекулярних сполук НАН України, Київ, Україна*

Змішування полімерів є розповсюдженим методом отримання матеріалів із властивостями, проміжними між властивостями вихідних компонентів. Змішування полімерів може приводити, у відносно рідкісних випадках, до появи матеріалів із якісно новими властивостями, коли полімерні компоненти суміші здатні утворювати один з одним інтерполімерні комплекси, які є новими хімічними сполуками.

В зв'язку з цим, отримані через стадію водного розчину інтерполіелектролітні комплекси (ШПЕК) за рахунок інтермолекулярних іонних груп у бінарних сумішах полімерів синтетичного і природного походження, а саме поліетиленіміну (ПЕІ) і Na-солі карбоксиметилцелюлози (КМЦ) з вмістом 12–15% COOH груп (за даними ІЧ-Фур'є спектроскопії).

Структурні дослідження плівчастих зразків ШПЕК проводили методами широко- і малокутової рентгенографії. Кількісну характеристику інтенсивності формування ШПЕК у сумішах ПЕІ і КМЦ виконували методом ІЧ-Фур'є спектроскопії за смугою поглинання  $\nu=3280 \text{ см}^{-1}$ , інтенсивність якої ідентифікує кількість протоніваних COOH групами первинних, вторинних і третинних аміногруп у макроланцюгах ПЕІ, тобто інтермолекулярних іонних груп.

За даними ширококутової рентгенографії, як вихідні ПЕІ і КМЦ, так і ШПЕК мають аморфну структуру, яка при комплексоутворенні не відрізняється від структури вихідних компонентів.

Разом з тим, мікрогетерогенна структура (на нанорозмірному рівні) ШПЕК суттєво відрізняється від чистих ПЕІ і КМЦ. Останні характеризуються гомогенним розподілом електронної густини у їхньому об'ємі. За даними малокутової рентгенографії ШПЕК мають псевдодвофазову морфологію із екстремальною концентраційною залежністю ефективного розміру мікрообластей гетерогенності  $l_p$ , який змінюється в межах від 4,2 (ПЕІ:КМЦ=1:1) до 20 нм (ПЕІ:КМЦ=1:20). За даними ІЧ-Фур'є спектроскопії, максимальна інтенсивність формування ШПЕК реалізується при співвідношенні ПЕІ:КМЦ=1:10.

## **Nanostructure Formation at the Interpolyelectrolyte Complexes Based on Carboxymethylcellulose and Polyethylenimine**

Sasa B.S., Shtompel V.I.

*Institute of Macromoleculare Chemie of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Nanostructure formation in volume interpolyelectrolyte complexes which are formed in mixes polyethylenimine and Na-salt carboxymethylcellulose it is established. Interpolyelectrolyte complexes are amorphous and have pseudo-two-phase morphology with extreme concentration dependence effective the size of microareas of heterogeneity (from 4,2 nm to 20 nm).

## **Гібридні плівки на основі хітозану**

Севостьянов С.В.

*Інститут хімії поверхні ім. О.О Чуйка НАН України, Київ, Україна*

З огляду на високу вартість ферментних препаратів, перспективним є створення систем багаторазового використання із застосуванням біокаталізаторів, іммобілізованих на органічних або неорганічних носіях. Хоча активність ферментів при цьому часто знижується, іммобілізованим препаратам властива більш висока стабільність, що становить безсумнівний інтерес для застосування в біотехнології та сенсорних системах.

Раніше були створені препарати глюкозооксидази, іммобілізованої на кремнеземних матрицях, досліджено їх властивості та показано можливість багаторазового використання при збереженні активності. Становить інтерес створення плівок, зокрема на основі біосумісних полімерів, що містять препарати іммобілізованого ферменту. В роботі досліджено особливості утворення таких плівок при використанні хітозану. Механічна стійкість таких плівок може бути досягнута шляхом використання зшиваючих агентів різної природи (органічних або кремнійорганічних). В роботі було синтезовано гібридні полімерні плівки на основі хітозану, 3-амінопропілтриетоксисилану та тетраетоксисилану. Плівки формували на поверхні скла. Одержані зразки аналізували методами ІЧ-спектроскопії та низькотемпературної адсорбції азоту.

Згідно з одержаними результатами, органосилани вбудовуються у полімерний ланцюг, на що вказує поява в ІЧ-спектрах зразків характеристичних смуг поглинання силоксанових груп та зменшення питомої поверхні гібридного матеріалу порівняно з чистим хітозаном. Тип кремнеземного прекурсора мало впливає на питому поверхню плівок, але кількість введеного силану дозволяє керувати поруватістю матеріалу. Додаткове зшивання зформованої плівки глутаровим альдегідом не змінює



величини питомої поверхні, але призводить до значної втрати еластичності.

### **Hybrid Chitosan Films**

Sevostyanov S.V.

*O.O. Chuiko Institute of Surface Chemistry NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Hybrid films based on chitosan and silica precursors (3-aminopropyltriethoxysilane and tetraethyl orthosilicate) were prepared on the glass surfaces. Type and concentration of the organosilane was shown to influence on porosity of polymer films.

### **Утворення та властивості поверхневих плівок під час фрикційного контакту пари полімерний композит – метал**

Сіренко Г.О., Солтис Л.М., Базюк Л.В.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Електронно-мікроскопічним аналізом вивчена топографія тонких плівок на металевих поверхнях контртіл, що перенесені з полімерного композиту під час тертя та зношування. Полімерні композити отримували за ХМА – технологією [1-3] з порошоків політетрафторетилену (ПТФЕ), ароматичного поліаміду (АПА), поліоксадіазолу (ПОД), полібензоксазолу (ПБО), поліфенілхіноксаліну (ПФХС) та вуглецевих (ВВ), базальтових (БВ), скляних (СВ) волокон з додаванням порошоків термообробленого коксу, графіту, дисульфиду молібдену та алюмінію. Електронні мікросвітлини знімали з металічних та полімерних поверхонь після тертя та зношування при нормальному навантаженні на 1 зразок  $N_i = 78,5 - 300$  Н, питомому навантаженні  $P = 1 - 3$  МПа, швидкості ковзання  $v = 0,3 - 1,3$  м/с, за температури  $T = 323 - 610$  К на шляху тертя  $S = 2 - 300$  км під час випробувань на машинах тертя в середовищі вологого повітря та в компресорах без мащення при стиску вологого повітря та кисню.

Всі матеріали були отримані після 9 хв. подрібнення та змішування композиції порошоків полімерів та дисперсії волокон в дробарці МРП – 1 при 7000 об./хв. (базальтові та скляні волокна попередньо подрібнювали 10 хв. в МРП – 1). Поверхні полімерних зразків та металічного контртіла досліджували на растровому електронному мікроскопі РЕМ – 200 із здатністю до розв'язання об'єкту 30 – 50 нм та збільшенню від 20 до 26000. Збільшення змінювали ступенями з компенсацією при зміні прискорюючої напруги і цифрової реєстрації. Зйомку виконували у звичайному режимі та з використанням «у»-модуляції. Зразки, які мали великий питомий електричний опір, під дією електронного заряджалися, що приводило до викривлення зображення об'єкту. З метою зняття

електричного заряду поверхні таких зразків покривали шаром золота товщиною 10–12 нм. Термічне напилення золота проводили за допомогою універсального вакуумного посту ВУП-4.

Мікросвітлини показали, що базальтові і скляні волокна при інтенсивному подрібненні не містять широкого діапазону довжин та скалок і не утворюють щільноупакованої структури в композиті.

На відміну від них вуглецеві волокна при подрібненні і технологічній обробці композиту на основі ПТФЕ утворюють щільноупаковану структуру: довгі волокна і середньої довжини утворюють об'ємні комірки, а короткі волокна і скалки запаковують комірки. Вихідна поверхня композиту на основі ПТФЕ + 20% карбонізованого вуглецевого волокна була закрита матричним матеріалом.

При терті на лабораторних машинах поверхня волокон оголюється і фактичні вуглецеві волокна несуть повне навантаження. Через шпарини між волокнами внаслідок прикладеного навантаження витискується матеріал. Судячи з текучості, це є розчин рідких кристалів ПТФЕ в аморфній фазі. Цей процес проходить при всіх схемах випробування і температурах 325–483 К. Ці мікросвітлини поверхонь відносяться до композитів, в яких шари волокон переважно розташовані паралельно поверхні тертя і перпендикулярно напрямку навантаження. Вихідна поверхня поршневого кільця, виготовленого з матеріалу на основі ПТФЕ + 20% ВВ мала шари волокон, перпендикулярні поверхні циліндра, а самі волокна розташовані під різними кутами до поверхні тертя. З мікросвітлин видно, що низьков'язкий матеріал витискується з композиту при терті та стисканні вологого повітря в компресорі.

Щільноупакована структура утворюється також в композиті на основі ПТФЕ при наповненні 15% ВВ УТМ-8 + 10%  $\text{MoS}_2$ , 13% ВВ УТМ-8 + 8%  $\text{MoS}_2$  + 6% графіту С-1, 10% ВВ УТМ-8 + 10% графіту С-1 + 10% алюмінієвого порошку, 10% ВВ УТМ-8 + 10% коксу. Для цих матеріалів при терті теж спостерігається явище витискування низьков'язкої фази ПТФЕ через шпарини між волокнами і частинками твердих мастил, при цьому для найбільш щільно упакованої структури (ПТФЕ + 10% ВВ + 10% коксу) витискуються довгі стрічки. Якщо екструдат затиснений між частинками волокон і твердих мастил, то через високі напруження і твердіння він розтріскується у поперечному напрямку. Це свідчить про те, що низьков'язкий екструдат при твердінні має високу ступінь упорядкованості. Характерний механізм зношування для таких матеріалів – зорення поверхні, в'язке відтиснення матеріалу, відшарування від втоми твердої частки поверхні та відрив частини матеріалу. Витиснений через шпарини між волокнами матеріал переноситься на спряжену металеву поверхню, утворюючи переносні плівки високого ступеня упорядкованості при 323 – 500 К. До температур топлення кристалів у ПТФЕ зберігається гексагональна форма кристалічної комірки, при  $T \leq 600$  К (на

рентгенограмах рефлекси кристалічної фази відсутні), але зберігається певна упорядкованість молекулярних ланцюгів. За  $T = 610$  К тертя приводить до переносу на спряжену поверхню разом з низьков'язким екструдатом коротких волокон і їх скалок.

При терті полімерних композитів на основі ПТФЕ + 13% ВВ УТМ-8 + 8%  $\text{MoS}_2$  + 6% графіту С-1 та ПТФЕ + 10% ВВ УТМ-8 + 10% графіту С-1 + 10% алюмінієвого порошку механізм утворення переносних плівок на спряжених металевих поверхнях не змінюється при 323 – 473 К: на поверхні контртіла переноситься екструдат низької в'язкості, який твердіє до структур з високим ступенем упорядкованості (про що свідчить розтріскування поверхневої плівки після завершення тертя).

Механізм руйнування при терті полімерних композитів на основі жорсткоцепних (твердих) полімерів і ВВ носить інший характер: вуглецеві волокна, що виступають над поверхнею полімерного зразка, розтріскуються у поперечному і подовженому напрямках, скалки крихко відколюються з торця ВВ при 323 – 433 К, висмикуються з матриці, якщо температура випробування перевищує температуру м'якшення полімерної матриці. При температурах, які не перевищують температуру м'якшення полімера, при терті ділянки матриці відшаровується за механізмом зношування від втоми, в матриці мають місце розвиток тріщин, які закінчують свій розвиток на торці або перпендикулярно головній осі волокна, на поверхні зразка концентруються конгломерати частинок продуктів зношування, що підтверджує їх високу активність. При температурах м'якшення полімеру ділянки матриці мають характерні відриви і зсування. Механізм зношування матеріалів на основі термотривких полімерів та порошоків графіту відрізняється від композитів як при температурах до м'якшення матриці, так після досягнення м'якшення полімерної матриці. Переносні плівки на поверхнях сталених контртіл, які утворюються при терті композитів на основі термотривких полімерів і вуглецевих волокон, носять нерегулярний характер і складаються з високодисперсних частинок скалок ВВ і продуктів зношування полімерної матриці.

1. Г.О. Сіренко. Створення антифрикційних композиційних матеріалів на основі порошоків термотривких полімерів та вуглецевих волокон. Дис....д.т.н. – К.: Ін-т проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАНУ. 1997. – 538 с.
2. Г.А. Сіренко, А.Ф. Будник. Способ получения антифрикционной композиции «флубон»: А.с. № 1736171 (СССР). – № 4741996. – Заявл. 3.10.89. – Опубл. 22.01.92.
3. Г.О. Сіренко, О.В. Шийчук. Математичний опис процесу дроблення вуглецевих волокон для наповнення полімерів // Композиційні полімерні матеріали. – 2003. – №1, – сс. 49 – 53.

## **The forming and the properties of surface films during of friction contact of two the polymer composite and the metal**

Sirenko H.O., Soltys L.M., Bazyuk L.V.

*Vasyl Stefanyk' Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The topography of thin films was studied on the metal surfaces of counterfaces that it was transported from the polymer composite on the base polymers and fibers during of the friction and the wear by electro-microscope analysis.

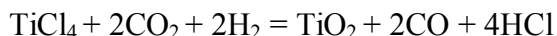
## **Особливості синтезу та властивості тонких плівок TiO<sub>2</sub>, перспективних для фотокаталітичного розкладу води**

Силенко П.М., Данько Д.Б., Пилипчук О.Ф., Солонін Ю.М.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. францевича НАН України,  
Київ, Україна*

В зв'язку зі збільшенням використання непоновлювальних видів палива (кам'яне вугілля, газ, нафта) все більше уваги приділяється проблемі розробки поновлювальних видів палива, таких як водень. Для цього в багатьох країнах (зокрема і в Україні) діють наукові програми, спрямовані на розробку ефективних технологій одержання водню. Одним із перспективних шляхів одержання водню є фотокаталітичний розклад води під дією сонячного світла. Для створення ефективних фотоанодів для цього процесу у більшості випадків використовують субмікронні та нанорозмірні плівки TiO<sub>2</sub>, які формують, в основному, такими методами: магнетронне розпилення титану в окислювальному середовищі, окиснення титанової фольги та хімічне газофазне осадження.

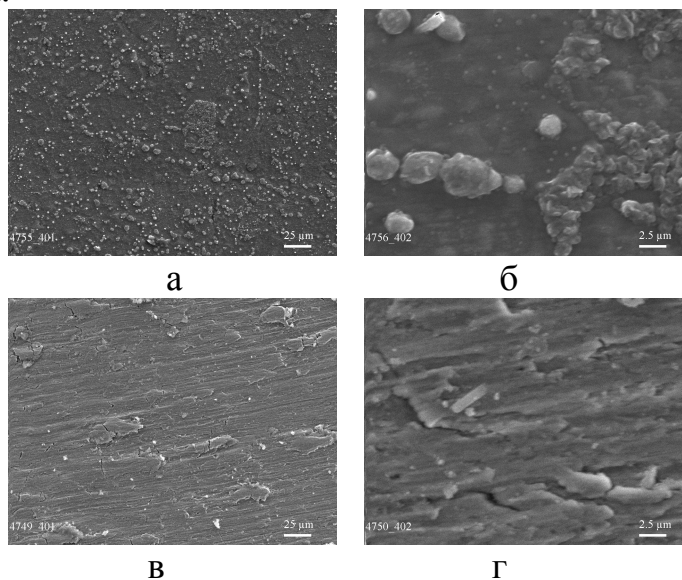
У даній роботі проведені дослідження впливу температури, часу синтезу та природи підкладки на структуру поверхні та значення фотоструму фотоанодів TiO<sub>2</sub>, виготовлених методом хімічного газофазного осадження. Формування плівок TiO<sub>2</sub> проводили методом хімічного газофазного осадження (CVD методом) у проточному кварцовому реакторі по реакції [1]:



Структуру поверхні зразків досліджували за допомогою скануючого електронного мікроскопу Superprobe 737. Рентгенівські дифракційні спектри зразків вимірювали на автоматизованому рентгенівському дифрактометрі ДРОН-3М у монохроматичному Cu K<sub>α</sub> випромінюванні. Для визначення елементного складу та зарядового стану складових компонентів плівок TiO<sub>2</sub> використовували метод рентгенівської

фотоелектронної спектроскопії (РФС). Фотоелектрохімічні дослідження проводили в 6 %-ному КОН електроліті у кварцовій трьохелектродній комірці. В якості джерела світла використовували ксенонову лампу.

Результати досліджень плівок  $TiO_2$  на растровому електронному мікроскопі, сформованих на підкладках із титану та нікелю, представлені на рис 1. Структура поверхні плівок суттєво відрізняється в залежності від природи підкладки.



**Рис. 1.** Структура поверхні плівок  $TiO_2$ , виготовлених при однакових умовах синтезу на титановій підкладці (а, б – довжина мітки 25 та 2,5 мкм відповідно) та нікелієвій (в, г – довжина мітки 25 та 2,5 мкм відповідно).

Рентгенографічні дослідження плівок  $TiO_2$ , синтезованих при температурах 500-600 °С, виявили структуру рутилу. Вивчення зарядового стану складових компонентів плівок методом РФС показали, що зарядовий стан атомів титану у зразку  $TiO-Ni$  (Г синтезу = 600 °С) такий же, як у чистому діоксиді титану, а у зразку, синтезованому при 500 °С енергія зв'язку  $Ti2p$ -електронів дещо менша, отже вказаний зразок містить суміш діоксиду титану та незначні домішки нестехіометричного оксиду титану. Встановлено, що кращі фотоелектрохімічні властивості мають плівки з структурою рутилу та з більш розвиненою поверхнею.

1. П.М. Силенко, Д.Б. Данько, А.М. Шлапак, О.Г. Єршова, Ю.М. Солонін. Синтез плівок  $TiO_2$ , методом CVD та їх властивості // *Електронная микроскопия и прочность материалов.* – 2008. – Т. 15, – с.147-154.

## Features of synthesis and properties of TiO<sub>2</sub> thin films, perspective for photocatalytic water decomposition

Sylenko P.M., Dan'ko D.B., Pylypchuk O.F., Solonin Yu.M.

*Frantsevych Institute for Problems of Materials Science of NASU, Kyiv, Ukraine*

The synthesis of rutile structure TiO<sub>2</sub> thin films by chemical vapor deposition have been investigated. It was shown, that the substrate nature influences on the surface structure of TiO<sub>2</sub> films. The films with developed surface demonstrated the best photoelectrochemical properties.

## Електронний енергетичний спектр у кристалі GaN, отриманий з урахуванням градієнтних поправок до функціонала обмінної енергії

Сиротюк С.В., Швед В.М.

*Національний університет "Львівська політехніка", Львів, Україна*

Електронний енергетичний спектр кристала шукаємо як розв'язок рівняння Шредингера  $(T + V(\mathbf{r}))\Psi_{\mathbf{k}\alpha}(\mathbf{r}) = E_{\mathbf{k}\alpha}\Psi_{\mathbf{k}\alpha}(\mathbf{r})$ , у якому  $T = -\nabla^2/2$  є оператором кінетичної енергії,  $V$  - потенціал, який діє на електрон у кристалі,  $\Psi$  є власний вектор, а  $E$  власне значення енергії в точці  $\mathbf{k}$  зони Брилюена в зоні номер  $\alpha$ . Хвильову функцію електрона в кристалі шукаємо в базисі [1]:  $\Psi_{\mathbf{k}\alpha}(\mathbf{r}) = \sum_t \sum_a a_{\mathbf{k}\alpha, \alpha} |\mathbf{k}\mathbf{t}\mathbf{a}\rangle + \sum_{\mathbf{G}} a_{\alpha}(\mathbf{k} + \mathbf{G}) |\mathbf{k} + \mathbf{G}\rangle$ , де  $a$  - варіаційні коефіцієнти розкладу за станами Блоха  $|\mathbf{k}\mathbf{t}\mathbf{a}\rangle$  та плоскими хвилями  $|\mathbf{k} + \mathbf{G}\rangle = \Omega^{-1/2} \exp(i(\mathbf{k} + \mathbf{G})\mathbf{r})$ . Тут  $t = \{nlm\}$  є квантовими числами станів серцевини,  $\mathbf{a}$  - координати атома в елементарній комірці,  $\mathbf{G}$  - вектор оберненої ґратки,  $N$  - число елементарних комірок у кристалі,  $\mathbf{A}$  - вектори ґратки Браве,  $\varphi$  - хвильові функції електронів серцевини атома,  $\Omega$  - об'єм кристала. Система лінійних рівнянь має блокову форму [2, 3]. Для розрахунку елементів матриці Гамільтоніана використані Декартові гаусіани [4]. У таблиці – енергії електронів у кристалі GaN, eВ.

Ми застосували для розрахування елементів матриці гамільтоніана новий функціонал обмінно-кореляційної енергії [5]:

$$E_x^{GGGA}[\rho] = -C_x \int \rho^{4/3} F(s_0) e^{\beta(\rho - \rho_0)/\rho_0} d\mathbf{r},$$

де  $C_x = 3/4(3/\pi)^{1/3}$ ,  $\rho$  – густина електронів.  $F$  – фактор обмінного підсилення, запропонований у [6]:  $F(s) = 1 + k - k/(1 + x/k)$ ,  $k = 0,804$ .

Апроксиманта параметра  $x$  була апробована у розрахунках електронних властивостей кристалів [7]:

$$x = \frac{10}{81} s^2 + (\mu - \frac{10}{81}) s^2 \exp(-s^2) + \ln(1 + cs^4),$$

де  $s = |\nabla\rho|/(2k_F\rho)$  характеризує неоднорідність густини електронів.

	MB GGGA	LDA+d	EXX+d <sup>g</sup>	HF <sup>f</sup>	LDA <sup>c</sup>	LDA <sup>d</sup>	LDA <sup>e</sup>	GW <sup>e</sup>	LDA <sup>a</sup> GW	Exp <sup>a</sup>
Г15d	-17,58									
Г12d	-17,41	-13,8 <sup>a</sup> -16,9 <sup>b</sup>	-12,2 <sup>a</sup> -14,8 <sup>b</sup>	-23,3					-15,7 -16,4	-17,7 -17,1
Г1v	-16,03	-15,85	-17,8		-16,3		-15,5	-16,7		
Г15v	0,00	0,00	0,00		0,00		0,00	0,00	0,00	0,00
Г1c	2,40	2,20	3,1		2,1	1,9	2,0	3,1	2,88 3,03	3,2 3,3
Г15c	10,46				10,6	10,2	10,5	12,0		
X1v	-12,44				-13,0		-12,4	-13,5		
X3v	-5,64				-6,5	-6,2	-6,1	-6,8		
X5v	-2,40				-2,8	-2,6	-2,4	-2,7		
X1c	4,73				3,2	3,2	3,3	4,4		
X1c	7,50				6,9	6,6	6,7	8,1		
X3c	11,82				12,2		11,9	14,0		
L1v	-13,18				-13,8		-13,2	-14,3		
L1v	-6,30				-7,4	-7,0	-6,8	-7,6		
L3v	-0,88				-1,0	-0,9	-0,8	-0,9		
L1c	5,35				5,0	4,7	4,8	6,1		
L1c	10,04				9,1	8,9	8,9	10,8		
L3c	10,95				10,6	10,3	10,3	11,9		

<sup>a</sup> [8], LDA, псевдопотенціал. <sup>b</sup> [8], точний обмінний потенціал (EXX), псевдопотенціал.  
<sup>c</sup> [9]. <sup>d</sup> [10]. <sup>e</sup> [11]. <sup>f</sup> [12]. <sup>g</sup> [12], точний обмінний потенціал (EXX).

З таблиці бачимо, що наші результати (MB GGGA) є суттєво кращими від отриманих у наближенні LDA і добре зіставляються з вимірними енергіями напівостовних d-електронів.

1. Syrotyuk S V, Kynash Yu.E, Sobchuk I.S. Phys. Status Solidi B – 1997. – V. 200. – P.129.
2. Syrotyuk S V, Kraevsky S N, Kynash Yu.E Ukr. J. Phys. – 2006 – V.51 No. 7, P. 675.
3. Syrotyuk S V, Chornodolskyu Ya M, Stryganyuk G B, Voloshinovskii A S, Rodnyi P A Radiation Measurements. – 2007. – V.42. – P.723.
4. Huzinaga S, Klobukowski M Chem. Phys. Lett. – 1993. – V.212. – P. 260.
5. Hua X., Chen X., and Goddard III W. A. Phys. Rev. B. – 1997. – V.55. – p.16103.
6. Perdew J.P., Burke K., and Ernzerhof M. Phys. Rev. Lett. – 1996. – V.77. – p.3865.
7. Wu Z., Cohen R.E. Phys. Rev. B. – 2006. – V. 73. – p.235116.
8. Qteish A. Al-Sharif, Fuchs A.I., Scheffler M., Boeck S., and Neugebauer J. Phys. Rev. B. – 2005. – V.72. – p. 155317.
9. Rubio A., Corkill J.L., Cohen M.L., Shirley E.L., Louie S.G. Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48. – p. 11810.
10. Palumbo M, Reining L, Godby R W, Bertoni C M, Börnsen N Europhys. Lett. – 1994. – V. 26. – p. 607.

11. Aulbur W G, Jönsson L; Wilkins J W 2000 Solid State Physics. – V. 54. – P.1-218.
12. Kotani T and van Schilfgaarde M Solid State Communications. –2002. – V.121 No. 9-10. – p. 461.

**Electronic energy bands of GaN crystal, evaluated by means of gradient corrections to the exchange energy functional**

Syrotyuk S.V., Shved V.M.

*Semiconductor Electronics Dept, Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

Electronic energy bands of GaN crystal have been evaluated within the mixed basis approach with using the core Bloch states and plane waves. The exchange potential has been derived from the new exchange-energy functional including the density gradient corrections. The calculated energy band structure parameters of the crystal are in better agreement with the data, obtained from the exact exchange approach, than LDA results. The semicore d-state energies are close to experimental data.

**Технологія та антифрикційні властивості карбонізованих вуглецевих волокон, покритих тонкими шарами міді**

Складанюк М.Б.<sup>1</sup>, Сіренко Г.О.<sup>1</sup>, Базюк Л.В.<sup>1</sup>,  
Мідак Л.Я.<sup>1</sup>, Кириченко Л.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

<sup>2</sup> Хмельницький національний університет, Хмельницький, Україна

В [1] запропонований спосіб хімічного покриття тонкими шарами міді карбонізованих вуглецевих волокон (на основі гідратцелюлозних волокон з температурою кінцевої термообробки в  $\text{CH}_4$   $T_{\text{КТ}} = 850^\circ\text{C}$ ) за цинковою технологією, а у [2, 3] приведений опис розробленої цинкової (1) (а.с. 1604862), модифікованої авторами формальдегідної (2) (а.с. 1165048) та відомої цинкової (3) (а.с. 834233) технологій міднення карбонізованих волокон (КВ). У табл. 1. приведені приклади технологічних параметрів міднення за трьома технологіями при кімнатній температурі ( у табл. 1:

$\tau_0$  – час внесення  $\text{Zn}^0$  у розчин, хв.;

$\tau_{\Sigma}$  – загальний час міднення, хв.;

$\Delta m$  – привісок  $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O}$  (+  $\text{CuO}$ ) на волокні, % від маси волокна).



Таблиця 1

Технологія	$\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ , г/л	$\text{H}_2\text{SO}_4$ (конц.), мл/л	$\text{Zn}^0$ , г/л	$\text{ZnSO}_4$ , г/л	$\tau_0$ , хв.	$\tau_{\Sigma}$ , хв.	$\Delta m$ , %
1	20	18	15	0,05	30	60	73,3
1	30	25	30	0,10	45	90	106
1	40	35	46	0,20	60	120	208
2	30	-	-	-	60	360	48,7
3	30	-	30	0,50	60	360	27,5
3	50	-	30	0,50	60	360	30,5
3	50	-	30	0,50	60	360	36,3

Як видно з табл. 1, розроблена цинкова технологія (1) у порівнянні з модифікованою формальдегідною (2) та відомою цинковою (3) технологіями дозволила зменшити загальний час міднення з 360 до 16–120 хв. і збільшити привісок  $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O}$  на волокні з 27,5 – 36,3% (технологія 3) та 48,7% (технологія 2) до 73,3 – 208% за один цикл (одношарове покриття).

Показано [4, 5], що на поверхні КВ, омідненого за формальдегідною технологією, утворюються шари  $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O} + \text{CuO}$  із значним вмістом  $\text{Cu}_2\text{O}$  та  $\text{CuO}$ . Для захисту  $\text{Cu}^0$  в покритті від окиснення і, таким чином, забезпечення механізму вибіркового переносу міді при терті та зношуванні, запропонована модифікація формальдегідної технології (2), цинкова технологія (1) та покриття КВ за цими технологіями в присутності  $\text{PbS}$  (4). Вивчено фазовий склад поверхневих шарів міді на КВ, отриманих за цими технологіями. Показано, що за модифікованою технологією (2) одношарове покриття на КВ має склад  $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O} + \text{CuO}$ , двошарове –  $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O}$ , при цьому частка  $\text{Cu}^0$  в покритті суттєва, а за цинковою технологією (1) одношарове покриття має склад  $\text{Cu}_2\text{O} + \text{Cu}^0$  (з малим вмістом міді) і лише у дво- і тришаровому покритті вміст міді  $\text{Cu}^0$  зростає, але значною залишається частка  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Окрім того показано також, що вміст міді  $\text{Cu}^0$  у покритті  $\text{Cu}^0 - \text{Cu}_2\text{O}$  можна збільшити за рахунок дво- або тришарового покриття почергово цинковою (1) та модифікованою формальдегідною (2) технологіями. При мідненні КВ +  $\text{PbS}$  (4) на поверхні утворюється лише фаза  $\text{Cu}_2\text{O} + \text{PbS}$ . Одношарове покриття  $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O}$  третій шар  $\text{PbS}$  не може повністю покрити мідне покриття і поверхня має фази  $\text{PbS}$ ,  $\text{Cu}^0$  і  $\text{Cu}_2\text{O}$ .

У табл. 2 наведені величини інтенсивності лінійного зношування ( $J_{1,2}$ ) хромового покриття (товщиною 300–400 мкм,  $R_{a0} = 0,6-0,8$  мкм) на сталі 45 ( $\text{HV} = 4,5\text{ГПа}$ ) та спряженого з ним карбопластика на основі ПТФЕ типу «сендвич» з двошаровою структурою щодо поверхні контакту з хромовим покриттям: 1-ий шар ПТФЕ + 10 – 20% КВ без або з мідним покриттям ( $\text{Cu} - \text{Pк}$ ) за  $\text{Zn}^0$  – технологією (1) + другий шар ПТФЕ + 10% КВ + 5% коксу. Умови випробувань: схема фрикційного контакту Т–1, машина тертя торцями композиту трьох зразків діаметром 10 мм по металевій площині; швидкість ковзання  $v = 0,3$  м/с; питома навантаження  $P$

= 2 МПа (нормальне навантаження на один зразок  $N_i = 157$  Н), температура поверхні тертя  $t = 60 \pm 2^\circ\text{C}$ , шлях тертя  $S_{12} = 52$  км.

**Таблиця 2**

карбопластик «сендвич»		середовище	$J_{1,2}, \times 10^{-9}$	$J_{1,2}, \times 10^{-11}$
1-ий шар	2-ий шар		карбо-пластик	хромове покриття
20% КВ	–	повітря	24,5	11,1
10% КВ	7% КВ + 5% $\text{MoS}_2$	–"	48,3	51,8
15% КВ	10% КВ + 5% коксу	–"	49,8	1,9
15% КВ + 50% $\text{Cu-Pk}$	–	–"	8,2	31,3
теж саме	7% КВ + 5% $\text{MoS}_2$	–"	4,9	3,2
20% КВ	–	олива ИГП–30	4,8	18,5
10% КВ	7% КВ + 5% $\text{MoS}_2$	–"	2,1	13,9
15% КВ	10% КВ + 5% коксу	–"	1,4	31,7
15% КВ + 50% $\text{Cu-Pk}$	–	–"	0,46	40,4
теж саме	7% КВ + 5% $\text{MoS}_2$	–"	0,35	15,4
20% КВ	–	вода + тасол (1:4)	14,3	7,9
10% КВ	7% КВ + 5% $\text{MoS}_2$	–"	21,1	3,9
15% КВ	10% КВ + 5% коксу	–"	33,1	0,96
15% КВ + 50% $\text{Cu-Pk}$	–	–"	0,32	15,2
теж саме	7% КВ + 5% $\text{MoS}_2$	–"	0,25	5,2

Як видно з табл. 2, інтенсивність зношування карбопластика «сендвич» найнижча для композиту, який містить КВ з мідним покриттям при випробуванні у всіх трьох середовищах. Зношування хромового покриття можна зменшити за рахунок використання двошарового карбопластика типу «сендвич». У табл. 3 приведені результати за питомою об'ємною інтенсивністю зношування  $J_1$  та  $J_2$  зразка композиту ПТФЕ + КВ (85:15) без і з  $\text{Cu-Pk}$  або  $\text{PbS-Pk}$  за схемою фрикційного контакту П–2 [сферична ( $\Gamma_c = 6,35$  нм) кінцівка пальчика композиту – площа металевого контртіла];  $N_i = 80$  Н,  $v = 0,5$  м/с,  $t = 27 \pm 1^\circ\text{C}$ ; сталь 45 (НВ = 4,3 ГПа,  $R_a = 0,3$  мкм); шлях тертя  $S_1 = 10$  км (1-ий етап) та  $S_2 = 50$  км (2-ий етап).

Дослідження антифрикційних властивостей композиту ПТФЕ + КВ +  $\text{Pk}$  ( $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O} + \text{PbS}$ ) показало, що мінімальна об'ємна інтенсивність зношування спостерігається при загальному вмісті наповнювача 33% і покриття 21,3% при співвідношенні ( $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O}$ ) (I) :  $\text{PbS}$  (II) = 100% : 80%. Зміна розташування шарів  $\text{PbS}$  (I) : ( $\text{Cu}^0 + \text{Cu}_2\text{O}$ ) (II) на КВ приводить до зростання інтенсивності зношування у 4,7 разів при працюванні та у 1,5 рази на ділянці сталого зношування (табл. 3).

**Таблиця 3**

Покриття КВ (% до маси КВ)			Вміст матеріалу покриття в композиті, %	Загальний вміст наповнювача, %	J, ( $\times 10^{-7}$ ), мм <sup>3</sup> /(Н·м)	
1-ий шар	2-ий шар	3-ій шар			J <sub>1</sub> (S <sub>1</sub> )	J <sub>2</sub> , (S <sub>2</sub> )
–	–	–	–	15,0	53,6	6,0
60% PbS	–	–	5,7	15,0	14,6	3,8
60% PbS	–	–	8,3	22,0	21,5	4,4
60% PbS	80% Cu <sup>0</sup>	–	12,3	21,1	45,3	3,6
60% PbS	80% Cu <sup>0</sup>	–	17,4	28,9	94,8	4,7
100% Cu	80% PbS	–	21,3	33,0	20,2	3,2
100% Cu	80% PbS	232% Cu <sup>0</sup>	38,2	47,5	192,0	4,6

1. Способ химического меднения углеродных материалов: А.с. 1604862 СССР. / В.И. Кириченко, Г.А. Сиренко, Л.М. Кириченко. – №4465219; Заявл. 16.05.88; Опубл. 7.11.90, Бюл. № 41. – С. 132: іл.
2. Кириченко В.И. Получение и работоспособность антифрикционных материалов с медным наполнителем / В.И. Кириченко, Г.А. Сиренко, Л.М. Кириченко // Вопросы химии и химической технологии. – 1991. – № 94. – С.113-118.
3. Сиренко Г.О. Створення антифрикційних композитних матеріалів на основі порошків термотривких полімерів і вуглецевих волокон. – Дис. на здобуття наук. ступеня доктора техн. наук: спец. 05.16.06 / Г.О. Сиренко; Київ: Ін-т проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича. – Захищена 08.12.1997; Затв. 08.12.1997. – К., 1997. – 431с.
4. Сиренко Г.О. Відновлення міді в поверхневих шарах металізованого карбонового волокна / Г.О. Сиренко, М.Б. Квич, В.І. Кириченко // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – Т.7. – №3. – С.544-550.
5. Сиренко Г.О. Структура та фазовий склад поверхневих плівок карбонового волокна, омідненого в присутності PbS / Г.О. Сиренко, М.Б. Квич, Л.Я. Мідак // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т.9. – №1. – С.153-161.

### **Technology and Antifriction Properties of the Carbon Fibers Covered With Thin Layers of Copper**

Skladanyuk M.B.<sup>1</sup>, Sirenko H.A.<sup>1</sup>, Bazyuk L.V.<sup>1</sup>, Midak L.Ya.<sup>1</sup>,  
Kyrychenko L.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Vasyl Stefanyk' Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

<sup>2</sup> *Khmelnitsky National University, Hmelnytsky, Ukraine*

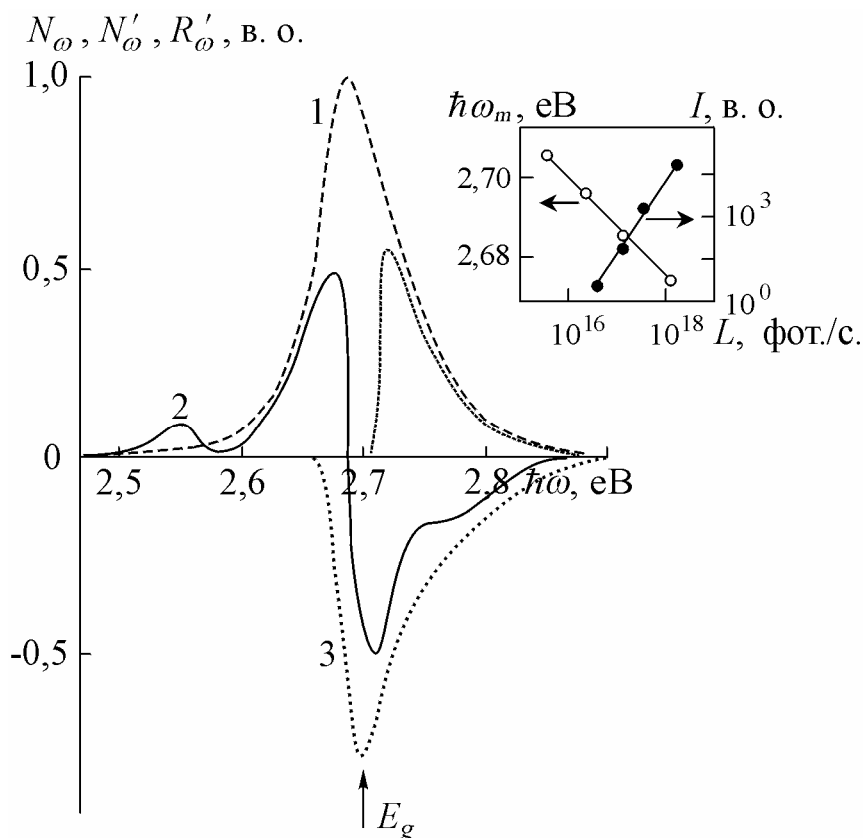
The research of three technologies and antifriction properties of carbon fibers covered with thin layers of copper. It is established, that copper content in copper-copper oxide increases when using two-layer alternately modified formaldehyde and zinc method.

## Ефективна люмінесценція дифузійних шарів ZnSe:Mg

Сльотов М.М., Косоловський В.В., Сльотов О.М., Ткаченко І.В.

Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича, Чернівці, Україна

Селенід цинку є одним з перспективних матеріалів твердотільної електроніки. Велике значення ширини забороненої зони  $E_g$  та прямозонність слугують важливими параметрами при виготовленні випромінювачів на короткохвильовий оптичний діапазон. Для їх високої ефективності необхідною умовою є легування, зокрема, ізовалентними домішками (ІВД). Тому дослідження впливу ІВД магнію на люмінесцентні властивості  $ZnSe$  є актуальною задачею. При цьому для електронних пристроїв та приладів важливим постає отримання тонких шарів, які є їх активними областями. Такі шари отримувались методом дифузії  $Mg$  у монокристалічні підкладки  $ZnSe$ , що вирощувались методом Бріджмена-Стокбаргера [1]. Визначено технологічні режими, які дозволяють отримувати шари  $ZnSe:Mg$  з інтенсивною фотолюмінесценцією (ФЛ), рис. 1.



**Рис. 1.** Спектри звичайної (1),  $\lambda$ -модульованої (2) ФЛ та диференційного відбивання (3) дифузійних шарів  $ZnSe:Mg$ .

Спектр ФЛ шарів  $ZnSe:Mg$  охоплює блакитно-фіолетову область і характеризується декількома складовими смугами. Вони надійно виявляються при використанні методу  $\lambda$ -модуляції. Ізовалентна природа

домішки визначає природу домінуючої смуги, яка обумовлена анігіляцією екситонів. Аналіз даної смуги виявляє наступні її властивості:

- а) збільшення рівня збудження  $L$  призводить до зміщення максимуму  $\hbar\omega_m$  смуги в область менших енергій фотонів;
- б) інтенсивність  $I$  залежить від  $L$  у відповідності до закону  $I \sim L^{1,5}$ , вставка на рис. 1.

Вказані основні властивості смуги свідчать, що при анігіляції екситонів має місце непружна екситон-фононна взаємодія [2].

Характерною властивістю ФЛ отриманих шарів є інтенсивне випромінювання в області енергії фотонів  $\hbar\omega \geq E_g$ . Воно добре апроксимується відомим виразом для міжзонної випромінювальної рекомбінації. До того ж, спостерігаються такі властивості, як незалежність від рівня збудження  $L$  положення максимуму  $\hbar\omega_m$ , а його зміна повторює температурну залежність ширини забороненої зони  $E_g(T)$ . Проведений аналіз дефектоутворення в кристалічній ґратці за методом квазіхімічних реакцій в отриманих шарах  $ZnSe:Mg$  дозволив виявити зміну ансамбля власних точкових дефектів [3] на користь рекомбінаційних процесів, що відповідають за формування міжзонного випромінювання.

Для отриманих дифузійних шарів  $ZnSe:Mg$  характерне інтенсивне блакитно-фіолетове випромінювання. Максимум спектра їх ФЛ припадає на  $\lambda_m \approx 0,46$  мкм, а квантова ефективність досягає значення  $\eta \approx 15\%$  при 300 К. Розглядається перспективність використання таких шарів у різних типах приладів твердотільної електроніки.

1. V.P. Makhniy, A.M. Slyotov Optical properties of ZnSe:Mg diffusion layers // Ukr. J. Phys. Opt. –2004. – V.5, N 4. – P. 136-140.
2. Koh Era, D.W. Langer Luminescence of ZnSe near the band edge under strong laser light excitation // J. Lumines. – 1970. – V. 1-2, P. 514-527.
3. В.П. Махній, М.Ф. Павлюк, О.М. Сльотов Аналіз механізмів дефектоутворення у кристалах  $ZnSe:Mg$  // Фіз. і хім. твердого тіла. – 2005. Т. 6, № 2. – С. 261-264.

### **Effective luminescence of diffusion layers ZnSe:Mg**

Slyotov M.M., Kosolovskiy , Slyotov O.M., Tkachenko I.V.

*Yuri Fed'kovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Luminescence of diffusion layers ZnSe:Mg were investigated. The emission is determined by annihilation of excitons when non-elastically scattered on free charge carriers and their inter band recombination.

## **Фізичні властивості шарів CdTe:Mg**

Сльотов О.М., Косоловський В.В., Уляницький К.С., Ткаченко І.В.

*Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича, Чернівці, Україна*

Телурид кадмію є одним з важливих матеріалів твердотільної електроніки. Його перспективність визначається, зокрема, можливістю виготовлення на його основі випромінюючих і фоточутливих приладів на ближню інфрачервону область. У них активною областю є тонкі шари. Для їх виготовлення на даний час найбільшого поширення набули різні епітаксійні методи, іонна імплантація тощо. Разом з тим, актуальним залишається питання пошуку альтернативних методів отримання. Одним з них є дифузія, яка знайшла широке використання у випадку *Ge*, *Si* і III-V сполук. Дифузійні шари *CdTe* товщиною до 100 мкм отримувалися при легуванні *Mg*. Ізовалентний характер домішки (ІВД) обумовлює їх ряд характерних властивостей. Важливою з них є формування люмінесценції при 300 К у крайовій області. Її спектр добре апроксимується виразом для міжзонної рекомбінації вільних носіїв заряду, а інтенсивність і характер розподілу випромінювання визначається умовами легування. У вихідних нелегованих кристалах, отриманих методом Бріджмена, люмінесценція при  $\hbar\omega \geq E_g$  не спостерігається навіть при  $T = 77$  К. Разом з тим, їх легування під час росту ІВД *Mg* також дозволяє отримувати кристали з крайовим випромінюванням. Його інтенсивність і спектр добре корелюють з параметрами для дифузійних шарів. Така природа люмінесценції зумовлена перебудовою ансамблю власних точкових дефектів (ВТД) кристалічної ґратки на користь міжзонної випромінювальної рекомбінації. До того ж, проведена за методом квазіхімічних реакцій оцінка вказує на домінуючу роль ВТД, які формують енергетичні рівні акцепторної природи. Це підтверджується *p*-типом провідності отриманих дифузійних шарів.

### **The Physical Properties of Diffusion Layers CdTe:Mg**

Slyotov O.M., Kosolovskiy V.V., Ulyanitskiy K.S., Tkachenko I.V.

*Yuri Fed'kovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

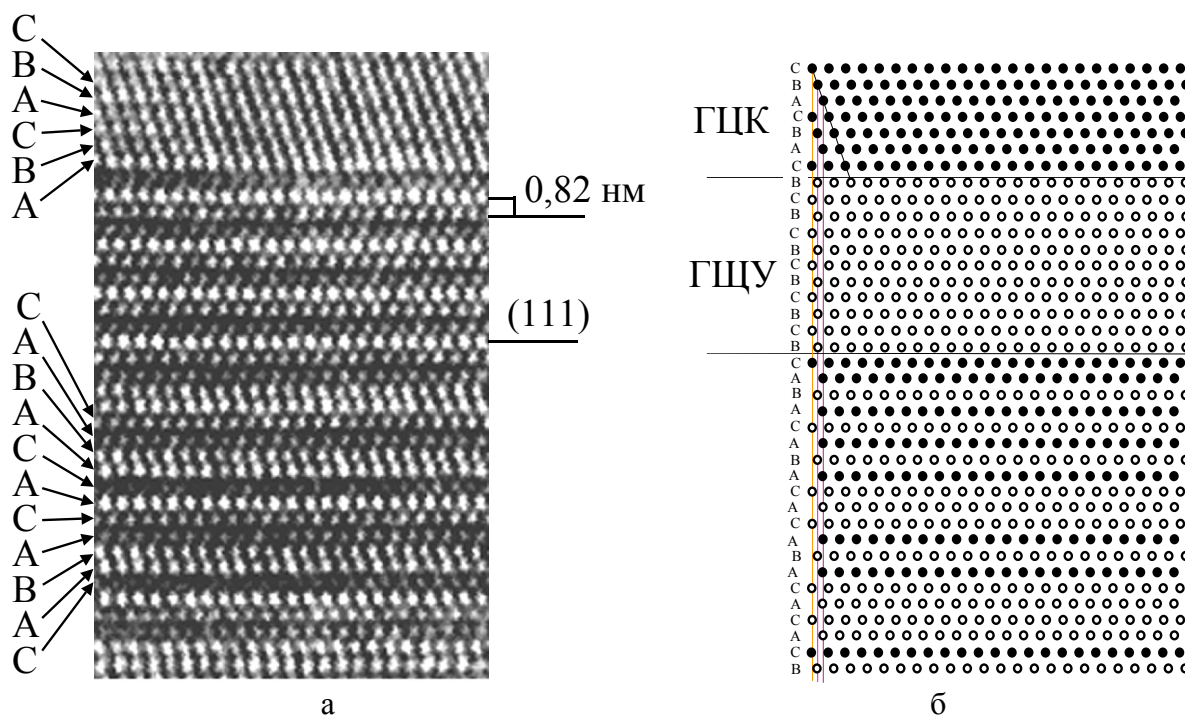
Luminescence and electrical properties of diffusion layers CdTe:Mg were investigated. The isovalent impurity Mg is due both dominant emissions at 300 K in consequence of inter band recombination of free carriers and p-type conductivity.

## Кількісне оцінювання ступеню розупорядкування в тонких плівках фулериту $C_{60}$ методами теорії інформації

Солонін Ю.М., Грайворонська К.О.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М.Францевича НАН України, Київ, Україна*

Фулерит, або кристалічна, форма фулерену, має ГЦК структуру, тобто відноситься до щільноупакованих структур. Зазвичай кристалографія таких структур описується певною послідовністю гексагональних сіток, побудованих із атомів, або, як в нашому випадку, з молекул.



**Рис. 1.** Пряме зображення структури фулериту з політипом (а), схема-рисунок до структури (б).

Запропоновано кількісний метод оцінки ступеня одномірної розупорядкованості ГЦК структури тонких плівок фулериту, оснований на елементах теорії інформації. Для більш чіткого уявлення характеру розупорядкованості та встановлення порядку слідування площин на ділянці структури виконували її графічну реконструкцію. Окремим шарам була приписана одна із літер А, В, С в залежності від їх відносного зсуву. Згідно розглянутій у роботі процедурі визначення коду “run length encoding” (RLE) подавали цю послідовність у вигляді ряду одиниць і нулів в залежності від напрямку зсуву між сусідніми шарами. Надалі цей ряд записували у найбільш компактній формі, а саме у вигляді алгоритмічного RLE коду. Відношення кількості символів у RLE коді до кількості символів у ряду одиниць і нулів і буде мірою розупорядкованості або

„непередбачуваності” досліджуваної послідовності площин. Чим ближче цей параметр до одиниці, тим більш розупорядкованою є послідовність. Нижче наведено такий аналіз, виконаний для реальної послідовності площин {111} в структурі плівки фулериту C<sub>60</sub> (див. рис. 1 б).

В С А С А С А В А С А С А В А С А В А С В С В С В С В С В С В С А В С А В С,  
 1 1 0 1 0 1 1 0 0 1 0 1 1 0 0 1 1 0 0 0 1 0 1 0 1 0 1 0 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 (37 символів),  
 2 1 (1 1 2 2)<sub>2</sub> 2 3 (1 1)<sub>5</sub> (1)<sub>7</sub> (11 символів) – RLE код.

Для цієї послідовності відношення кількості символів у RLE коді до кількості символів у ряду одиниць і нулів дорівнює  $11/37 = 0,297$ .

Таким чином продемонстровано можливість використання методів теорії інформації для кількісної оцінки ступеня одномірної розупорядкованості щільноупакованих кристалів з високою концентрацією дефектів пакування.

1. E.Estevez-Rams, B. Aragon-Fernandes, H. Fuess, and A. Penton-Madrigal  
 Diffraction patterns of stacked layer crystals // Phys. Rev. B. – 2003. –  
 V. 68. – P. 1 - 12.

### **Quantitative Evaluation of Degree of Disorder in Fullerite C<sub>60</sub> Thin Films by Information Theory Methods**

Solonin Yu.M., Grayvoronska K.O.

*Institute for Problems of Materials Science NAS Ukraine, Kiev, Ukraine*

The possibility of implementation of the information theory for evaluation of degree of disorder in fullerite C<sub>60</sub> thin films was studied. The effectiveness of the run-length encoding (RLE) procedure for quantitative evaluation of degree of disorder in {111}-type planes in f.c.c. structure of fullerite was confirmed.

### **Влияние предварительного ударно-волнового нагружения на диффузию бора в железные сплавы**

Спиридонова И.М., Дорогань К.И.

*Днепропетровский национальный университет имени Олеся Гончара, Днепропетровск,  
 Украина*

Возможность практического использования энергии взрыва для обработки традиционных материалов, либо получения принципиально новых материалов, давно привлекала исследователей. Наибольшее развитие взрывные технологии получили применительно к металлообработке и охватывают штамповку, прессование порошков, сварку, поверхностное упрочнение и резку. Многие из этих операций внедрены в производство, другие всё ещё находятся в стадии научно-прикладного освоения. Одна из разновидностей взрывных технологий, тесно связанная со структурными изменениями при ударно-волновой

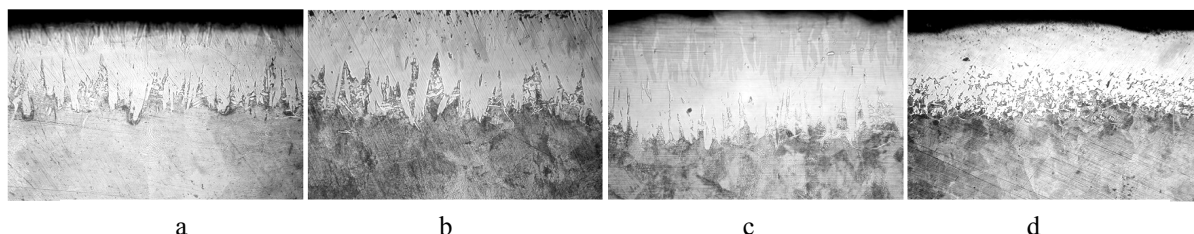


обработке металлов – это взрывное упрочнение. В тех случаях, когда заряд ВВ детонирует в контакте с металлом, в поверхностном слое последнего имеет место деформационное упрочнение, связанное с образованием большого количества дефектов. Твёрдость и глубина области наклёпа зависит от исходных свойств металла и характера ударно-волнового нагружения. Круг материалов и деталей, упрочняемых при ударно-волновом нагружении, может быть существенно расширен при систематических фундаментальных исследованиях структурных изменений в материалах под влиянием ударных волн и определении оптимальных параметров ударно-волнового нагружения для формирования наилучших, с точки зрения физико-механических свойств, структур.

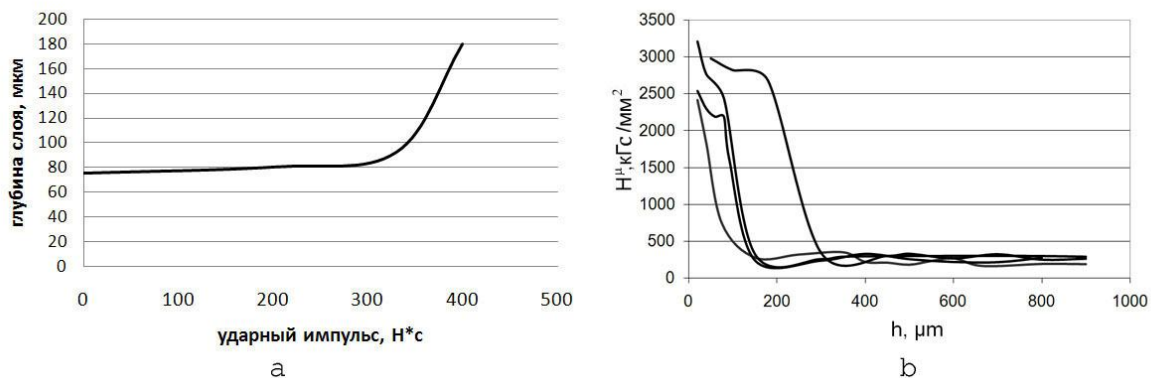
В качестве исходного материала была выбрана, сталь 40Х в нормализованном состоянии, пластины из которой размерами 20x70x150 мм подвергались контактному взрыву зарядом аммонита 6ЖВ с начальными параметрами:  $\rho \sim 1$  г/см<sup>3</sup>, Д-4000 м/с, где  $\rho$  - начальная плотность заряда ВВ, Д - скорость детонации. Толщина заряда задавалась равной соответственно 15, 25, 30 мм, что позволило регулировать величину взрывного импульса. Для предотвращения действия волн разгрузки пластины размещали в свинцовом контейнере.

После чего образцы борировали в течении 5 часов при температуре 950<sup>0</sup> С в порошках карбида бора F80(74.5%B+0.2%B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), F90(75%B+0.2%B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), для ускорения процесса борирования в смеси вводили 1..5% NaF, Al, Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, KBr. Полученные образцы исследовались металлографическими и рентгенографическими методами.

На полученных образцах с повышением интенсивности деформации наблюдается увеличение глубины диффузионного слоя и изменение его морфологии, увеличение твердости и пластичности боридных фаз. Меняется характер распределения микротвердости в глубину образца. Высокоскоростная деформация приводит к уширению и появлению дополнительных линий на рентгенограмме, что свидетельствует о изменении разметов и разориентировке блоков, появлении микроискажений.



**Рис. 1.** Изображены микроструктуры стали 40Х борированной после высокоскоростной деформации разной интенсивности  
*a*- без деформации, X400  
*b*- минимальная мощность, X400  
*c*- средняя мощность, X400  
*d*- максимальная мощность, X200



**Рис. 2.** а- влияние интенсивности ударного импульса на толщину диффузионного слоя, б- распределение микротвердости в глубину борированного образца в зависимости от толщины заложенного заряда ВВ при деформации: 1- исходный, 2- 15мм ВВ, 3- 25мм ВВ, 4- 30мм ВВ .

Результаты свидетельствуют о том, что предварительное ударно-волновое нагружение существенно влияет на интенсификацию развития диффузионных процессов при последующей ХТО. Механизм этого влияния зависит от интенсивности ударно-волновой нагрузки, свойств упрочняемого металла и температуры проведения ХТО, так при борировании после ударно-волнового нагружения происходит релаксация, движение дислокаций и образование субграниц, диффузия по которым облегчена. Таким образом предварительное ударно – волновое нагружение интенсифицирует процесс диффузии бора в сталь, что существенно улучшает эксплуатационные характеристики металлических изделий.

### **Effect of the Preliminary Shock-Wave Weighting on the Boron Diffusion into the Ferro-Alloys**

Spiridonova M., Dorogan K.I.

*Dnepropetrovsk National University, Dnepropetrovsk, Ukraine*

Effect of the preliminary shock-wave weighting on the boron diffusion into the ferro-alloys with further borating was studied. Preliminary shock-wave weighting leads to the formation of a high number of defects, changes in steel structure and to the intensification of diffusion process with increasing of the value of a shock impulse.

### **Динамика электронных возбуждений в слоистых плазмонных нанокompозитах Ag/SiO**

Тихомиров С.А., Буганов О.В., Замковец А.Д.

*Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Изучение динамики электронных возбуждений в наноструктурированных объектах на основе наночастиц благородных

металлов важно для решения практических задач, связанных с созданием быстродействующих полностью оптических модулирующих устройств.

Существенное влияние на процессы релаксации энергии плазмонного возбуждения таких наноструктур может оказывать топология, в том числе плотность упаковки и слоисто-периодическое строение образцов, когда имеет место как электронное, так и фотонное ограничение, а также проявляются коллективные эффекты, обусловленные плотностью упаковки.

Нами изучался характер проявления быстропротекающих процессов релаксации возбужденных носителей заряда в слоистых плазмонных нанокompозитах Ag/SiO при возбуждении их в полосе плазмонного поглощения фемтосекундными лазерными импульсами. Нанокompозиты изготавливались термическим испарением в вакууме на установке ВУ-1А и представляли собой чередующиеся плотноупакованные монослои наночастиц Ag, разделенные слоями SiO субволновой толщины.

Эксперименты проводились с использованием фемтосекундного спектрометра, в основе которого лежит оригинальный генератор фемтосекундных импульсов на Ti: Sp, синхронно накачиваемый импульсным лазером на Nd: YAG с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью.

Обнаружена сверхбыстрая трансформация полосы плазмонного поглощения исследованных образцов с характеристическими временами релаксации наводимых изменений порядка 1 – 2 пс. В докладе обсуждаются спектрально-кинетические особенности нестационарного поглощения синтезированных нанокompозитов в зависимости от их топологии.

### **Dynamics of Electron Excitations at Layered Ag/SiO Plasmonic Nanocomposites**

Tikhomirov S.A., Buganov O.V., Zamkovets A.D.

*Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

Transient absorption spectra of layered Ag/SiO plasmonic nanocomposites at femtosecond laser pulses excitation have been obtained and analyzed.

### **Тензорезистивні властивості феромагнітних плівок Fe і Co**

Ткач О.П., Чернов С.В., Однодворець Л.В.

*Сумський державний університет, Суми, Україна*

Елементи та електронні вузли сучасної контрольно-вимірювальної апаратури та сенсорної техніки в багатьох випадках функціонують в умовах дії зовнішніх магнітних полів. У зв'язку з цим дослідження

тензорезистивного ефекту при відсутності або наявності зовнішнього магнітного поля має важливе практичне значення. Це і стало предметом досліджень даної роботи на прикладі ферромагнітних плівок Fe і Co.

Зразки товщиною 10 – 100 нм отримувались методом термічного (Fe) і електронно-променевого (Co) випаровування на базі стандартної вакуумної установки ВУП-5М. Швидкість конденсації - 1,5 нм/с. Для деформації плівкових зразків методом розтягу був спеціально розроблений пристрій, який дозволив здійснювати деформацію підкладки з плівкою як безпосередньо на атмосфері, так і у вакуумі ( $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$  Па) до  $\varepsilon_l = 1\%$  з кроком  $\Delta\varepsilon = 0,05\%$ , що забезпечувався точністю гвинта з мікронною різьбою. Для створення магнітного поля  $B=0,1$ Тл використовувався електромагніт на постійному струмі. Вимірювання електричного опору здійснювалось в двох геометріях при перпендикулярній до струму орієнтації магнітного поля. При дослідженні тензоефекту використовувалась підкладка із склотекстоліту - матеріалу, який відповідає наступним вимогам: не руйнується при нагріванні у вакуумі, не вступає в хімічну взаємодію із плівкою і має високу межу пружності. Коефіцієнт поздовжньої тензочутливості  $\gamma_l$  розраховувався на основі деформаційних залежностей опору за формулою  $\gamma_l = (1/R_n) \cdot (\Delta R / \Delta\varepsilon)$ , де  $R_n$  – початковий опір. Було встановлено, що у магнітному полі збільшується не тільки питомий опір ( $\rho$ ), а й коефіцієнт поздовжньої тензочутливості. При цьому розмірні залежності  $\rho$  і  $\gamma_l$  при  $B = 0$  або  $0,1$  Тл мають гіперболічний характер ( $\sim d^{-1}$ ) і при збільшенні товщини вони поступово зближаються. Розрахунки коефіцієнту опору в магнітному полі ( $\beta_B = (1/\rho)(\Delta\rho/\Delta B)$ ) вказують на те, що він має величину  $\sim 10^{-1}$  Тл $^{-1}$  і також залежить від товщини зразка.

Робота виконана в рамках держбюджетної тематики № 68.01.05.09-11 та Договору про науково-технічне співробітництво між Сумським державним університетом і Університетом Барода (м.Ваходара, Індія).

### **Strain Deformation Properties of Ferromagnetic Films Fe and Co**

Tkach O.P., Chernov S.V., Odnodvoretz L.V.

*Sumy State University, Sumy, Ukraine*

The experimental results of investigate of strain deformation on ferromagnetic films were observed. The conclusion is drawn on influence of a magnetic field on size of coefficient longitudinal strain deformation for film materials Fe and Co.

## Моделювання взаємодії атомів фосфору з поверхнею SiO<sub>2</sub>/Si(100)

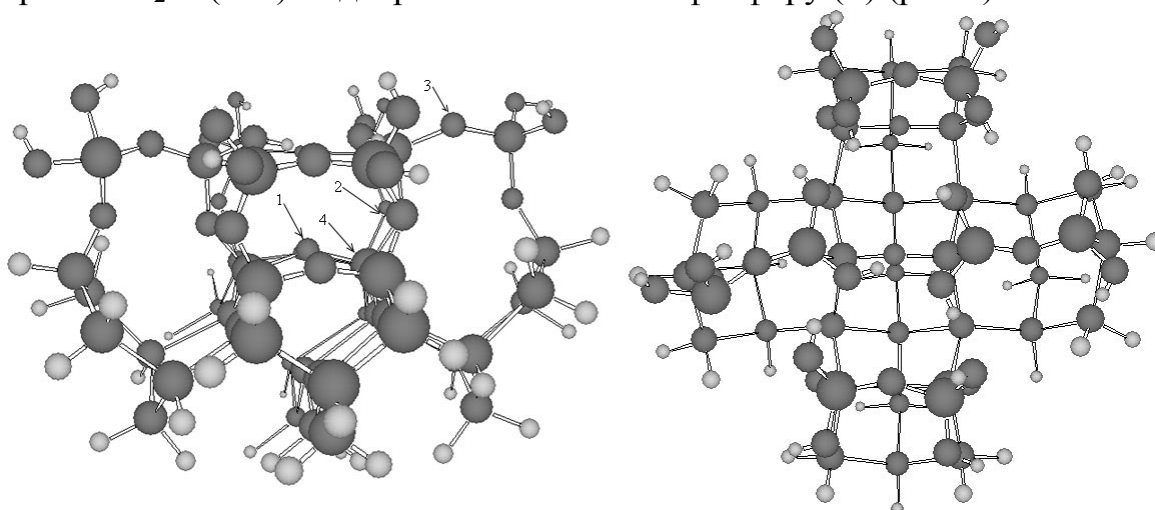
Ткаченко А.В., Ананьїна О.Ю.

Запорізький національний університет, Запоріжжя, Україна

Границя SiO<sub>2</sub>/Si(100) відіграє важливу роль у роботі багатьох напівпровідникових приладів, а фосфор є одним з основних легуючих елементів, використовуваних у кремнієвих технологіях. На сьогоднішній день невідомі конкретні атомні конфігурації, в яких можуть знаходитися атоми фосфору та невідомі їхні енергетичні характеристики.

Метою даної роботи є дослідження електронних та геометричних параметрів станів вакансійних дефектів та дефектів у вигляді впроваджених атомів фосфору в окисній плівці SiO<sub>2</sub>/Si(100).

Поверхня SiO<sub>2</sub>/Si(100) моделювалася за допомогою кластеру Si<sub>41</sub>O<sub>31</sub>H<sub>50</sub>, що моделює поверхню SiO<sub>2</sub>/Si(100) зі „смугастим” порядком розташування місткових атомів кисню, на якому проводилося моделювання та дослідження електронної та геометричної структури поверхні SiO<sub>2</sub>/Si(100) з адсорбованим атомом фосфору (P) (рис.1).



**Рис. 1.** Кластер Si<sub>41</sub>O<sub>31</sub>H<sub>50</sub>, що моделює поверхню SiO<sub>2</sub>/Si(100), ● – атоми кисню, ○ – атоми кремнію, ○ – атоми водню

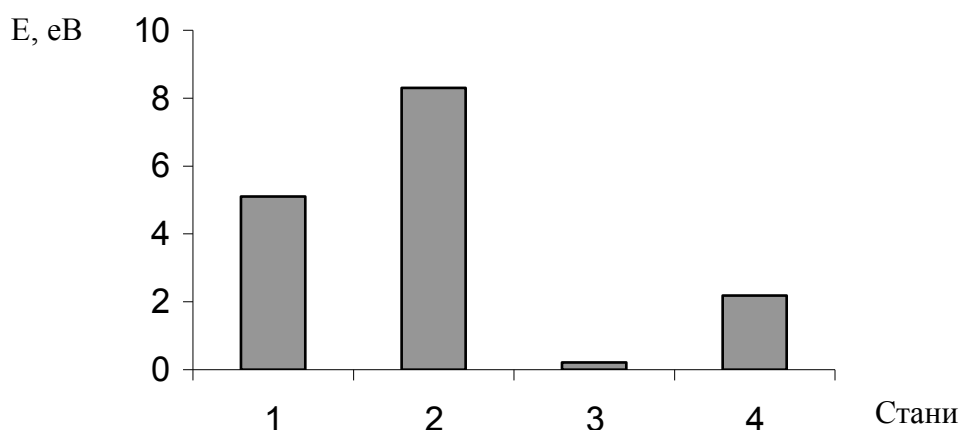
При проведенні досліджень був використаний напівемпіричний метод квантово-хімічного моделювання МЗДП (модифікована зневага диференціальним перекриттям, MNDO) [1, 2].

В роботі [3] було проведено моделювання вакансійних дефектів в окисній плівці. Моделювання кисневої вакансії (О-вакансії) здійснювалося шляхом усунення атому кисню з кластеру. Поява кисневих вакансій в шарі окислу може призводити до утворення зв'язків між атомами кремнію, що значно знижує повну енергію системи (~2,8 еВ). Наявність кремнієвих

вакансій в шарі окислу не призводить до утворення зв'язків між атомами оточення, вони стають потенційними адсорбційними центрами.

Квантово-хімічне дослідження взаємодії атомів фосфору з кластером  $\text{Si}_{41}\text{O}_{31}\text{H}_{50}$  полягало в розрахунках станів системи „кластер - фосфор” з розташуванням атомарного фосфору в кисневих та кремнієвих вакансіях.

Після моделювання впровадження атомів фосфору в кластер та проведення оптимізації геометрії, оцінювалася повна енергія кожного змодельованого стану системи. Для узагальнення результатів побудована діаграма енергії для кожного з розглянутих станів, яка представлена на рисунку 2.



**Рис. 2.** Діаграма значень повної енергії кластера з впровадженням атомом фосфору; 1, 2, 3, – стани, що відповідають знаходженням P в O – вакансіях, стан 4 – в Si – вакансії відповідно

Таким чином моделювання процесів взаємодії атомів фосфору з кластером показало, що адсорбованому атому фосфору енергетично більш вигідно знаходитися в кремнієвих вакансіях та в кисневих вакансіях верхнього шару окислу.

1. Кларк Т. Компьютерная химия. – М.: Мир, 1990. – 231 с.
2. Stewart J.J. MORAC 2000 Manual. – Fujitsu Limited, 1999. – 534 p.
3. Tkachenko A.V, Ananina O.Y. Simulations of boron atoms adsorption at the  $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$  surface // IV International conference “Electronics and applied physics”. – Kyiv, Ukraine. – 2008. – p.57

### **Simulations of Phosphorus Atoms Adsorption on the $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$ Surface**

Tkachenko A., Ananina O.

*Zaporizhzhya National University, Zaporizhzhya, Ukraine*

Results of quantum-chemical calculations of phosphorus atoms adsorption on the  $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$  surface are presented in the work. The energy characteristics of adsorption process were estimated. Geometrical and electronic characteristics of structures which phosphorus atoms form during adsorption at the  $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$  surface were calculated.

## Оптичне поглинання твердих розчинів $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$

Третяк А.П., Божко В.В., Булатецька Л.В., Парасюк О.В., Булатецький В.В.

*Волинський національний університет імені Лесі Українки, Луцьк, Україна*

В роботі проведено дослідження спектрального розподілу коефіцієнта поглинання світла твердих розчинів системи  $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$  із ізовалентним заміщенням  $\text{Cd} \Rightarrow \text{Mn}$ . Згідно із рентгенофазовим аналізом у системі  $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$  спостерігається утворення протяжного твердого розчину, граничний склад якого визначений за зміною параметрів елементарної ромбічної комірки є  $\text{AgCd}_{0,74}\text{Mn}_{1,26}\text{GaSe}_4$ . Як показало уточнення кристалічної структури сплаву вищезгаданого складу кристалографічна позиція Cd (4b) у рамках просторової групи  $Pmn2_1$  є статистично заселеною. Поступове заміщення кадмію на манган викликає зменшення розмірів комірки з огляду на менший тетраедричний іонний радіус. Статистичний характер заміни атомів Cd (з іонним радіусом  $r_{\text{Cd}^{2+}}=0,092$  нм) меншими атомами Mn ( $r_{\text{Mn}^{2+}}=0,080$  нм) веде до порушення періодичності потенціальної енергії електрона в ґратці і, відповідно, веде до виникнення хвостів щільності електронних станів в забороненій зоні напівпровідника. При цьому спостерігається розмиття смуги власного поглинання, яка добре описується правилом Урбаха. Це означає, що оптичні переходи в області власного поглинання світла формуються з участю “хвостів” щільності станів (обумовлених дефектністю кристала), які примикають до країв дозволених зон. В області вікна пропускання ( $K \leq 1,5$  еВ), яке характеризується широкою областю домішкового поглинання значення коефіцієнта поглинання не перевищує величини  $7\text{--}9\text{см}^{-1}$  і обумовлене, очевидно, розсіюванням і поглинанням світла різними дефектними комплексами і іншими структурними пошкодженнями кристалічної ґратки.

По положенню краю смуги власного поглинання для  $K=100\text{ см}^{-1}$  була оцінена ширина забороненої зони сполук  $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$  при  $T=297\text{ К}$ . В межах твердого розчину вона збільшується від 1,67 еВ для  $\text{AgCd}_2\text{GaSe}_4$  до 1,9 еВ для 60 мол.% „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ”, що добре корелює з лінійним зменшенням періоду ґратки розчину при зростанні вмісту компоненти „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ”.

### Optical Absorption of $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$ Solid Solution

Tretyak A. P., V.V. Bozhko, L.V. Bulatetska, H.Ye. Davidyuk, V.V. Bulatetskiy

*Lesya Ukrainka Volyn National University 43025, prosp. Voli, 13, Lutsk, Ukraine.*

Spectral distribution the coefficient of the edge of the absorption of alloys of system  $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$  with isovalent replacement  $\text{Cd} \Rightarrow \text{Mn}$  are researched. The optical width of the forbidden zone of the compound was evaluated on the position of the edge of the absorption.

## Нанокompозитні плівки "полівініловий спирт-напівпровідникові наночастинки CdS": синтез та оптичні характеристики

Федів В.І.<sup>1</sup>, Рудько Г.Ю.<sup>2</sup>, Гуле Є.Г.<sup>2</sup>, Савчук А.Й.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Буковинський державний медичний університет, Чернівці, Україна

<sup>2</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАНУ, Київ, Україна

<sup>3</sup>Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна

Актуальною проблемою сучасного матеріалознавства є розробка і вдосконалення економічних та відтворюваних методик отримання різноманітних наноструктур з контрольованими властивостями. Перспективи нанотехнології значною мірою пов'язані з розробкою гібридних структур для оптоелектроніки і нелінійної оптики на основі нанокристалів напівпровідників, які вирощені в органічних матрицях: плівках Ленгмюра-Блоджетт, само-організованих молекулярних ансамблях, полімерах.

В даній роботі описано умови вирощування і аналіз оптичних властивостей нанокompозиту CdS — полівініловий спирт. Синтез композиційного матеріалу відбувався у багатокомпонентній системі CdCl<sub>2</sub>-Na<sub>2</sub>S-H<sub>2</sub>O та полівініловий спирт при кімнатній температурі. Концентрації вихідних компонентів і величина рН середовища утримувалися в межах розрахованих значень: оптимальні концентрації солей - (10<sup>-4</sup> – 10<sup>-2</sup>) моль/л, оптимальні значення рН середовища змінювалися в межах 3-6. Полімери різної концентрації розчинялися у бідистильованій воді при 90°C. Полімеризація відбувалася при кімнатній температурі в закритій посудині в присутності речовин, що адсорбують вологу.

Досліджено спектри оптичного поглинання та фотолюмінесценції, які вказують на наявність квантово-розмірного ефекту в синтезованих наночастинках. Отримано температурну залежність ФЛ спектру нанокompозиту і проаналізовано особливості її поведінки по відношенню до відомих залежностей наноструктурованого CdS. Розглянуто вплив умов синтезу (величина рН середовища, концентрація прекурсорів) на характеристики ФЛ спектру: положення ФЛ смуг, напівширину, співвідношення інтенсивностей ФЛ смуг. Оцінено енергетичне положення рівнів, які беруть участь у випромінювальній рекомбінації і запропоновано діаграму енергетичних переходів в нанокompозиті. Проаналізовано вплив полімерної матриці на оптичні характеристики нанокompозита.



## Nanocomposite films «polyvinyl alcohol - CdS semiconductor nanoparticles»: synthesis and optical properties

Fediv V.I.<sup>1</sup>, Rudko G.Yu.<sup>2</sup>, Gule E.G.<sup>2</sup>, Savchuk A.I.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Bukovyna State Medical University, Chernivtsi, Ukraine

<sup>2</sup>V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NASU, Kiev, Ukraine

<sup>3</sup>Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine

The nanocomposite - semiconductor nanoparticles/polymer matrix - is fabricated and characterized by optical methods. The influence of the synthesis conditions on the photoluminescence of the composite is studied.

## Кінетика низькотемпературної релаксації монокристалів ГГГ, імплантованих іонами He<sup>+</sup>

Федорів В.Д., Яремій С.І.

Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна

Зміна з часом фізичних властивостей, а відповідно і експлуатаційних характеристик, властива для всіх матеріалів, в тому числі і таких радіаційно стійких як ферит-гранати, що використовуються в радіоелектроніці. Тому, важливим є вивчення часової стабільності структурних параметрів модифікованого шару, встановлення закономірностей перебудови його кристалічної структури в процесі старіння при кімнатних температурах та прогнозування їх поведінки в процесі експлуатації.

Для виключення впливу ростових напруг, в якості модельного об'єкта досліджувалися пластини монокристалу гадоліній-галієвого гранату (ГГГ,  $Gd_3Ga_5O_{12}$ ), які після опромінення іонами He<sup>+</sup> з енергією  $E = 100$  кеВ в межах доз  $1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  зберігалися при кімнатній температурі.

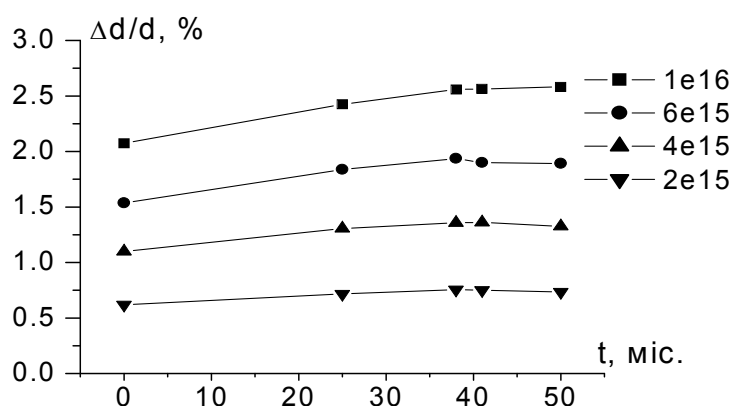


Рис. 1. Зміна з часом величини максимальної відносної деформації монокристалів ГГГ імплантованих іонами He<sup>+</sup>.

Аналіз зміни кристалічної структури іонно-імплантованого шару ГГГ в процесі старіння проводився з використанням двокристалічного рентгенівського дифрактометра.

Як видно з рис. 1, в процесі старіння протягом 38 місяців спостерігається зростання величини

відносної максимальної деформації в іонно-імплантованому шарі, що можна пояснити ростом радіуса дефектів із зменшенням їх концентрації.

Протягом наступних 12 місяців для зразків, імплантованих при дозах  $1 \cdot 10^{15}$ - $6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>, величина відносної максимальної деформації спадає, що, очевидно, свідчить про переважання низькотемпературної релаксації, яка супроводжується перебудовою, дифундуванням та анігіляцією радіаційних дефектів під дією стимулюючого впливу з боку механічних напруг, наведених іонним опроміненням.

Для зразка опроміненого дозою  $D = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> в наступні 12 місяців спостерігається сповільнення росту з часом величини відносної максимальної деформації. Це, очевидно, пов'язане із значно більшою кількістю дефектів у даному зразку, та частковою релаксацією механічних напруг в порушеному шарі опроміненої з дозою  $1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> пластини, в порівнянні із пластинами, опроміненними меншими дозами іонів  $He^+$ . Підтвердженням цьому служить отримана одразу після імплантації залежність максимальної відносної деформації від дози, де в інтервалі доз  $6 \cdot 10^{15}$ - $1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> спостерігається зменшення величини відносної максимальної деформації. Часткова релаксація механічних напруг, наведених іонною імплантацією, в зразку з  $D = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> підтверджується також залежністю радіуса кривизни пластин ГГГ від дози опромінення.

*Робота виконана за підтримки проекту UKX-9200-IF-08.*

### **The Kinetics of Low-Temperature Relaxation of GGG Single Crystals Implanted by $He^+$ Ions**

Fedoriv V.D., Yaremiy S.I.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The single crystals GGG plates implanted by  $He^+$  ions are investigated. It is established mechanism low-temperature relaxation in implanted layer for 4 years at a room temperature.

### **Влияние статического и динамического деформационного воздействия на диффузию бора в среднеуглеродистом сплаве.**

Филоненко Н.Ю., Федоренкова Л.И., Спиридонова И.М.

*Днепропетровский национальный университет, Днепропетровск, Украина*

В последние годы особый интерес вызывают работы, связанные с исследованием влияния деформационного воздействия, в частности, например, высокоскоростной деформации на диффузионные процессы. В некоторых из них указывают на уменьшение диффузионной подвижности насыщающего элемента после предварительной холодной деформации, в других показывают ускоряющее действие деформации на формирование

диффузионного слоя. И в том и другом случае бесспорным является то, что, предварительная обработка металла влияет на параметры насыщения, ускоряя или замедляя их в зависимости от условий деформационного воздействия. Представляет интерес, каким образом условия деформации влияют на процесс диффузии некоторых элементов. Для этого в данной работе изучали влияние предварительной статической и ударно-волновой пластической деформации на диффузию бора в среднелегированной стали.

Исследование проводили на образцах из стали 45, которые предварительно: 1)отжигали при температуре 1173К в течение 5 часов; 2)подвергали деформации сжатия при температуре 298К со степенью деформации 20% и 40%; 3) обрабатывали взрывом при скорости взрывной волны – 353 m/s, времени прохождения ударной волны –  $6.6 \cdot 10^6$  s, давлении при взрыве – 7.7 GPa. Затем обработанные указанными способами образцы насыщали бором в твердом карбюризаторе с добавкой карбида бора в течение 4 часов при температуре 1223К.

Исследование структуры и свойств поверхности обработанных образцов проводили методами металлографического, послойного спектрального, дюраметрического и рентгеноструктурного анализов, а также с помощью электронного растрового микроанализатора РЭММА 102-02. Микроструктура стали в результате высокоскоростной обработки, на глубине до 500-550 мкм от поверхности характеризуется дроблением зерен, разнотернистостью, утонением цементитной сетки по границам зерен, увеличением в микроструктуре ферритной составляющей. Кроме этого, по указанной глубине наблюдается изменение микротвердости от 450 МПа до 285 МПа.

Деформационное воздействие на сталь 45 увеличивает глубину диффузионного слоя и микротвердость, что положительно сказывается на прочностных свойствах стали. Причем при высокоскоростной деформации показатели по глубине и микротвердости больше, чем при холодной пластической деформации. То есть, высокоскоростная деформация оказывает более интенсивное воздействие на поверхность металла, стимулируя ускорение диффузионных процессов за счет увеличения дефектов, напряжений в структуре, развития пластических сдвигов в микрообъемах.

Из результатов исследования, видно, что чем интенсивнее деформационное воздействие на сталь, тем больше глубина диффузионного слоя после борирования. Причем этот факт является характерным как для высокоскоростной деформации, так и для холодной пластической деформации (величина деформации в %).

В зоне влияния бора наблюдали образование бороцементитных включений. В сплаве, прошедшем предварительную пластическую деформацию, включения располагались преимущественно по границам

ферритных зерен, а после предварительной высокоскоростной деформации и в объеме зерна. Вероятно, в среднеуглеродистом сплаве после предварительного деформационного воздействия различной интенсивности диффузия бора осуществляется не только по границам зерен аустенита, но и по объему зерна.

На основании экспериментальных данных проведен расчет отношения коэффициентов зернограницной диффузии к объемной диффузии бора. Показано, что по сравнению с предварительно отожженным состоянием среднеуглеродистого сплава отношение коэффициентов зернограницной и объемной диффузии бора уменьшается на порядок при предварительной холодной пластической деформации, а при высокоскоростной деформации на 2-3 порядка. В данном случае можно сказать, что степень дробления зерна определяет тип диффузии и их соотношение.

Таким образом, для предварительно отожженных образцов преобладает зернограницная диффузия, для образцов, подвергнутых деформационному воздействию, доля объемной диффузии возрастает с увеличением интенсивности этого воздействия.

### **Dynamic and Static Deformation Effect on Boron Diffusion in Medium-Carbon Alloy**

Filonenko N.Y., Fedorenkova L.I., Spiridonova I.M.

*Dnepropetrovsk National University, Dnepropetrovsk, Ukraine*

Effect of preliminary static and shock-wave plastic deformation on boron diffusion in medium-carbon steel are investigated. It's shown that diffusion acceleration depends on intensity of deformation.

### **Механізм протікання струму в омичних контактах Al – Zn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>O**

Хомяк В.В.

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна*

Тонкі оксидні плівки впродовж останнього десятиліття привертають значну увагу дослідників завдяки перспективності їх використання в різних напівпровідникових електронних пристроях. Однак одним із важливих технологічних факторів для отримання високоякісних пристроїв є створення омичного контакту – оскільки він являє собою невід'ємну частину будь-якого напівпровідникового приладу.

В роботі представлені результати дослідження питомого контактного опору на межі Al – Zn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>O, а також розглянуті можливі механізми протікання струму в контактах.

Тонкі плівки  $Zn_{1-x}Mn_xO$  ( $x \leq 0,15$ ) були вирощені на очищених сапфірових і кремнієвих підкладках методом високочастотного (ВЧ) розпилювання. Нанесення плівок проводилося при температурі підкладки  $350^\circ\text{C}$  і парціальному тиску робочого газу ( $Ar \sim 80\%$  і  $O_2 \sim 20\%$ )  $\sim 6\text{mTorr}$ . Тонкі металеві плівки Al для створення омичних контактів були осаджені з допомогою електронно-променевого випаровування як на слабколеговані, так і сильнолеговані алюмінієм плівки  $Zn_{1-x}Mn_xO$ . Всі зразки тонких плівок володіли *n*-типом провідності, концентрація електронів змінювалося від  $2 \cdot 10^{17}$  до  $1 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ .

З вимірювання питомого контактного опору при кімнатній температурі отримані значення  $3 \cdot 10^{-5}$ ;  $7,5 \cdot 10^{-4}$ ;  $1,7 \cdot 10^{-3}$ ;  $5,2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  для  $x=0,0$ ;  $0,04$ ;  $0,08$ ;  $0,15$  відповідно для слабколегованих зразків і  $1 \cdot 10^{-5}$ ;  $3,1 \cdot 10^{-4}$ ;  $8,2 \cdot 10^{-4}$ ;  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  відповідно для сильнолегованих. Видно, що зразки з більшим вмістом Mn характеризуються більшим значенням контактного опору, що можна пояснити зростанням ширини забороненої зони  $E_g$  від  $3,27$  до  $3,47$  еВ при збільшенні  $x$  від  $0$  до  $0,15$ , оскільки збільшення  $E_g$  повинно приводити до підвищення висоти бар'єру на контактах Al –  $Zn_{1-x}Mn_xO$ . Проведені оцінки зростання висоти бар'єру для  $x = 0,04$  і  $x = 0,15$  дають значення  $\Delta\Phi = 0,04$  еВ і  $\Delta\Phi = 0,28$  еВ відповідно у порівнянні з контактом Al – ZnO, що вказує на труднощі створення хороших омичних контактів на плівках з великим вмістом Mn.

Механізм протікання струму на створених контактах визначався за значеннями характеристичного параметра

$$E_{oo} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s \cdot \epsilon_0 m^*}},$$

який залежить від природи напівпровідника і ступеня його легування [1].

При значенні  $E_{oo}/kT \ll 1$  основним механізмом протікання струму є термоелектронна емісія, при  $E_{oo}/kT \approx 1$  – термопольова емісія і при  $E_{oo}/kT \gg 1$  – польова (тунельна) емісія.

Розраховані значення  $E_{oo}/kT$  приблизно дорівнюють  $0,22$  і  $1,5$  для слабо і сильнолегованих плівок ZnO відповідно, що вказує на термоелектронний механізм у першому випадку і термопольовий у другому випадку, хоча для ідеальних омичних контактів мала би домінувати польова емісія. При збільшенні ширини забороненої зони важче отримати малий опір контакту, де основним механізмом проходження струму є термопольова емісія. Крім того істотно впливає на опір контакту наявність  $n^+$  тонкого шару на межі, оскільки Al відіграє роль донора в ZnO.

1. Бланк Т.В. , Гольдберг Ю.А. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник. // ФТП. – 2007. – Т. 41, № 11. – С. 1281 - 1308.

## The Current Flow Mechanism in Al – Zn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>O Ohmic Contacts

Khomyak V.V.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Electrical characteristics of Al metal contacts on the Zn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>O (0 ≤ x ≤ 0,15) thin films, grown by high-frequency magnetron sputtering have been investigated and current flow mechanisms (thermionic emission, field emission, thermofield emission) is presented completed. In ohmic contacts Al – (weakly doped ZnO) the main current flow mechanism is thermionic emission, in Al – (highly doped ZnO) – thermionic field emission.

## Особливості формування кристалічної структури та електрофізичні властивості надтонких плівок Pd.

Андрусенко І.М., Лобода В.Б., Хурсенко С.М.

*Сумський державний педагогічний університет ім. А.С.Макаренка, Суми, Україна*

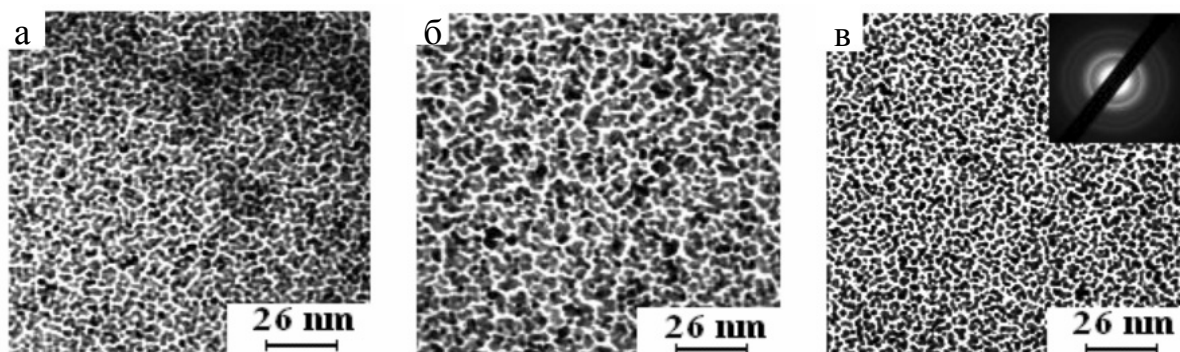
Сконденсовані у вакуумі надтонкі металеві плівки мають своєрідні електрофізичні властивості, які корінним чином відрізняються як від властивостей масивних металів, так і суцільних плівок, і наближаються до властивостей напівпровідників. Надтонкі плівки ряду металів зі структурою у вигляді квантових точок в останні роки викликають значний інтерес як каталізатори ряду хімічних реакцій.

Надтонкі плівки Pd ефективною товщиною  $d = (1-3)$  нм отримувались електронно-променевим випаровуванням при тиску газів залишкової атмосфери  $\sim 10^{-4}$  Па. Під ефективною товщиною прийнято розуміти вагову товщину плівки, яка визначається за часом напилення і швидкістю осадження  $\omega$ . Острівцеві зразки плівок Pd одержувалися при експонуванні металевої пари на підкладку протягом (1-10) секунд.

Дослідження електропровідності зразків здійснювалося як у процесі їх конденсації, так і при відпалюванні до 700 К. Вивчення кристалічної структури та фазового складу плівок проводилося за допомогою електронного просвічуючого мікроскопа ПЕМ-100-01 та електронографа.

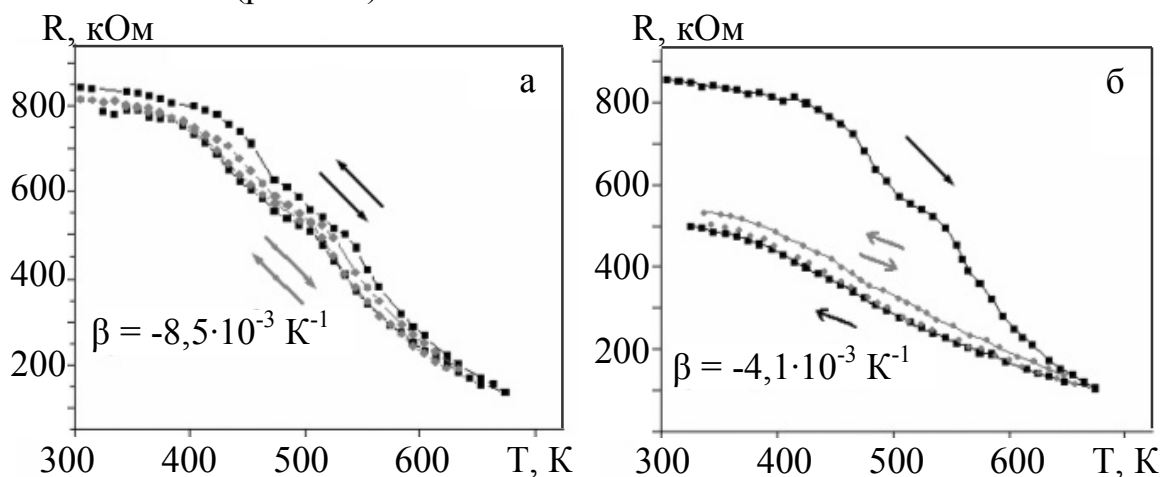
Аналіз результатів електронно-мікроскопічних досліджень показує, що свіжесконденсовані надтонкі плівки Pd є структурно несуцільними з розмірами острівців у декілька нанометрів (рис. 1 а). Відпалювання зразків до 700 К приводить до незначного збільшення розмірів острівців та проміжків між ними (рис. 1 б, в).

Електронографічні дослідження (вставка на рис. 1. в) показують, що у всьому інтервалі товщин як свіжесконденсовані, так і відпалені при 700 К острівцеві плівки Pd мають ГЦК-структуру з параметром кристалічної решітки  $a = 0,390$  нм, що непогано корелює з величиною  $a_0 = 0,3890$  нм для масивних зразків паладію.



**Рис. 1.** Мікроструктура свіжесконденсованої (а) та відпалених до 700 К (б, в) надтонких плівок Pd: а, б –  $d = 1,5$  нм; в –  $d = 3$  нм.

Аналіз результатів дослідження електропровідності показує, що для всіх плівок з ефективною товщиною  $d \approx 1$  нм спостерігаються експоненціальні залежності  $R(T)$  з від'ємним значенням ТКО (рис. 2 а), що свідчить про реалізацію у цих зразках механізму термічно активованої провідності [1]. Для плівок Pd з  $d > 3$  нм спостерігається характерний для суцільних зразків хід залежності електроопору від температури з додатнім значенням ТКО (рис. 2 б).



**Рис. 2.** Залежність опору плівок Pd різної товщини від температури відпалювання: а –  $d = 1,5$  нм; б –  $d = 3$  нм

Для плівок з  $d \approx 1$  нм було визначено енергію активації провідності  $E_a$  у діапазоні температур відпалювання (300-700) К. Показано, що значення енергії активації провідності плівок Pd становлять величину  $E_a = (0,325-0,404)$  еВ і близькі до значень для плівок чистих металів (Ni, Cr, Pt) з подібною структурою. Отримані нами результати цілком узгоджуються з теоретичними моделями електропровідності (див., наприклад, [1, 2]), згідно з якими при термічно активованому тунелюванні енергія активації  $E_a$  визначається в основному розмірами острівців і проміжками між ними і не залежить від роботи виходу металу острівця.

1. Трусів Л.И., Холмянский В.А. Островковые металлические пленки. – Москва: Металлургия, 1973. – 320 с.

2. Суздаев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. – Москва: КомКнига, 2006. – 592 с.

**Features of Forming of Crystalline Structure and Electrophysical Properties of Ultrathin Pd Films**

Andrusenko I.M., Loboda V.B., Khursenko S.M.

*Sumy State Pedagogical University, Sumy, Ukraine.*

The structure and conductivity of ultrathin Pd films ( $d = 1-3$  nm), got cathode-ray evaporation at  $10^{-4}$  Pa is stated. The films have an island structure with the small island sizes. For films with  $d \approx 1$  nm the electrical conductivity is thermally activated with an activation energy  $E_a = (0,325-0,404)$  eV.

**Розподіл температури в тонких плівках при енергетичній дії на поверхню**

Цоцко В.І.<sup>1</sup>, Пелешенко Б.Г.<sup>1</sup>, Денисенко О.І.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Дніпропетровський державний аграрний університет, Дніпропетровськ, Україна

<sup>2</sup>Національна металургійна академія України, Дніпропетровськ, Україна

В процесі виготовлення тонкошарових матеріалів і формування в них заданих властивостей поверхня матеріалу перебуває під дією високоенергетичних потоків частинок або випромінювань, що викликає утворення нестационарного температурного поля, яке може принципово впливати на структуру та властивості матеріалу [1]. Виникає необхідність контролювати розподіли температури, що виникають, передбачувати можливе розплавлення матеріалів, фазові перетворення, попередити виникнення дефектів та зниження міцності.

Внаслідок особливостей тонкошарових матеріалів, можливості експериментального зондування температурного поля по товщині шару обмежені. Постає питання про чисельне або аналітичне моделювання процесів теплопередачі для виявлення невідомих розподілів температури в тонкошарових зразках.

На прикладі одновимірної однорідної моделі кінцевої довжини  $l$ , в умовах лінійного нагріву та охолодження робочої поверхні з заданою швидкістю  $b$  при фіксованій температурі іншої граничної поверхні, аналітично одержана [2] величина відхилення температури  $\Delta T$  від рівноважного розподілу в залежності від відстані від поверхні зразка  $x$  та часу  $t$ :

$$\Delta T(x, t) = \frac{2bl^2}{\pi^3 a^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \{ \exp[-(\frac{\pi n}{l})^2 a^2 t] - 1 \} \sin(\frac{\pi n}{l} x), \quad (1)$$

де  $a^2$  – коефіцієнт температуропровідності матеріалу моделі (знак відхилення від'ємний при нагріванні і додатний при охолодженні поверхні).



Дослідження впливу швидкості термообробки  $b$  на розподіл температури в металічних зразках показало появу помітного відхилення температури від рівноважного розподілу в зразках товщиною меншою міліметра при швидкостях термообробки  $\approx 1000$  К/с, що вказує на доцільність застосування розрахованого відхилення температури (1) для швидкісних і надшвидкісних ( $\approx 10^6$  К/с) режимів термічної дії, наприклад при лазерній обробці та обробці вибухом.

Знайдено також відхилення температури  $\Delta T$  від рівноважного розподілу при періодичній тепловій дії на робочу поверхню моделі з частотою  $\omega$ :

$$\Delta T(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\pi n} A \omega^2 \cdot \frac{1}{\left[ \left( \frac{\pi n}{l} \right)^2 a^2 \right]^2 + \omega^2} \cdot \left\{ \exp \left[ - \left( \frac{\pi n}{l} \right)^2 a^2 t \right] + \left[ \frac{\left( \frac{\pi n}{l} \right)^2 a^2}{\omega} \sin \omega t - \cos \omega t \right] \right\} \cdot \sin \frac{\pi n}{l} x,$$

де  $A$  – амплітуда коливань температури на поверхні моделі.

4. О.І. Денисенко, В.І. Цоцко, Б.Г. Пелешенко. Формування поля температур тонкої стрічки під впливом руху по її поверхні дисперсної фази двофазного струменя // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т.9, № 4. – С. 701-704.
5. В.І. Цоцко, І.М. Спиридонова, Б.Г. Пелешенко, О.І. Денисенко. Розподіл температури одновимірного зразка в умовах місцевої термообробки // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т. 9, № 1. – С. 181-184.

### Temperature Distribution in Thin Films under Energy Action on Surface

Tsotsko V.I.<sup>1</sup>, Peleshenko B.I.<sup>1</sup>, Denisenko A.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Dnipropetrovsk State Agrarian University, Dnipropetrovsk, Ukraine*

<sup>2</sup>*National Metallurgical Academy of Ukraine, Dnipropetrovsk, Ukraine*

During formation of thin-layer materials, the surface of the material may be exposed to influence of high-energy fluxes which results in creation of nonstationary temperature field in the material. To provide the temperature control across the material depth in conditions of the most typical schemes of surface temperature change, there have been found corresponding corrections for stationary distribution of temperature.

## Формирование вакуумных железохромовых покрытий

Чебан Т.В.

*Одесская национальная академия пищевых технологий, Одесса, Украина*

Метод металлизации распылением наиболее широко распространен при получении покрытий из сплавов Fe – Cr. В зависимости от способа расплавления материала различают газопламенное, электродуговое и плазменное распыление. Преимущества метода: высокая твердость и износостойкость покрытий, значительная производительность процесса и возможность нанесения слоев толщиной до 5 мм. Для нанесения покрытий используют специальные аппараты; наиболее часто применяют газопламенные аппараты МГИ-2 и МГИ-5 с использованием распыляемого материала в виде проволоки. Аппараты УПН-6 и УПН-8 работают на порошках, в аппарате МГП-3 используют распыляемый материал в виде стержней и проволоки. Получают распространение аппараты типа УПУ-3М, УПМ-5 и др. Пористость покрытий, характерная для данного метода, создает предпосылки для использования покрытий в качестве антифрикционных в узлах трения. Покрытия, полученные металлизацией распылением, нельзя использовать в качестве защитных. Вторым недостатком – относительно слабая адгезия покрытий к основе. По данным Е. П. Пономаренко [1] хорошие свойства покрытий обеспечиваются только при использовании порошков типа самофлюсующихся сплавов и дополнительном оплавлении поверхности. Исследования промышленных деталей с защитными покрытиями из сплавов Ni – Cr – В – Si в соляной и серной кислотах (100 – 150 г/л) при температуре 310 ... 360 К, показали возрастание коррозионной стойкости в 4 ... 5 раз (по сравнению с деталями без покрытий).

Развитие вакуумной технологии позволило решить ряд проблем, которые возникли при использовании рассмотренных методов. В частности, существенно возросла производительность процессов, повысилось качество покрытий (уменьшилась пористость), улучшились условия труда. Вакуумные методы получения железохромовых покрытий можно разделить следующим образом: вакуум-диффузионный метод, метод испарения и конденсации в вакууме, ионное осаждение, катодное распыление.

При расчете режимов испарения конечных навесок сплавов системы Fe – Cr использована методика, рассмотренная в [2, 3, 4, 5]. Данные работ [2, 3] показывают, что система Fe – Cr подчиняется закону Рауля в широком диапазоне составов. Поскольку хром является более летучим компонентом, то внутренние (начальные) слои покрытия обогащены, а наружные (завершающие) – обеднены хромом. При получении защитных покрытий можно использовать метод испарения конечных навесок,

поскольку содержание хрома в покрытии весьма высокое даже на последних стадиях. Углерод образует карбиды хрома, имеющие низкую коррозионную стойкость; при этом 1 % углерода связывает в карбиды до 12 % хрома. Давление паров углерода при температуре испарения феррохрома на несколько порядков меньше по сравнению с давлением паров железа и хрома, что при многократной догрузке тигля приводит к возрастанию его концентрации в расплаве и, как следствие, уменьшению концентрации хрома, не связанного в карбиды. Нарушение соотношения концентраций основных компонентов в расплаве может привести к ухудшению защитных свойств покрытий. Экспериментально это предположение подтверждено при исследовании коррозии стальных образцов с ионными покрытиями из феррохрома.

Теоретический анализ фракционирования трехкомпонентной системы Fe – Ni – Cr довольно громоздкий [5], поэтому характер испарения этих сплавов целесообразно изучать экспериментально.

Приближенные расчеты закономерностей испарения хромоникелевой стали 12Х18Н9Т показывают, что при испарении конечной навески на поверхности покрытия концентрация железа меньше, чем в исходном материале. В этом случае следует ожидать повышения коррозионной стойкости конденсатов.

1. Пономаренко Е.П., Плышевский А.К., Супрунчук В.К., Белов Ю.К. Металлизация сталей и сплавов в вакууме. К.: Техніка, 1974, 296 с.
2. Костржицкий А.И., Лебединский О.В. Многокомпонентные вакуумные покрытия. – М.: Машиностроение, 1987. – 208 с.
3. Костржицкий А.И. Способы получения и свойства коррозионно-стойких вакуумных многокомпонентных пленок и покрытий: Автореф. дисс... докт. техн. наук. – М.: НИФХИ им. Л.Я. Карпова, 1988. – 37 с.
4. Справочник оператора установок по нанесению покрытий в вакууме / А.И. Костржицкий, В.Ф. Карпов, М.П. Кабанченко, О.Н. Соловьева. – М.: Машиностроение, 1991. – 174 с.
5. Костржицкий А.И., Ляпина Е.В. Многокомпонентные конденсационные покрытия высокой проводимости. – Одесса, Друк, 2008. – 274 с.

### **Forming of vacuum coverages of ferrochrom**

Cheban T.V.

*Odessa national academy of food technologies, Odessa, Ukraine*

The methods of causing of the ferrochrom sheeting provide the receipt of metalloproducts, on the properties not different from an ordinary corrosive-bar was become. The comparative analysis of methods allows to judge about consisting of researches of this area.

## Плавление в бинарных пленочных системах

Сухов В.Н., Чурилов И.Г.

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

Приводятся результаты исследований плавления слоистых бинарных систем (Bi-Sn и Pb-Sn), полученных последовательной конденсацией компонентов в вакууме. Взаимное расположение экранов, подложки и испарителей позволяло в одном эксперименте в совершенно идентичных условиях на одну половину подложки по ее длине конденсировать двухслойную толстую пленку (по 200 нм), а на другую – многослойную (до 20 слоев) систему такой же общей толщины. После прекращения конденсации один конец подложки нагревался выше эвтектической температуры, а второй поддерживался при комнатной температуре.

В многослойных пленочных системах было обнаружено размытие границы плавления со стороны более низких температур. Граница, соответствующая эвтектической температуре обычно имеет некоторую ширину, колеблющуюся в различных экспериментах при изменении параметров препарирования и толщины в пределах нескольких десятых долей градуса.

Электронно-микроскопические исследования пленок сплава показали, что ниже эвтектической температуры двухслойная система является поликристаллической, а выше отчетливо проявляется образование жидкой фазы. В многослойной системе образуется двойная граница, и образование жидкой фазы наблюдается между первой и второй границей.

Сопоставление данных [1] и соображений [2], вероятно, указывает на то, что наблюдаемое размытие границы плавления, соответствующей эвтектической температуре, со стороны более низких температур обусловлено именно вкладом межфазной межзеренной энергии в плавление поликристаллических пленок эвтектического типа. Между второй и первой границей, то есть в области, расположенной ниже эвтектической температуры, в результате влияния межфазных границ Bi-Sn происходит в начальный момент при соответствующих температурах плавление и следующая сразу за ним кристаллизация, поскольку при таких толщинах и температурах жидкая фаза является неравновесной и находится в контакте с кристаллической фазой, инициирующей кристаллизацию.

Указанное понижение температуры эвтектики в соответствии с существующими термодинамическими представлениями об изменении температуры плавления нанообъектов, вероятно, определяется суммарной толщиной двух контактирующих тонких слоев, из которых состоит слоистая пленочная система, и межфазной энергией их границы.

Полученные значения ширины зоны плавления позволяют оценить также межфазную энергию границы. Согласно существующим представлениям [3] для многослойной системы, состоящей из чередующихся слоев компонентов А и В, для понижения температуры плавления справедливо выражение:

$$\frac{\Delta T}{T_S} \approx \frac{\sigma_A + \sigma_B + \sigma_{AB}(n-1) - 2\sigma_\ell}{\frac{n}{2}(d_1 + d_2)\lambda},$$

где  $\sigma_A, \sigma_B, \sigma_{AB}$  - поверхностная энергия компонентов А и В и их границы, соответственно, а  $\sigma_\ell$  поверхностная энергия для жидкой фазы на основе компонентов А и В с учетом их концентрации,  $n$  – общее число слоев компонентов А и В толщиной  $d_1$  и  $d_2$ ,  $\lambda$  – теплота плавления.

Указанное соотношение с учетом малости некоторых слагаемых преобразуется к виду:

$$\frac{\Delta T}{T_S} \approx \frac{2\sigma_{AB}}{(d_1 + d_2)\lambda}.$$

Вычисленное при помощи этого выражения для двух серий экспериментов среднее значение межфазной энергии границы раздела слоев олово-висмут составляет  $\sigma_{AB} = (25 \pm 5)$  эрг/см<sup>2</sup>.

4. Н.Т. Гладких, С.П. Чижик, В.И. Ларин, Л.К. Григорьева, В.Н. Сухов. Исследование двухкомпонентных диаграмм состояния с применением конденсированных пленок // ДАН СССР, 1985. – 280. – № 4. – С. 858-860.
5. Д.Г. Громов, С.А. Гаврилов, Е.Н. Редичев. Влияние толщины пленок меди в слоистых структурах Cu/W-Ta-N, Cu/C и C/Cu/C на температуру процесса плавления диспергирования // Журнал физической химии. – 2005. – Т. 79, № 9. – С. 1578-1585.
6. Н.Т. Гладких, С.В. Дукаров, А.П. Крышталь, В.И. Ларин, В.Н. Сухов, С.И. Богатыренко. Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках / под ред. Н.Т. Гладких. – Харьков: ХНУ имени В.Н. Каразина, 2004. – 276 с.

### Internal size effect of melting in the layered film system

V.N. Sukhov, I.G. Churilov

*V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

This article presents results of the investigation of the melting processes in thick (4000Å) Bi-Sn eutectic bi- and multi-layer systems. Measurements of multilayer system (layer thickness 100÷200 Å) and bi-layer system (layers thickness 2000 Å) of similar total thickness have demonstrated that eutectic melting temperature for a multilayer system is lower than for a bi-layer system.

Thermodynamic analysis has shown that temperature reduction depends on total thickness of the neighboring layers and layers boundary energy.

## **Прогнозирование эффективной теплопроводность и вязкоупругости наполненных полимерных нанокомпозитов.**

Новиков В.В. Шпикина Н.О.

*Одесский национальный политехнический университет, Одесса, Украина*

В последнее время широкое применение получили нанокомпозиты, в которых полимерная матрица содержит включения нанометрового размера. Внедрение различных нанокомпозитов в полимерную матрицу позволяет кардинально изменить весь комплекс свойств материала. Такие композиты проявляют необычные электрофизические, магнитные, каталитические и др. свойства. Поэтому актуальной задачей является задача прогнозирования эффективных свойств нанокомпозитом.

Наибольшее распространение для прогнозирования свойств нанокомпозитов получили модели Максвелла, Льюиса – Нильсена и модель эффективной среды [1]. Однако результаты, полученные этими моделями, не показывают достаточно хорошее согласование с экспериментальными данными.

Опираясь на идеи метода ренормгрупповых преобразований и теорию фракталов для прогнозирования эффективных свойств нанокомпозитов была предложена фрактальная модель структуры композита и полиэдр Вороного [2].

В работе была определена эффективная теплопроводность и вязкоупругость наполненных полимерных нанокомпозитов с хаотической структурой.

Проведен анализ влияния межфазного слоя и размера частиц наполнителя на эффективные свойства нанокомпозита. Полученные результаты показывают достаточно хорошее согласование расчетов с экспериментальными данными [3].

Для моделирования структуры нанокомпозита использовались фрактальные множества полученные на основе прямоугольных решеток.

1. R.C. Progelhof, J.L. Throne, R.R. Ruetsch // Pol. Eng. and science. – 1976. – Vol.16, N9.
2. V.V. Novikov “Physical properties of fractal structures” / in the book, edited by Stuart A. Rice, Guest editors: William T. Coffey and Yuri P. Kalmykov. – 2006.
3. F.F.T. De Araujo, H. M. Rosenberg J. Phys. D // Appl. Phys. – 1976. – V. 9, N 3. – p. 665.

## Магнітооптичні властивості нанокристалічних плівок на основі Со і Сu, Аg та Аu

Проценко С.І.<sup>1</sup>, Шіфаловіч П.<sup>2</sup>, Шумакова Н.І.<sup>1</sup>,  
Чешко І.В.<sup>1</sup>, Проценко І.Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сумський державний університет, Суми, Україна  
<sup>2</sup>Інститут фізики САН, Братислава, Словачія

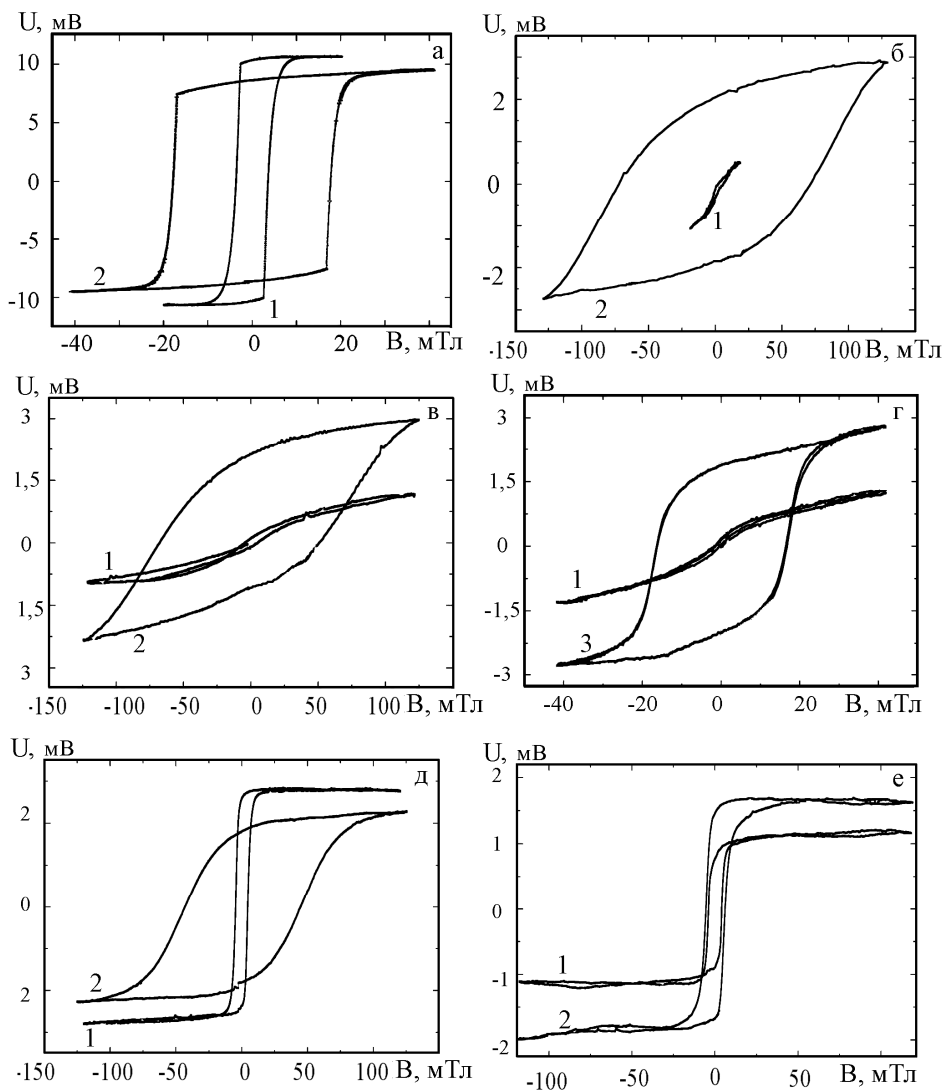
Підвищений інтерес до багатошарових плівкових систем на основі Со і Сu, Аg та Аu обумовлений їх унікальними магніторезистивними властивостями. Зокрема, в гранульованих сплавах на їх основі має місце явище гігантського магнітоопору. Але і на цей час залишається невивченими низка питань, таких як вплив структурно-фазового складу, термічного відпалювання, типу підкладки і т.д. на їх магніторезистивні та магнітооптичні властивості.

Мета роботи полягає в установленні кореляції між магнітооптичними властивостями систем на основі Со і Сu, Аg та Аu і їх структурно-фазовим станом. Дослідження проводились у надвисокому вакуумі з тиском залишкової атмосфери  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  Па. Плівкові зразки отримувались методами резистивного (Сu, Аu і Аg) та електронно-променевого випаровування (Со) зі швидкістю 0,5 нм/хв при кімнатній температурі. Як підкладки використовувався аморфний ситал повздовжнього магніто-оптичного ефекту Керра (МОКЕ). Товщина окремих шарів контролювалась *in situ* методом кварцового резонатора.

Плівкові системи на основі Со і Сu, Аg та Аu, в яких, як відмічалось вище, стабілізується гранульований стан, дуже зручні об'єкти для вивчення ефекту МОКЕ. Нами також були детально вивчені магнітні характеристики одношарових невідпалених та відпалених до різних температур плівок Со. Анізотропія коерцитивності в залежності від кута повороту зразка спостерігалась в більшій мірі при початкових відносно низьких температурах відпалювання (300 ÷ 500 К). Процес заліковування дефектів призводить до покращення доменної структури плівки, що виражається в посиленні магнітної анізотропії плівкового зразка. З переходом Со до ГЦК решітки (при температурах  $T \geq 600$  К) відбувається різке збільшення середнього розміру кристалітів і коерцитивності та втрачається виражена магнітна анізотропія. При формуванні функціонального елемента спінтроніки (спін-вентильної структури) відміна в коерцитивності нижнього і верхнього шарів Со забезпечується різницею в їх товщинах або режимами термообробки (зміна температури підкладки  $T_{\text{п}}$  або температури відпалювання  $T_{\text{в}}$ ).

На рис.1 представлені результати дослідження коерцитивності плівок методом МОКЕ, отриманих або термооброблених при різних температурах. Рис.1 а ілюструє залежність величини коерцитивності

плівки Co від  $T_{\text{п}}$ , із якої витікає, що при збільшенні  $T_{\text{п}}$  від 300 до 850 К величина коерцитивності збільшується у 5÷6 разів. Про вплив  $T_{\text{в}}$  на коерцитивність дво- і тришарових плівок на основі Co і Cu, Ag та Au можна судити із рис.1 б-е. У невідпалених зразках з верхнім магнітним шаром спостерігається незначний ефект МОКЕ (рис. 1 б-г), але після термообробки до  $T_{\text{в}} = 700$  К спостерігається значне зростання величини ефекту. Це слід сприймати як прямий доказ дифузії атомів Co у процесі



**Рис. 1.** Залежність МОКЕ від величини магнітного поля: а - Co(40); б - Ag(50)/Co(50); в - Au(50)/Co(50); г - Cu(25)/Co(30); д - Au(5)/Co(3); е - Au(5)/Co(3)/Cu(6). Температури відпалювання, К: 1 - 300; 2 - 700 та 3 - 900

термовідпалювання у верхній немагнітний шар на відстані, достатні для утворення гранульованого стану та ефективного спостереження МОКЕ. Оскільки у плівкових системах на основі Co і Cu т.р. утворюється безпосередньо у процесі конденсації, то петля гістерезису суттєво не змінюється по формі після термообробки. Двошарова система Au(5)/Co(3) при відпалюванні переходить до т.р. (рис.1 д), але тришарова система Au(5)/Co(3)/Cu(6), скоріше за все, представляє двошарову систему



Au/т.р.(Cu, Co), що утворилась вже під час конденсації. Це підтверджується відсутністю зміни форми петлі МОКЕ при відпалюванні.

Дослідження магнітооптичних властивостей плівкових систем на основі Co і Cu, Ag та Au підтвердили наявність в них твердого розчину, причому, якщо у випадку Cu і Co т.р. утворюється під час конденсації, то у системах на основі Co і Ag або Au – після відпалювання до  $T_b = 700$  К.

Робота виконана в рамках міжнародного співробітництва між Сумським державним університетом та Інститутом фізики Словацької АН (договір № М/38-2008).

### **Magnetooptical Properties of Nanocrystalline Films Based on Co and Cu, Ag or Au**

Protsenko S.I.<sup>1</sup>, Shiffalovich P.<sup>2</sup>, Shumakova N.I.<sup>1</sup>, Cheshko I.V.<sup>1</sup>,  
Protsenko I.Yu.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Sumy State University, Sumy, Ukraine

<sup>2</sup>Institute of Physic SAN, Bratislava, Slovakia

Magnetooptical properties of film systems based on Co and Cu, Ag and Au were investigated. Obtained results confirm the conclusion about formation of solid solution in condensation process (in case of Cu/Co) or annealing to  $T_a = 700$  K (Ag/Co and Au/Co).

### **Спектр поглинання тонких плівок $Rb_2ZnI_4$ .**

О.М. Коваленко<sup>1</sup>, О.М.Юнакова, В.К.Милославський, Вітанова Є.В.

<sup>1</sup>Харківський національний університет радіоелектроніки, пр. Леніна, 14, 61166 Харків, Україна, Харківський національний університет, 4, пл. Свободи, 61077 Харків, Україна

При кімнатній температурі кристали  $Rb_2ZnI_4$  мають моноклінну ґратку типу  $Sr_2GeS_4$  з параметрами  $a=0,764$  нм,  $b=0,817$  нм і  $c=1,0371$  нм,  $\beta=\angle(\mathbf{ac})=109,8^\circ$ ,  $z=2$ . Структурним елементом кристалічної ґратки є злегка викривлені тетраедри  $ZnI_4$ , розділені іонами  $Rb^+$ . В  $Rb_2ZnI_4$  виявлені фазові переходи при 62К, 33К и 7К і існування неспіврозмірної фази в інтервалі 33 – 62К [1,2].

Спектр поглинання  $Rb_2ZnI_4$  досліджений нами вперше. За структурою спектра й спектральному положенню основних смуг поглинання спектр  $Rb_2ZnI_4$  подібний зі спектром  $Cs_2ZnI_4$  [3]. У спектрі поглинання тонкої плівки  $Rb_2ZnI_4$  (рис.1) спостерігаються  $A_0$  (4,8 еВ) і більш інтенсивна  $A_1$  (4,95 еВ) смуги, слабка  $A_2$  (5,12 еВ) смуга й високочастотна В смуга при 5,72 еВ. З ростом температури А и В смуги зрушуються в низькочастотну область спектра й уширюються за рахунок екситон-фононної взаємодії, що свідчить про їх екситонне походження. У

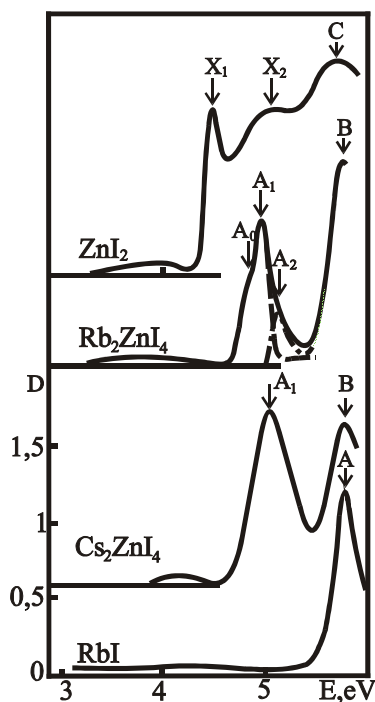


Рис.1. Спектри поглинання  $ZnI_2$ ,  $Rb_2ZnI_4$ ,  $Cs_2ZnI_4$  й  $RbI$ .

наближенні екситону Ваньє-Мотта по спектральному положенню  $A_1$  й  $A_2$  смуг визначена енергія зв'язку  $A_1$  екситону  $R_{ex}=4/3$  ( $E_{A2} - E_{A1}$ )=0,28 eВ і ширина забороненої зони  $E_g=E_{A0} + R_{ex}= 5,08$  eВ в  $Rb_2ZnI_4$ . Різкий довгохвильовий край і велика сила осцилятора  $A_0$  й  $A_1$  смуг в  $Rb_2ZnI_4$  указують на приналежність сполуки до прямозонних діелектриків, тобто  $A_0$  й  $A_1$  смуги примикають до краю прямих дозволених міжзонних переходів.

Порівняння зі спектрами поглинання  $ZnI_2$ ,  $RbI$  й  $Cs_2ZnI_4$  (рис.1) показало, що низькочастотні екситони  $Rb_2ZnI_4$  локалізовані в  $ZnI_4^{2-}$  структурних шарах кристалічної ґратки. Отже, верх валентної зони в  $Rb_2ZnI_4$ , як й в  $ZnI_2$ , формується 5p станами I й 3d станами Zn, а зона провідності 4s станами Zn. По положенню A- і B- смуг знайдена енергія СО розщеплення валентної зони ( $\Delta_{CO}=0,77$  eВ).

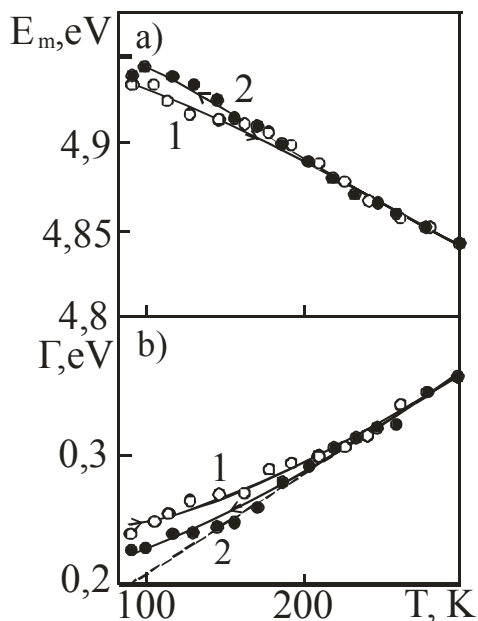


Рис.2. Температурні залежності спектрального положення  $E_m(T)$  (a), і напівширини  $\Gamma(T)$  (b) A смуги в  $Rb_2ZnI_4$ : 1 – при нагріванні, 2 – при охолодженні зразка, пунктир – температурна залежність уширення A смуги за рахунок ЕФВ  $\Gamma_{ph}(T)$ .

З ростом температури А смуга зрушується лінійно в низькочастотну область із  $dE_m/dT \approx -5,2 \cdot 10^{-4}$  eВ/К (рис.2.) за рахунок екситон-фононої взаємодії (ЕФВ). Невелике розходження в прямому й зворотному ході  $E_m(T)$  при  $T < 200$ К можливо пов'язане з утворенням попередників (predessors) сегнетоеластичної і низькорозмірної фаз, які повною мірою проявляються при  $T < 80$ К. Температурний хід  $\Gamma(T)$  (рис.2.) при високих температурах визначається ЕФВ, при  $T < 200$ К певний внесок у повне уширення екситонної смуги вносять попередники, концентрація яких тим більше, чим нижче температура й залежить також від

термічного запізнювання їхнього зародження або розпаду при вимірі  $\Gamma(T)$  при охолодженні або нагріванні зразка. На цю особливість указує розходження в ході  $\Gamma(T_{\downarrow\uparrow})$  при  $T < 200\text{K}$ .

1. K. Gesi, *Jap.J.Appl.Phys.* **24**, Suppl.2, Pt1, 387(1985)
2. F. Shimizu, M. Takashige, *Ferroelectrics*, **238**, 155(2000)
3. О.Н.Юнакова, В.К.Милославский, Е.Н.Коваленко. Опт.и спектр. – **104**, 631(2008).

### Absorption Spectrum of Thin Films $\text{Rb}_2\text{ZnI}_4$

Kovalenko E.N.<sup>1</sup>, Yunakova O.N., Miloslavsky V.K., Vitanova E.V.

<sup>1</sup>*Kharkov National University of radioelectronics Ukraine, Kharkov*  
<sup>2</sup>*V.N.Karazin National University, Kharkov, Ukraine.*

The absorption spectrum of thin films  $\text{Rb}_2\text{ZnI}_4$  is investigated in the spectral interval 3-6 eV and temperatures 90-290K. It is established, that the compound concerns to directband dielectrics, low-frequency exciton excitation are located in  $\text{ZnI}_4^{2-}$  structural layers of a crystal lattice and has quasi two-dimensional (2D) character. Effects of thermal memory caused by predecessors of low-temperature phases are shown at  $T < 200\text{K}$  in a temperature course of spectral position and half-width of the low frequency exciton band.

### Дослідження плівок оксиду титану методом спектральної еліпсометрії

Одарич В.А.<sup>1</sup>, Поперенко Л.В.<sup>1</sup>, Юргелевич І.В.<sup>1</sup>,  
 Лопатинський А.М.<sup>2</sup>,

<sup>1</sup>*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ Україна*

<sup>2</sup>*Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова, Київ Україна*

Плівки оксиду титана широко використовуються у якості захисних покриттів завдяки їх високій твердості, адгезії та хімічній стійкості. У той же час, структура та властивості плівок оксиду титана сильно залежать від умов їх отримання. У роботі досліджувались оптичні властивості плівок оксиду титана в залежності від температури підкладки. Плівки виготовлялись методом термічного напилення у вакуумі. Оксид титана випаровувався при температурі  $2500^\circ\text{C}$  і осаджувався на підкладки з інструментальної сталі з температурами  $T_{\text{п}}=147, 200, 253, 304, 350, 389, 422, 450, 476, \text{ та } 500^\circ\text{C}$ . Оціночна товщина плівок за часом напилення складає близько 10 мкм. Вимірювання проводили спектроеліпсометричним методом Бітті у інтервалі довжин хвиль  $\lambda=365-1181 \text{ нм}$ .

Аналіз отриманих залежностей еліпсометричних параметрів  $\Delta$  та  $\Psi$  (зсуву фаз між p- та s- компонентами вектора поляризації та азимута відновленої лінійної поляризації світла) від  $\lambda$  дозволив зробити висновок, що плівки оксиду титана, виготовлені при  $T_{\text{п}}=389, 422, 450, 476 \text{ та } 500^\circ\text{C}$ , поглинають світло з довжинами хвиль  $\lambda=365-600 \text{ нм}$ . У моделі

напівнескінченного середовища були розраховані показники заломлення  $n$  та поглинання  $k$  і оптична провідність  $\sigma$  цих плівок. Знайдено, що  $n$  плівок зменшується при збільшенні  $T_p$ . У спектрах  $\sigma(\hbar\omega)$  ( $\omega$  - кругова частота світла) плівок спостерігається смуга поглинання, що складається з довгохвильової ( $\hbar\omega=2.1-2.5$  еВ), середньої ( $\hbar\omega=2.5-3$  еВ) та короткохвильової ( $\hbar\omega=3-3.4$  еВ) підсмуг. Знайдено зсув довгохвильової підсмуги в область більших енергій фотонів при зростанні  $T_p$ .

### **Spectral Ellipsometry Investigations of Titanium Oxide Films**

Odarych V.A.<sup>1</sup>, Poperenko L.V.<sup>1</sup>, Yurgelevych I.V.<sup>1</sup>, Lopatynskiy A.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Kyiv National Taras Shevchenko University, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Lashkariov Institute of Semiconductor Physics of NASU, Kyiv, Ukraine*

Optical properties of titanium oxide films deposited on instrumental steel substrates with different temperatures 147-500°C were investigated by spectral ellipsometry. The optical constants of films were calculated in spectral range  $\lambda=365-600$  nm. It was found that refraction index of the films decrease with increasing of substrate temperature.

### **Nature of Point Defects in Undoped and Doped Cadmium Telluride at Room Temperature**

Andreeva A.F.<sup>1</sup>, Pysklynets U.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, Kyiv, Ukraine,*

<sup>2</sup>*Ivano-Frankivsk National Medical University, Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

Single crystals of cadmium telluride are broadly used for manufacturing of the range of optical electronics devices and ionizing radiation detectors. This causes the large interest in the growing and investigation of these crystals. A main factor, which determines working properties of the device structures, is a defect subsystem of the material. As devices, made on the basis of CdTe, are, mainly, exploited at a room temperature, it is necessary to know their low-temperature characteristics. Properties of material at operating temperatures are determined by the high-temperature equilibrium of defects in the conditions of preparation, and processes, which take place at a drop in the temperature. For determination of these properties, we have conducted an analysis of defect subsystem in undoped and doped (Au, In) cadmium telluride, annealed at the high temperature and cooled to the room temperature. Our simulations were done, basing on the theory of quasi-chemical reactions, which describe defect formation. It has been developed the algorithm for calculation and have gotten analytical expressions, which characterize dependences of free charge carrier concentrations and prevailing point defects in crystals at a temperature 300 C upon the annealing conditions (temperature  $T$  and partial pressure of cadmium

vapor  $P_{Cd}$ ), as well as dopant content. For determination of prevailing defects in material at 300 °C, the integral, partial and relative coefficients of compensation have been calculated. It has been defined the temperature and baric dependences of equal-weight concentrations for neutral, single- and double-charge vacancies, interlattice atoms of cadmium and tellurium, as well as dopant atoms. The value of cadmium vapor partial pressure, which respects an inversion of conductivity type at a room temperature, has also found. The increase of annealing temperature  $T$  shifts the value of cadmium vapor partial pressure for the thermodynamic p-n-shift to the side of higher values. It has been shown, that both, undoped and doped crystals of cadmium telluride at a room temperature had considerable concentration of neutral defects.

### **VUV-Excited Luminescence of $GeO_2-Eu_2O_3-Au$ Films**

Chukova O.<sup>1</sup>, Malashkevich G.<sup>2</sup>, Shevchenko G.<sup>3</sup>, Bokshits Yu.<sup>3</sup>,  
Nedilko S.<sup>1</sup>, Scherbatskii V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Kyiv National Taras Shevchenko University, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*B.I.Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

<sup>3</sup>*Research Institute of Physicochemical Problems of Belarusian State University,  
Minsk, Belarus*

Neutral Au nanoparticles can be the reason of quenching of the  $Eu^{3+}$  ions luminescence excited in near UV and visible spectral regions, but co-doping of the films with Ag leads to multiple increase of the rare-earth activator luminescence intensity [1]. In the present work, we report about investigation of thermal annealing and concentration effects on the luminescent properties of gel-films on the basis of germanium oxide co-doped with europium and gold at excitation with a hard UV radiation. The films were obtained by means of centrifugation of film-forming solution prepared from a  $GeO_2$  sol (pH = 8.0, concentration 5 wt %) and aqueous solutions of  $HAuCl_4$  and a europium tartrate complex. It has been discovered that at 130 - 185 nm excitations a multiple increase (up to 10 times) of the europium ions emission intensity takes place. In our opinion, this effect is caused by photo-ionization of the Au atoms on a surface of the gold nanoparticles and transfer of excitations from the  $Au^+$  ions to the  $Eu^{3+}$  ions. Favourable conditions of thermal annealing of the films and concentrations of the co-dopants which give such multiple rise of intensity of the europium ions luminescence were founded. Experiments with synchrotron radiation were carried out at SUPERLUMI station at HASYLAB, DESY, Hamburg. Structure of the films surfaces were also studied using ATM.

1. G.E. Malashkevich, G.P. Shevchenko, et. al., *Izv. Rus. Akad. Nauk, Fiz.*, 70 (2006) 1662.

## **New Materials for Micro- and Nano-Sized Cryogenic Fluorescence Thermometers Based on the Cr<sup>3+</sup>-Doped NaAl(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> and NaAlP<sub>2</sub>O<sub>7</sub> Compounds**

Yu. Hizhnyi<sup>1</sup>, S. Nedilko<sup>1</sup>, V. Chornii<sup>1</sup>, M. Slobodyanik<sup>1</sup>,  
K. Terebilenko<sup>1</sup>, V Boyko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Kyiv National Taras Shevchenko University, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Measurement of temperature dependencies of the photoluminescence intensity or decay time of a phosphor material is the main principle of work of a fluorescent detector. Luminescence properties of new materials that allow fluorescence thermometer measurements with up to submicron spatial resolution in cryogenic temperature region are studied. These materials are suitable for direct contacts with biological objects since they are chemically safe, non-toxic and insoluble in biological liquids at any pH level. The materials are synthesized on the base of mixtures of two phases of polycrystalline powders of the Cr-doped molybdate NaAl(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>:Cr<sup>3+</sup> and phosphate NaAlP<sub>2</sub>O<sub>7</sub>:Cr<sup>3+</sup> crystals. These crystals are luminophores with clearly distinguished emission bands, identified as R-lines of Cr<sup>3+</sup> emission in octahedral oxygen coordination.

Polycrystalline components were synthesized by flux and solid state reaction methods. The PL excitation and emission spectra were measured using xenon lamp and several lasers generating in the optical region. Dependencies of spectral characteristics on temperature, Cr concentration, method of synthesis, ratio of the mixture components and the powder grain sizes are obtained and analyzed. Average temperature measurements errors of materials in 4.2-120 K region are estimated and compared with appropriate data for well-known fluorescence thermometers. Perspectives of practical applications of the investigated compounds as fluorescence thermometers are analyzed.

## **The Devices Elements Based on the Local 3D SOI-Structures**

Holota V. I., Kogut I.T.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathion National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

In modern processes (SIMOX, ELTRAN, BESOI, SmartCut/Unibond) of the SOI wafers fabrication is formed, as a rule, a continuous film on all surface of wafer [1]. On such wafers device elements can be realized by the improved characteristics. From the point of the manufacturer's view such wafers are universal and are not adhered to concrete layout of devices. From the point of the designer's view of Microsystems which consist from different types of sensor elements and circuits, the opportunity to have different thickness of films, local three-dimensional architecture, cavities under a surface of a wafer, and

also area of bulk silicon for monolithic integration of such elements is important.

Authors have developed technology of local 3D SOI-structures forming in which they are not introduced defects into crystal lattice. Such local 3D SOI structures can be placed in the necessary places of wafer and have SOI layers of different thickness. 3D SOI-structures are formed by processes of industrial CMOS-technology [2]. Using the proposed local 3D SOI-structures have been developed and simulated electrical characteristics of following original devices elements for the microsystems applications: standard and matrix SOI CMOS-transistors with 3D gates, switching elements on Shottki diodes [3], contact electrodes with 3D surface [4], elements for highly sensitive integral accelerometers with registration of change of a field emission current, hermetical microcavities and microchannels under a surface of a SOI-substrate, the control circuits with the monolithically integrated field emission microcathodes [5].

For modelling control circuits SOI MOS-transistors it is analyzed existing compact models. Model EKV/EKVSOI was selected as simplest, since 10 physical parameters are used [6]. The control circuit includes high-voltage SOI MOS-transistor, memory cells of static type and the pulse-amplitude modulator. Test structures and topology of the control circuit are developed and shown.

The developed devices elements show that the local 3D SOI structures have promising application for the microsystem applications.

1. J. P. Colinge, *Silicon-On-Insulator Technology: Materials to VLSI*, Kluwer Academic Publishers, 1997.
2. Patent for the useful model № 34277 UA. Method of preparing the local three-dimensional structures the silicon-on-insulator. Kohut I.T., Holota V.I., Drushynin A.O., Sapon S.V. Published 27.10.08, Bulletin № 20. 2008. 14 p.
3. Patent for the useful model № 29698 UA. Switching element on Schottky diodes with the structures silicon on the insulator. Kohut I.T., Holota V.I., Drushynin A.O. Published 25.01.2008, Bulletin № 2. 2008. 10 p.
4. Patent for the useful model № 29701 UA. Contact in the integral devices with the structures silicon on the insulator. Kohut I.T., Drushynin A.O., Holota V.I. Published 25.01.2008, Bulletin № 2. 2008. 10 p.
5. A. Druzynin, V. Holota, I. Kohut, S. Sapon and Y. Khoverko. The Device-Technological Simulation of the Field-Emission Micro-Cathodes Based on Three-Dimensional SOI-Structures // *Electrochemical Society Trans.* – 2008. – Vol. 14 (1). – P. 569.
6. Matthias Bucher, Christophe Lallement, Christian Enz, Fabien Théodoloz, François Krummenacher. *The EPFL-EKV MOSFET Model Equations for Simulation.* – EPFL, Lausanne, Switzerland: Technical Report. Model Version 2.6. – 1997. – P. 18.

## Structure investigation of As–Te glasses

P. Jovari<sup>1</sup>, S. N. Yannopoulos<sup>2</sup>, I. Kaban<sup>3</sup>, I. Lishchynskyy<sup>4</sup>, V. Varvaruk<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Research Institute for Solid State Physics and Optics, Budapest, Hungary*

<sup>2</sup>*Foundation for Research and Technology Hellas, Rio-Patras, Greece*

<sup>3</sup>*Institute of Physics, Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany*

<sup>4</sup>*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Amorphous tellurides have found applications in various high-tech fields like phase-change optical data storage, radiometry, optical transmission of information, and as random access memory devices [1]. As the macroscopic physical properties of chalcogenide glasses are ultimately related to atomic ordering, the structural investigations are of high importance. Elucidation of the short-range atomic structure of glassy chalcogenides is needed for understanding of the microscopic origin of fascinating physical phenomena, which are still not completely explained. A shortcoming of not having yet established microstructure-property relations in noncrystalline tellurides is the lack of a strategic design of new materials for specific applications. As a result, trial-and-error methods are frequently employed to obtain materials' compositions with the desired functionality.

In this contribution we present the results of structural studies of  $\text{As}_x\text{Te}_{100-x}$  glasses in a wide composition range ( $20 \leq x \leq 60$ ) [2]. High energy X-ray diffraction (XRD), neutron diffraction (ND) and extended X-ray absorption fine structure measurements at the As and Te *K* edges have performed. The experimental data were modeled by means of reverse Monte-Carlo technique. Analysis of the resulting atomic configurations revealed that homonuclear bonding is important over the whole glassforming region. At the stoichiometric composition ( $\text{As}_{40}\text{Te}_{60}$ ) the average As–As and Te–Te coordination numbers equal to  $1.7 \pm 0.2$  and  $1.3 \pm 0.1$ , respectively. As–As bonding is significant in the Te-rich region ( $34 \geq x$ ), while Te–Te bonding is considerable in the As-rich region ( $x \geq 50$ ) as well. It has been shown that Te is predominantly twofold coordinated for  $x \leq 50$ , while As is threefold coordinated for all compositions investigated. The chemical ordering does not play an important role in the formation of short-range order of As–Te glasses and glassy As–Te alloys obey the  $8-N$  rule for  $x \leq 50$ .

Structure-property relations, which are very useful for materials applications, have been also analyzed. The total mean coordination number  $\langle N \rangle$  was found to correlate qualitatively with thermal parameters of glasses like glass transition temperature  $T_g$ , crystallization temperature  $T_c$  or their difference  $T_c - T_g$ .  $\langle N \rangle$  as well as both  $T_g$  and  $T_c - T_g$  exhibit different slopes below and above the stoichiometric limit. The concentration dependence of the number of As–As bonds exhibits noticeable similarities with the corresponding dependence of the density and the optical energy gap. Finally, the number of Te–Te bonds



seems to govern properties such as the conductivity and the mean polarizability of the system.

1. S. Danto, P. Houizot, C. Boussard-Pledel, X.-H. Zhang, F. Smektala, and J. Lucas, *Adv. Funct. Mater.* **16**, 1847 (2006).
2. P. Jóvári, S. N. Yannopoulos, I. Kaban, A. Kalampounias, I. Lishchynskyy, B. Beuneu, O Kostadinova, E. Welter, A. Schöps. *J. Chem. Phys.* **129** 214502 (2008).

## **DFT and Monte Carlo Simulation of CO Adsorption on the Mo Surface**

Yakovkin I.N., Petrova N.V.

*Institute of Physics of National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev, Ukraine*

We revisit the problem of CO adsorption and thermal dissociation on the Mo(112) surface by means of DFT calculations of binding (chemisorption) energies, local densities of states and CO vibrational frequencies for various configurations of equilibrated adlayers. The bridge-on-row adsorption sites on the Mo(112) surface are found to be the most favorable, and CO molecules will occupy less stable in-furrow sites only after the completing of the first monolayer. At low coverages, CO molecules are tilted by  $\sim 40^\circ$  with respect to the normal to the surface (the  $\beta$  state), but with increasing coverage, due to lateral interactions, attain an upright orientation with the carbon end down (the  $\alpha$  state). The tilting of CO results in a better overlap of electron densities of CO and Mo surface atoms, which causes a significant elongation of the C–O bond (to 1.20 Å) and, consequently, the C–O stretching vibration frequency decreases down to 1159  $\text{cm}^{-1}$ . Nonetheless, the  $\beta$  state cannot be attributed to the precursor to CO dissociation, because the estimated potential barrier for the dissociation ( $\sim 2.8$  eV) substantially exceeds the chemisorption energy (2.1 eV), which makes the thermally induced CO dissociation on Mo improbable. With estimated chemisorption energies, Monte Carlo simulations have shown that the two-peak shape of TPD spectra can be explained without involving the CO dissociation. We predict also that the lack of dissociation can be detected in photoemission studies for CO on Mo(112) by the presence of the  $-23$  and  $-6$  eV peaks, characteristic of chemisorbed CO, and absence of the  $-17$  and  $-5$  eV peaks characteristic of adsorbed O atoms.

## The Influence of Interface States on The Efficiency OF CdTe Photovoltaic Devices

Potlog T., Maticiuc N., Spalatu N.

*L Ghimpu Moldova State University, Physics Department, Chisinau. Republic of Moldova*

In order to realize electronic and optoelectronic devices on the basis of semiconductor heterojunctions with high functional parameters, it is necessary to elucidate physical processes of these materials that comes into contact. The study of dependence of capacitance voltage characteristics can give information about the potential of diffusion, profile of the impurity concentration in the space charge region of heterojunction and its thickness. CdTe is the material used with preponderance to fabricate the photovoltaic devices. CdS/CdTe cells, fabricated at Moldova State University are made by depositing CdS and CdTe sequentially without intermediate processing by the hot wall technique (HWT) on conductive and transparent SnO<sub>2</sub> /glass substrates. In this paper we will present temperature dependent C-V on the CdS/CdTe and CdS/CdTe/Te cells. Capacitance measurements on CdS/CdTe solar cells show several non-standard features. The capacitance-voltage characteristics of CdS/CdTe solar cells at high forward bias voltage contain one maximum depending on temperature. The capacitance-voltage characteristics of CdS/CdTe/Te solar cells are approximated at two regions. The region with the smooth modification of the size  $C^{-2}$  for reverse applied voltage up to direct voltage of some tenths of volt (according to measure temperature) continues with regions whose slope is modified abrupt at the following increasing of the direct voltage. The depletion width estimated from the capacitance for both types of cells are very close to the CdTe layer thickness. The temperature dependent C-V measurement is a sensitive method to determine the presence of interfaces states.

### Electron Structure of Garnets R<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> Type

Shcherba I.D.<sup>1,2</sup>, Kostyk L.V.<sup>2</sup>, Dobrjanska L.O.<sup>2</sup>, Jatcyk B.M.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Techniques, University of Pedagogy, Krakow, Poland*

<sup>2</sup>*Lviv National University by Ivan Franko, Lviv, Ukraine*

<sup>3</sup>*University of Forestry and Wood Technology, Lviv, Ukraine*

The garnets R<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> type are of interest as a laser crystals and substrate materials for magnetic epitaxial in magnetic bubble devices. For present investigation R<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> crystals were grown from platinum crucibles by the Czochralski method. The crystals were being grown in the flow of dried oxygen at the excess pressure of about 1 atm. The basic components were gallium dioxide, germanium dioxide, and calcium carbonate (al of high purity). The best single crystals were obtained by growing on seeds oriented in [001] direction. We present experimental results of electronic structure investigations of

$R_3Ga_5O_{12}$  by X-ray emission spectroscopy and X-ray photoelectron spectroscopy methods. The X-ray spectral data allow qualitative description of the structure of the valence band of gallium garnet.

## Investigation of Properties Changes in $Nb_2O_5$ Films Due to Ionic Transport Processes on Their Surface

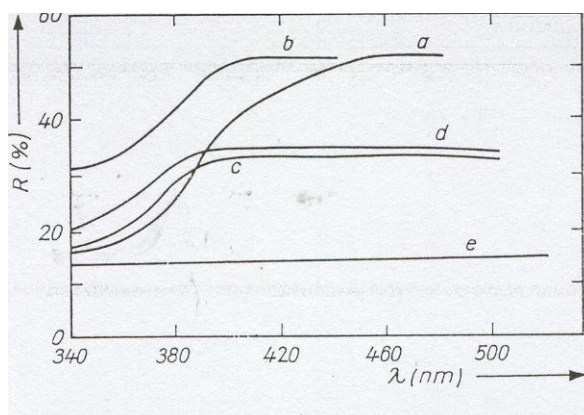
Skatkov L.<sup>1</sup>, Gomozov V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> PCB "Argo", Beer Sheva, Israel

<sup>2</sup> NTU "KhPI", Kharkiv, Ukraine

Change in the structure as well as in electrical properties of niobium pentoxide dielectric films during the extraction of oxygen anions from the near-surface layer of the film are considered. It is shown that the anion extraction brings about a phase transition in the films which accompanied by a change in conductivity resulting from structure distortion occurring during disordering in  $Nb_2O_5$ . As was shown earlier this process occurs during the cathode electrochemical polarization of the  $Nb_2O_5$  in potassium nitrate melt.

The dielectric film properties, viz the spectral dependence of the film reflection coefficient  $R$  (see Figure 1)



**Fig. 1.** Spectral dependence of the oxide film reflection coefficient: (a) – initial state; (b) - beginning of anion extraction; (c) – intermediate state; (d) – thermal reduction; (e) – maximum reduction.

and the electrical conductivity, also undergo a changes .

At a first glance, the most obvious reason for the change in the film electrophysical and optical properties is the extraction of oxygen anions from the sample which compensates the injection of electron from the Nb to the oxide; these electrons stick to metal cations, thus diminishing the valence of the latter while the electric conductivity of the film grows with the concentration of low-valency cations.

However, as was shown by X-ray studies of samples reduced by heating in vacuum and polarized in the melt, such samples, having practically the same of the  $R$  dependence ( Fig.1, curves c and d ), lose more oxygen, which in this case leads to the formation of a new crystallographic modification. It is also difficult to explain the observed dynamics of the change in the  $Nb_2O_5$  unit cell volume only by the oxygen extraction. Indeed, in the initial state of anion extraction the unit cell volume somewhat increases and only later, while approaching the maximum degree of the reduction, it starts decreasing. As seen in Fig.1b, the initial extraction state being accompanied by a change in the shape of the oxide reflection spectrum, virtually causes no change in the reflection coefficient in the visible range, but further on ( Fig.1, curve c ) an abrupt change in  $R$  after a slight shift of the absorption edge is observed. At the next stage one can observe a transition of the film to a state when its color changes visually and the  $Nb_2O_5$  band gap width narrows to values not higher than 1eV, while the electrical conductivity grows by the factor of 10.

The above-described changes in properties of dielectric films can be interpreted as follows. The initial stage of the oxygen anion extraction results in structural changes leading to an enlarged  $Nb_2O_5$  unit cell ( due to the anisotropic change in the lattice parameters ) and to the appearance of the first traits of disordering which leads to a change in the spectrum shape and therefore to a change in the film reflection coefficient. Further multiplication of the defects result in a lower disordering energy and consequently to the transition of the film structure to a disordered state. The resulting distortion of the crystal lattice brings about a narrowing of the  $Nb_2O_5$  energy gap which in its turn results in a phase transition with a change in conductivity revealed by an abrupt change in the film electrophysical and optical properties accompanied by structural changes leading to diminishing the  $Nb_2O_5$  unit cell volume.

Thus, the extraction of oxygen anions from the dielectric film near-surface layer brings about a phase transition with a change in conductivity; the cause is a structural distortion due to disordering in  $Nb_2O_5$ .

Note that the above-described peculiarities of the phase transition in  $Nb_2O_5$  are qualitatively similar to the effects observed in the metal – semiconductor phase transition in  $Ti_2O_3$  that occurs in heating the oxide. The latter transition is smooth and does not violate the crystal lattice symmetry, although in the transition one observes an anomalous change in the  $c/a$  ratio ( the  $c$ -axis increase while the  $a$ -axis decrease ). As was shown earlier this phase transition can be explained by the band overlap model, in particular, by a growth of the valence band energy which is caused by changes in the metal atom separations along  $c$ -axis.

## **Excitonic states in spherical and ellipsoidal quantum dots**

T. Tchelidze, I. Noselidze

*Tbilisi State University, Tbilisi, Georgia*

Present paper deals with the investigation of electron hole Coulomb interaction in spherical and ellipsoidal quantum dots. Calculations were carried out for ZnSe/CdSe quantum dots. Exciton energies and wave functions are calculated for different dot geometry. In order to account material distribution inside the dot as a confinement potential parabolic type potential is used with cut-off at the boundaries of dots. At the first stage we calculated single particle eigen states and eigen values of electrons and holes with different orbital momentum. At the second state electron hole Coulomb interaction is included by means of direct diagonalization method. Ground state exciton binding energies for dots size from 5nm to 9 nm is calculated. It decreases with increasing dot size and ranges between 60meV -36 meV. By direct diagonalization we obtained exact solution for eight lower excitonic states.

We extended our calculation for ellipsoidal quantum dots. For this propose we consider deformation of sphere along one axis with no changes in its volume. The difference between spherical and ellipsoidal Hamiltonians is treated in the framework of perturbation theory. Exciton energies and wave functions are calculated in dependence of degree of “ellipticity”  $b$ , that is defined as  $a-c/(a^2c)^{1/3}$ . For ellipsoidal quantum dots the degeneration according to magnetic quantum number  $m$  is partially removed. States with different absolute value of  $m$  have different energy.

The dots having the same volume, but different degree of ellipticity are characterized by different ground state exciton binding energy. Particularly, binding energy increases with increasing  $a/c$  aspect ratio, that is for higher  $b$ .

As for spherical as for elliptical quantum dots we calculated dipole matrix elements and probabilities of radiation decay of different excitonic states. The influence of degree of ellipticity on decay probability is investigated. Decay probability also increases for dots with higher  $a/c$  aspect ratio.

## **The Structure Amorphization of Typical Superplastic Alloys under External Compressing Stresses**

Korshak V.F., Tkachenko M.V.

*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

Establishing the peculiarities of the structural state of polycrystalline materials providing the effect of superplasticity is important for understanding the physical nature of the latter. This paper presents experimental results showing that one of such peculiarities of superplastic eutectic alloys is the

presence of amorphized component, which appears to be the result of preliminary treatment, i.e. external compressing stresses effect, in their structure.

The investigations were carried out with Sn-38%Pb and Bi-43%Sn alloys, which are typical alloys showing structural superplasticity. The alloys were obtained from pure components by casting on a massive copper substrate. The phase structural state of casted samples and samples casted with the following compression by 75% is studied. X-ray structure analysis was performed with the X-ray diffractometer DRON-2.0, using the CuK-alpha radiation at tube voltage of  $U=36$  kV and current  $I=12$  mA. Thermo-differential analysis of samples while slowly heating up from room to the eutectic temperature under external compressing stresses was performed.

In the range of angles  $2\theta$  from 7 to 26 deg., which does not have structural maxima, the X-ray diagrams of the casted with following compression samples of Sn-38%Pb alloy showed two close practically fusing diffuse maxima. The presence of these maxima is naturally connected with the occurrence of viscous amorphized layers at grain boundaries under compression. Such layers simplify an active development of deformational processes (viscous flow) in boundary areas at early stages of the superplastic flow. The results of microstructure researches of deformed samples are the illustration.

The above mentioned peculiarity in the diffusive background intensity was found in casted samples and samples casted with the following compression of Bi-43%Sn alloy. It should be noted that there is higher intensity of diffusive maxima indicating the presence of an amorphized component in the structure of the samples casted with the following compression.

Thermal-differential analysis of casted samples of Sn-38%Pb alloy while heating them up from room to the eutectic temperature under the external compressing stress in the range of 0-7,0 MPa was carried out. X-ray diffraction of hardened samples of this alloy while being under the stress from the temperatures starting at 170 deg. C is made.

On the thermal-differential analysis curves the occurrence endothermic minima at a certain temperature, decreasing with the increasing stress, is discovered. Both the discovered effects of diffusive scattering of X-rays by hardened samples and the data obtained show that the structure of the alloy under investigation becomes amorphized in the process of heating under the external compressive stress.

The dependence of temperature at which the structure of an alloy starts to be amorphized under the external stresses as from the magnitude of this stresses has a threshold values of stress ( $\sim 10$  MPa), which determines the minimum level of stress, which can lead to an amorphized component in the alloy structure already at room temperature.

Thermal-differential analysis of samples casted with the following compression of Bi-43%Sn alloy shows a decrease in the intensity of thermal absorption during samples melting under the external compressing stress.

As far as it is known the results of the present paper are here obtained for the first time and they appear to be important for further deeper understanding of physical nature of mechanisms of mass transport, which are realized under the conditions of superplastic flow of polycrystalline materials.

**СЕКЦІЯ 4 (усні доповіді)**  
**ТОНКОПЛІВКОВІ ЕЛЕМЕНТИ ЕЛЕКТРОННИХ**  
**ПРИСТРОЇВ**

22 травня 2009 р.

**SESSION 4 (oral)**  
**THIN FILM ELEMENTAL COMPOUNDS FOR**  
**ELECTRONIC DEVICES**

May, 22, 2009

**Ефекти провідності плівок керметів атомарно-кластерної**  
**дисперсності**

Афанасьєва О.В., Дроздов В.О., Дроздов М.О.,  
Зикін О.І., Ковальчук В.В., Лещенко О.І.

*Державний інститут виміральної техніки, Одеса, Україна*

Управління властивостями плівок – це одна з актуальних задач функціональної електроніки [1]. Процедуру управління можна реалізувати, наприклад, засобами введення кластерів у матрицю речовини [2]. Мета роботи полягала у вивченні властивостей аморфних плівок керметів (АПК), створених на основі SiO<sub>2</sub>-матриці і модифікованих шляхом введення кластерного растру d-металів. Для отримання АПК типу X-SiO<sub>2</sub>, (де X - перехідний метал: Cr, Mo, Nb) атомарно-кластерної дисперсності використовувався очищений інертний газ. Температура осідання АПК сягала ~550°C. Геометричні розміри зерна склали ~50-70 Å<sup>0</sup>. Ефекти провідності, що спостерігалися на АПК у залежності від напруженості електричного поля, умовно розділені на дві групи. До першої групи належать ефекти «слабого поля», що не викликають необернених змін електричних властивостей АПК. До другої віднесені саме ті явища, що виникають за рахунок необернених змін, в електричній структурі зразків (вони спричинені т.н. «сильним полем»).

Сімейство ВАХ типових зразків при кімнатній температурі і частоті електричного поля 0-10 МГц (ефект «слабого поля») засвідчили про складний характер електропровідності АПК типу Cr-SiO<sub>2</sub>. Найрізкіше неомічна провідність АПК виявлена саме на нульових частотах. Зауважимо, що провідність АПК Cr-SiO<sub>2</sub> зі зростанням частоти від різко нелінійної змінюється майже на омичну. Якщо величина струму через АПК перевищувала деяку величину I<sub>0</sub>, виникає новий стан, що характеризується необоротними змінами в електричній структурі АПК.



ВАХ, що формується в режимі «сильного поля» зразків на певних частотах.

Результати досліджень АПК дозволяють припустити, що високий питомий опір плівок Cr-SiO<sub>2</sub> може бути обумовлений: 1) тунелюванням носіїв у склоподібному матеріалі Cr-SiO<sub>2</sub> (островкова провідність), якщо ізолюючі прошарки між Cr-кластерами є малими, або ж 2) завдяки стрибковій провідності у деякому середовищі Cr-SiO<sub>2</sub>, де перескок електронів по флуктуаційних рівнях в склі є полегшеним завдяки наявності великої кількості домішкових центрів Cr (кластерних центрів - КЦ). У областях А і В, переважає інтенсивний захват інжекттованих на пастки носіїв. При цьому залежність I(U) може сягати насичення або, навіть, супроводжуватися зменшенням струму із зростанням напруги.

Проведений нами модельний аналіз морфології АПК за методикою [3], дозволяє зробити висновок про селективний характер стрибкової провідності на змінному струмі. Цей підхід відкриває можливість визначити частотний спектр локалізованих станів і оцінити час перескоку  $\tau$ . Якщо геометричні розміри таких груп кластерів перевищують відстані між найближчими центрами, то дипольний момент групи КЦ є більшим, а отже, сумарна провідність збільшується. КЦ з великими значеннями  $\tau$  аналогічні до глибоких центрів захвату носіїв, що є характерним для піролітичних плівок SiO<sub>2</sub>.

1. Находкін М.Г., Сізов Ф.Ф. Елементи функціональної електроніки. – К.: 2002. – 201 с.
2. Ковальчук В.В. Кластерная модификация полупроводников. – К.: Хай-Тек Пресс, 2007. – 309 с.
3. В.А. Дроздов, В.В. Ковальчук. Електронні процеси в наноструктурах с субфазним кремнієм // Ж. фіз. досл. – 2003. – Т. 7, № 4. – С. 393-401.

### **Effects of the Conductivity Cermets' Films with Atomic Cluster Dispersionity**

Afanas'eva O.V., Drozdov V.A., Drozdov M.A.,  
Zikin O.I., Kovalchuk V.V., Leshchenko O.I.

*State Institute of the measuring technique, Odesa, Ukraine*

The properties of amorphous films of cermets, created on the basis of SiO<sub>2</sub>-matrix modified by introduction of the clusters of d-metals (Cr, Mo, Nb) were studied. The model analysis of morphology of the cermets film was used.

## Тонкоплівкові елементи для електрохімічного перетворення сонячної енергії на основі шаруватих сполук

Балицький О.О.<sup>1</sup>, Грищенко С.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Львівський національний університет ім. Івана Франка, Львів, Україна

<sup>2</sup>Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, Львів, Україна

Електрохімічні параметри моноселенідів галію та індію в залежності від типу електролітів за умов дії сонячних променів необхідні при конструюванні перспективних кристалічних тонкоплівкових елементів для фотоніки. Тонкі шари монокристалів галію та індію – зручний об'єкт для вивчення потенціостатичних та потенціодинамічних характеристик за допомогою сканівного потенціостату при електрохімічній поляризації в електролітах з різним показником кислотності (рН) без та під дією сонячного вивромінювання [1-3].

Темнові характеристики зразків моно селенідів галію та індію у воді свідчать про те, що анодні і катодні процеси в темноті, без доступу сонячних променів проходять з нижчою швидкістю ніж на сонячному світлі і потенціал корозії на світлі зсувається у від'ємний бік. Подібні закономірності спостерігали і в 1N H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>. Різниця полягає в тому, що в процесах поляризації навіть без повного розкладу води на водень і кисень можна отримувати водень. Для цього необхідно щоб фотопотенціал фотоаноду досягав потенціалу виділення водню (відновлення води), а в якості донорів електронів слід використовувати речовину, яка окислюється легше за воду. Це дозволяє застосовувати напівпровідники з шириною забороненої зони оптимальною для перетворення сонячного світла, а від так і отримати більшу ефективність його перетворення. З огляду на це придатним матеріалом для фотоаноду може бути n-GaSe (E<sub>g</sub>=2.05 eV) та n-InSe (E<sub>g</sub>=1.2 eV). У кислому середовищі на поверхні шарів GaSe та InSe утворюється окисна плівка, яка загальмовує катодні та анодні процеси. Це означає, що при освітленні процеси пасивації знижуються. У розчині сірчаної кислоти струми корозії в темноті вищі.

У воді спостерігали протилежне явище. Це зумовлено зміною реакції катодної деполіаризації, а саме деполіаризації кисню. В розчині сірчаної кислоти в процесі поляризації навіть без повного розкладу води на водень і кисень можна отримувати водень. Для цього необхідно, щоб фотопотенціал фотоаноду досягав потенціалу виділення водню (відновлення води), а в якості донорів електронів використовувати речовину, яка окислюється легше за воду (наприклад полісульфід натрію). Теоретично доведено, що водень акумулюється (наприклад в кремнії) в міжвузлях і в вакансійних комплексах. Водень проникає в вакансії і дивакансії і насичує внутрішні обірвані звязки атомів напівпровідника, додатково знижуючи енергію і підвищуючи тим самим ймовірність

утворення вакансійних комплексів. Таким чином, водень сприяє формуванню в напівпровіднику нанорозмірних порожнин, які він сам і заповнює.

Фотопотенціал фотоанодів не досягає потенціалу відновлення води ні в нейтральному, ні в кислому середовищі навіть при інтенсивному опроміненні за допомогою ксенонової лампи (75 мВт/см<sup>2</sup>). Темновий потенціал фотоаноду зсувається в катодний бік в залежності від ступеня інтеркаляції, але фотовластивості фотоаноду при цьому погіршується, як і у випадку дії жорсткого радіаційного випромінювання [3].

Центри рекомбінації екситонів моноселеніду галію локалізовані в базисних площинах, де скупчуються структурні дефекти. Особливості в спектрах фотовідповіді з нанорозмірною впорядкованою границею, свідчать про зміну генераційно-рекомбінаційних процесів в структурах в порівнянні з процесами, які протікають в гетеропереходах з суцільним шаром оксиду.

3. Грищенко С.А., Балицький О.О. Електрохімічні властивості шаруватих сполук системи АЗВ6 // Тези Всеукраїнської конференції молодих вчених «Сучасне матеріалознавство: матеріали та технології» 12-14 листопада 2008 р. – Київ: Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, компанія Токуо Воекі Ltd. – 2008. – С. 167.
4. Кристаллические материалы для фотоники / Коллективная монография. Под ред. В.М. Пузикова – Харьков: НТК «Институт монокристаллов», 2008. – 376 с.
5. Сидор О.А. Розробка радіаційно стійких фотодіодів на основі шаруватих структур селенідів індію та галію. Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук. – Чернівці. – 2009. – 16 с.

### **Thin Film Elements for Electrochemical Transformation of Solar Energy Based on Layered Compounds**

Balitskii O.A.<sup>1</sup>, Gryschenko S.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Franko Lviv National University, Lviv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Karpenko Physico-Mechanical Institute NAS Ukraine, Lviv, Ukraine*

Illumination of GaSe and InSe semiconductor electrodes in acid and neutrals environments has improved the anode and cathode reactions. Liquid neutral, acid environments as films, which are formed on the spot of these electrodes has influenced on their surface characteristics. Irradiation from the sun range leads to the increasing of the returning of electrons from electrode and also the dissolution of Ga, In, Se, stimulating their passing to the ionic state.

## Спектральные и поляризационные характеристики квантоворазмерных лазеров на GaInAsSb гетероструктурах

Белявский В.С., Ушаков Д.В., Манак И.С., Кононенко В.К.

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

В квантоворазмерных гетероструктурах вероятность оптических межзонных переходов зависит от поляризации излучения. Эта зависимость может быть использована для получения различных режимов генерации ТЕ- и ТМ-мод: генерации одной моды, одновременной генерации двух мод, переключения поляризации. Эти характеристики важны при создании оптических ключей, устройств памяти, различных систем обработки сигналов. Нечувствительные к поляризации оптические усилители, фотоприемники и лазерные излучатели необходимы в волоконно-оптических системах передачи информации. В настоящей работе выполнен расчет и анализ спектров волноводного усиления с ТЕ- и ТМ-поляризацией для квантоворазмерных гетероструктур на основе GaInAsSb, излучающих в диапазоне 2–3 мкм.

Спектры волноводного усиления рассчитывались для прямых оптических переходов. Тогда коэффициент усиления  $K$  на частоте  $\nu$  для квантовой ямы шириной  $d$  определяется стандартным выражением

$$K(\nu) = \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 \nu \rho d} \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu - \Delta F}{kT}\right) \right) \sum_n \sum_i m_{\nu i} \int f_e(E_{cni}) f_h(E_{vni}) \alpha_{ni} L(h\nu - E_{cv}) dE_{cv},$$

где  $f_e$  и  $f_h$  – функции распределения Ферми–Дирака для электронов и дырок,  $E_{cni}$  и  $E_{vni}$  – энергии электрона и дырки, участвующих в межзонном излучательном переходе,  $E_{cv} = E_{cni} - E_{vni}$ ,  $\Delta F = F_e - F_h$ ,  $F_e$  и  $F_h$  – квазиуровни Ферми для электронов и дырок,  $T$  – температура,  $L(h\nu - E_{cv})$  – гауссова функция, описывающая контур уширения спектральной линии. Для гетероструктур с набором квантовых ям шириной от 5 до 15 нм изучено изменение формы спектров усиления в зависимости от тока накачки и волноводных параметров активной области.

При ориентации квантоворазмерных слоев в плоскости  $\{100\}$  поляризационный фактор  $\alpha_{ni}$  для переходов, например, в состояния тяжелых дырок ( $i = h$ ) имеет вид

$$\alpha_{nh} = \frac{3}{4} \left( \sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) + 2 \sin^2 \theta \right),$$

где  $\alpha$  и  $\theta$  – углы между осью размерного квантования  $\langle 100 \rangle$  (ось  $z$ ) и вектором поляризации (направлением вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ ) и волновым вектором дырок  $\mathbf{k}$  соответственно. В частности, имеем  $\alpha = \pi/2$  для ТЕ-моды и  $\alpha = 0$  для ТМ-моды. С

увеличением уровня накачки (ростом  $\theta$ ) различия спектров излучения с ТЕ- и ТМ-поляризацией становятся менее выраженными.

### **Spectral and Polarization Characteristics of Quantum-Well Lasers Based on the GaInAsSb Heterostructures**

Bialiauski U.S., Ushakov D.V., Manak I.S., Kononenko V.K.

*Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus*

The probability of optical interband transitions in quantum-well heterostructures depends on the radiation polarization. Polarization properties are important at developments of optical switches, storage means, and different systems of signal processing. In the paper, calculation and analysis of waveguide gain spectra with TE- and TM-polarization is carried out for the GaInAsSb quantum-well heterostructures emitting in the diapason 2 to 3

### **Пошук нових матеріалів для тонких плівок сенсорів**

Бурлаченко Ю.В., Савченко А.А., Беляєв О.Є., Кругленко І.В.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Ускладнення технологічних циклів сучасного виробництва, забруднення навколишнього середовища, необхідність в особливо чистих матеріалах і т.п. обумовлюють особливий інтерес як користувачів так і інженерів до проблем зв'язаних із сенсорною тематикою. Найбільш перспективним напрямом вдосконалення характеристик сенсорів представляється пошук нових матеріалів чутливого тонкого шару і технологій його формування. Для таких цілей було використано один із барвників – кальцеїн. На відміну від більшості робіт, де кальцеїн застосовується для сенсорних цілей у вигляді полімерних плівок, в даній роботі використовуюється тонкі (15–30 нм) плівки, отримані методом термічного напилення у вакуумі.

Особлива увага приділяється селективності: на прикладі КМБ (кварцевого мікробалансу) та ППР (плазмонний поверхневий резонанс) показано, що плівка кальцеїну демонструє високу чутливість до парів води (насичені), в той час як відгуки на ряд інших аналітів є незначними (рис.1). Роглянуті різні варіанти реалізації сенсора, такі як оптичні (ППР, вимірювання спектру поглинання) та мас-чутливий сенсор (КМБ). На кальцеїнових шарах спостерігається лінійна залежність для насичених парів води в області 1000 – 12000 ppm для обох видів датчиків.

Отримані результати свідчать про те, що органічні плівки на основі кальцеїну можуть бути використані в якості сенсорів вологості.

Автори вдячні к.ф.-м.н Снопку Б.А. за наданий органічний барвник – кальцеїн.

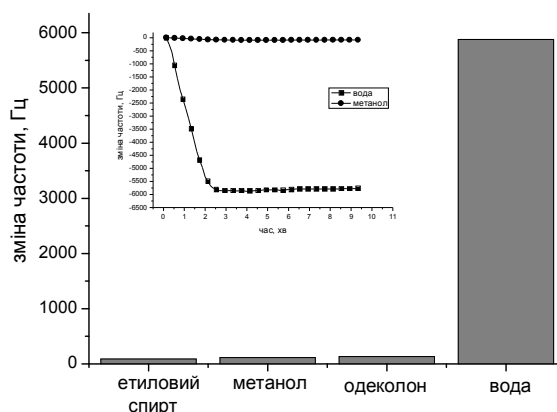


Рис.1. Гістограма адсорбованих аналітів на поверхню кальцеїна (КМБ) (вставка – експериментальні залежності зміни частоти від часу для адсорбції води і метанолу).

### A search of New Materials for the Thin Films of Sensors

Burlachenko Yu.V., Savchenko A.A., Belyaev O.E., Kruglenko I.V.

*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

A high sensitive humidity sensor based on calcein thin film is proposed. Three types of physical transducers were used – mass sensitive system based on quartz crystal microbalance (QCM), optical systems based on surface plasmon resonance (SPR) and absorption spectra measurements. Good repeatability was observed.

### Вплив низькотемпературних відпалів на випромінювальні властивості кремнієвих нанокластерних структур

Гамов Д., Мельник В., Оберемок О., Попов В., Хацевич І.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Для формування люмінесцентних структур на базі кремнію використовуються: імплантація іонів кремнію в плівки SiO<sub>2</sub>, або наплення плівок SiO<sub>x</sub> з наступним високотемпературним (ВТ) відпалом (1000-1200<sup>0</sup>С). Такий підхід дає можливість сформувати наноструктури, які дають стабільну та інтенсивну фотолюмінісценцію (ФЛ) у видимій та ближній інфрачервоній областях спектру. Для покращання люмінесцентних властивостей отриманих структур використовується додаткове легування домішками (азот, вуглець, рідкоземельні елементи), пасивація Р<sub>b</sub>-центрів воднем, або додаткові низькотемпературні обробки. Встановлено, що атмосфера високотемпературного відпалу суттєво впливає на інтенсивність та положення смуг люмінесценції.

Метою даної роботи є вивчення впливу низькотемпературних обробок на фотолюмінісценцію кремнієвих нанокластерних (НК) структур

сформованих: 1) іонною імплантацією кремнію в матрицю  $\text{SiO}_2$  та 2) термічним напленням  $\text{SiO}_{1.5}$ .

Для формування кремнієвих нанокластерів зразки відпалювалися при температурі 1100-1150<sup>0</sup>С в атмосфері інертного газу (Ar) або азоту. Наступний низькотемпературний (НТ) відпал (450<sup>0</sup>С) таких зразків у вакуумі або в атмосфері інертного газу (Ar) не змінює спектр ФЛ. Відпал в атмосфері кисню дещо збільшує інтенсивність ФЛ, при цьому форма спектру практично не змінюється. Додаткові НТ обробки в середовищі  $\text{N}_2$  приводять до збільшення інтенсивності ФЛ та зміни форми смуги ФЛ. Інтенсивність ФЛ після низькотемпературного відпалу в суміші  $\text{N}_2+\text{O}_2$  (на повітрі) суттєво зростає (в 8-10 разів для зразків, сформованих в Ar, та в 4 рази – в  $\text{N}_2$ ) і зміщується в довгохвильову область. Додатковий відпал зразків в атмосфері водню приводить до збільшення інтенсивності ФЛ, як після формування, так і після низькотемпературного відпалу в суміші  $\text{N}_2+\text{O}_2$ . Найінтенсивнішу люмінесценцію мають зразки, що були сформовані в аргоні, пройшли низькотемпературний відпал на повітрі, а потім відпал у водні. Для цих зразків ФЛ в 17 разів вища у порівнянні із зразками після формування.

Розвинуто модель механізмів, які є відповідальними за збільшення інтенсивності ФЛ при додатковому НТ відпалі в суміші кисню та азоту та пов'язані з реконструкцією границі розділу  $\text{HKS}\text{i}-\text{SiO}_2$  і формуванням енергетичних станів, які приймають участь в рекомбінації нерівноважних носіїв струму. В квазіхімічних реакціях створення таких станів приймають участь атоми кисню, азоту, а початковими центрами реакцій є обірвані зв'язки на границі розділу  $\text{HKS}\text{i}-\text{SiO}_2$ .

**Effect of Low-Temperature Treatments on Photoluminescence Enhancement of Ion-Beam Synthesized Si Nanocrystals in  $\text{SiO}_2$  Matrix**

Khatsevich I, Melnik V., Popov V., Oberemok O., Gamov D., Lashkariov V.

*Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Influence of thermal low-temperature annealing in various regimes on the photoluminescence (PL) spectra in Si nanocluster structures was investigated. We have found that additional thermal treatments of the structures with formed Si nanocluster at the temperature of 450<sup>0</sup>С results in substantial increase of the PL intensity. This effect significant depends on annealing ambient and was the most pronounced after annealing in the mixture of nitrogen and oxygen. The possible mechanisms of the obtained effects are discussed. Those are based on supposition about the dominating contribution of luminescence through the electron states at the  $\text{SiO}_2$ -Si nanocluster interfaces, which is related to defect and impurity complexes. It has been shown that growth of the PL intensity is governed by the two effects: generation of new centers of radiative

recombination at nanocrystal-dielectric matrix interfaces, and passivation of non-radiative recombination centers.

## **Електричні властивості варисторної кераміки на основі $\text{SnO}_2$ з нанорозмірними міжзеренними прошарками**

Гапонов О.В.<sup>1</sup>, Глот О.Б.<sup>2</sup>, Коваленко О.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Дніпропетровський національний університет ім. О. Гончара,  
Дніпропетровськ, Україна

<sup>2</sup>Universidad Tecnológica de la Mixteca, Huajuapán de León, Oaxaca, México

Для обмеження імпульсів перенапруги, які виникають в електричних та електронних пристроях, застосовуються варистори на основі  $\text{ZnO}$ . Останнім часом інтенсивно досліджується також варисторна кераміка на основі  $\text{SnO}_2$  з високою нелінійністю. Структура цього матеріалу представлена зернами діоксиду олова розділеними прошарками міжзеренної фази, товщина яких знаходиться в нанометровому діапазоні, як і для кераміки на основі  $\text{ZnO}$ , де вона становить близько 2 нм. В оксидно-олов'яній кераміці під час зберігання після випалу або високотемпературної обробки відбувається поступова зміна електричних параметрів обумовлених адсорбційно-дифузійними та хімічними процесами.

В досліджуваній варисторній кераміці  $\text{SnO}_2\text{-Co}_3\text{O}_4\text{-Nb}_2\text{O}_5\text{-Cr}_2\text{O}_3$  при зберіганні після випалу або термообробки при 1070 К на протязі 5-6 місяців зменшуються ємність, електропровідність на постійному й змінному струмах, найменша густина струму в високо нелінійній частині вольт-амперної залежності. Проте значення енергії активації електропровідності, котра визначає висоту потенціальних бар'єрів на межах зерен, практично не змінюється.

Така ситуація може виникати внаслідок додаткового окислення меж зерен в цій доволі пористій кераміці. При цьому кількість меж зерен з не дуже високими потенціальними бар'єрами може зменшуватися, і, відповідно, збільшуватися кількість меж зерен з досить високими бар'єрами, які й визначають енергію активації електропровідності.

Ефект доокислення меж зерен проявляється й для кераміки з домішкою окису міді. Зі збільшенням концентрації  $\text{CuO}$  до 8 мол. % електричні параметри кераміки з часом зменшуються слабше. При 0,5 мол. %  $\text{CuO}$  ці зміни вже досить незначні, але при цьому коефіцієнт нелінійності має найбільше значення близько 70 при напруженості електричного поля  $E_1=3900 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ . На процес доокислення впливають  $\text{Cu}$ -збагачені міжзеренні фази, які ускладнюють проникнення кисню до меж зерен. Домішка  $\text{CuO}$  допомагає отримувати відразу після випалу кераміку з електричними параметрами, що слабкіше змінюються з часом.



## Electrical Properties of SnO<sub>2</sub> Based Varistor Ceramics with Nano-Sized Intergranular Layers

Gaponov A.V.<sup>1</sup>, Glot A.B.<sup>2</sup>, Kovalenko A.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Dnipropetrovsk National University, Dnipropetrovsk, Ukraine*

<sup>2</sup>*Universidad Tecnológica de la Mixteca, México, México*

The capacitance of a sample, ac and dc electrical conductivity in SnO<sub>2</sub>-Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-CuO varistor ceramics are gradually decreased after the sintering or after the heat treatment at 1070 K during about 5-6 months but the activation energy of electrical conduction remains almost unchanged. It can be caused by an additional oxidation of grain-boundary regions. As a result of this an increase in a number of relatively high potential barriers takes place. CuO addition helps to get ceramics with less changeable electrical parameters.

## Адсорбційні сенсори з нанорозмірними поверхневими каталізаторами

Горбанюк Т.І., Литовченко В.Г., Євтух А.А., Солнцев В.С.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Використання тонких плівок композитів (Pd/Si<sub>por</sub>, Cu/Si<sub>por</sub>, WO<sub>3</sub>/Pd/Si<sub>por</sub>, Al/Si<sub>por</sub>) на основі пористих шарів напівпровідників та каталітично активних металів (Pd, WO<sub>3</sub>, Cu, Al), відкриває широкі можливості для створення високочутливих та селективних сенсорів до шкідливих та вибухонебезпечних газів (H<sub>2</sub>S, H<sub>2</sub>) в широкому діапазоні концентрацій (5-1000 ppm) і різному рівні вологості повітря при кімнатній температурі. Якщо використовувати несущі тонкоплівкові електроди, то можна отримати значне підвищення чутливості та селективності таких сенсорів до деяких молекул газів і парів води. Це дає можливість заміни каталітичних електродів з паладію та його композитів на більш дешеві сітчасті алюмінієві та мідні електроди для реєстрації полярних молекул (наприклад, води або сірководню). Дисоціація молекул H<sub>2</sub>O та H<sub>2</sub>S на поверхні таких електродів підсилюється внаслідок достатньо сильних електричних полів границь розділу. Також такі структури з сенсibiлізованими шарами пористого кремнію нанорозмірними включеннями каталітичних металів (Pd і WO<sub>3</sub>) можуть бути успішно використані для визначення рівня різних амінокислот у водяних розчинах, а також у плазмі крові людини. Це є досить актуальною задачею, тому що існуючі лабораторні методи (наприклад, на основі рідинної хроматографії) є досить складними і потребують багато часу і матеріальних витрат. Для формування тонких плівок композитів на основі паладію, міді та триоксиду вольфраму було використано метод магнетронного розпилення тонких та надтонких плівок на поверхню пористого кремнію з наступними

відпалами при температурах 400-650 °C на протязі 30-60 хвилин в суміші Ar-O<sub>2</sub> (80% - 20%). Тонкі плівки з Al було сформовано методом термічного випаровування у вакуумі.

Досліджено мікроструктуру тонких плівок міді (методом скануючої електронної мікроскопії СЕМ) та WO<sub>3</sub>/Pd композитних плівок (методом атомної силової мікроскопії АСМ) на поверхні нанопористого кремнію. Типове зображення поверхні систем Cu/Si<sub>por</sub> та WO<sub>3</sub>/Pd/Si<sub>por</sub>, показано на рис.1 а, б. Тонкі плівки міді та триоксиду вольфраму в матриці нанопористого кремнію не є суцільними і складаються з окремих острівців розміром ~0,1-0,2 мкм, а відстань між ними є ~ 0,05 мкм. (рис.1, а, б) На рис.2, а, б представлені результати досліджень хімічного складу тонких плівок композитів Cu/Si<sub>por</sub> та WO<sub>3</sub>/Pd/Si<sub>por</sub> методом мас-спектроскопії вторинних іонів (МСВІ).

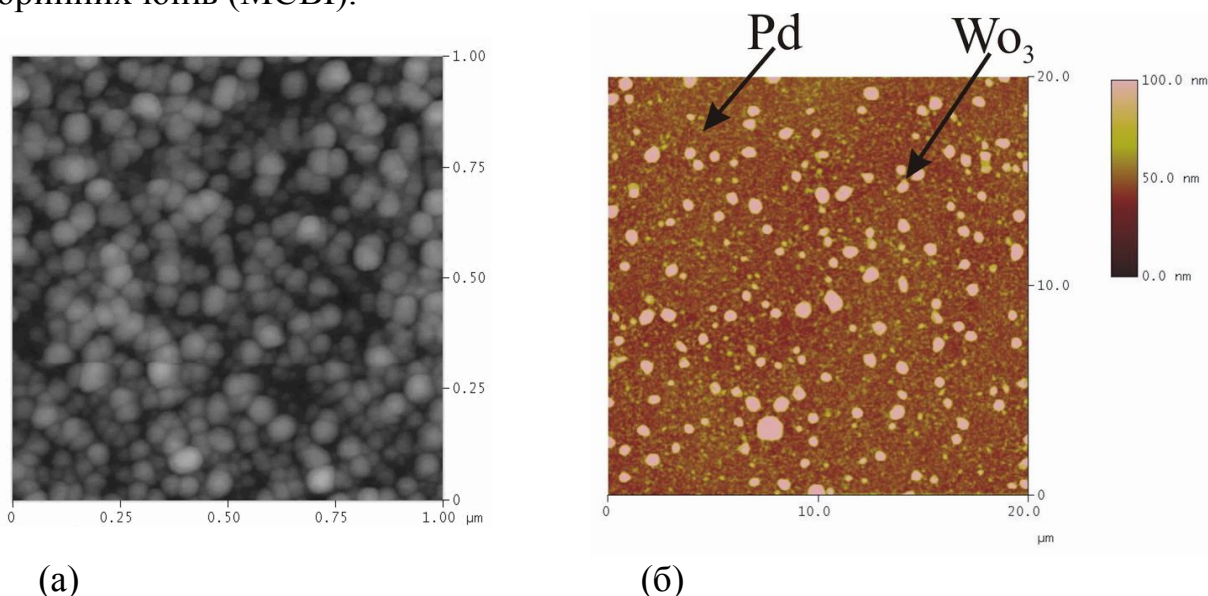


Рис. 1. Морфологія поверхні тонких плівок (а) міді (СЕМ), та (б) триоксиду вольфраму на поверхні паладію (АСМ) в матриці пористого кремнію.

Аналіз рис. 2, а показує, що на поверхні нанопористого шару кремнію є тонка плівка міді. При переході в об'єм пористого шару, мідь продовжує фіксуватися на спектрі МСВІ, що свідчить про заповнення пор міддю. Для систем WO<sub>3</sub>/Pd/Si<sub>por</sub> на МСВІ спектрі одночасно фіксуються сигнали від Si, SiO, Pd, PdO та WO<sub>3</sub>. Це підтверджує АСМ дані, що композитні плівки WO<sub>3</sub>/Pd на поверхні нанопористого кремнію не є суцільними. Така мікроструктура активних електродів сприяє активному проникненню адсорбованих молекул/атомів на межу поділу метал/SiO<sub>2</sub>, додатковому заповненню адсорбційних центрів атомами газу на межі поділу композит металу/нанопористий кремній і зростанню чутливості сенсорів.

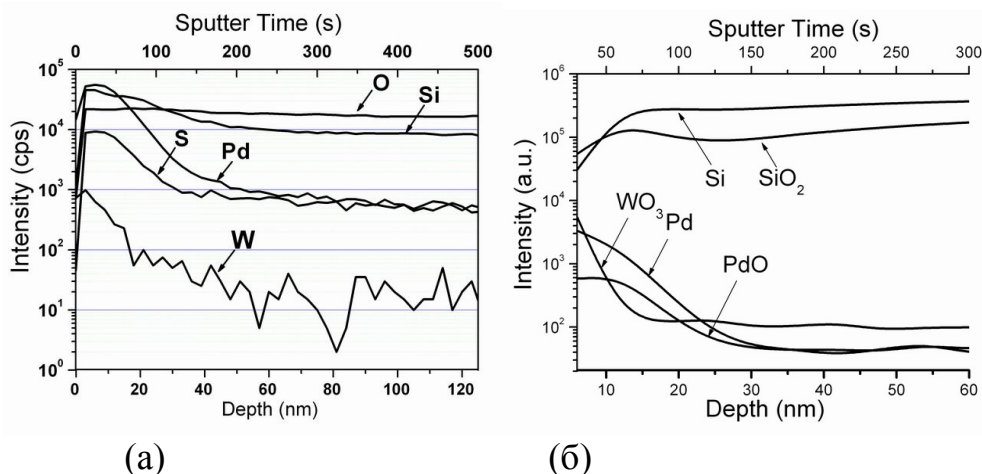


Рис. 2, а, б. МСВІ спектри композиту (а)  $Cu/Si_{por}$  та (б)  $WO_3/Pd$  на поверхні нанопористого кремнію

### Adsorption Sensori with Nano Size Superficial Catalysts

Gorbanyuk T.I., Lytovchenko V.G., Evtuh A.A., Solntsev V.S.

*Institute of physics semiconductors the name V.E. Lashcarova NASU, Kiev, Ukraine*

The chemical compositions of composite  $WO_3/Pd$  and  $Cu/Si_{por}$  electrodes are characterized by SIMS. The SEM and AFM were used for morphologic studies of  $Cu/Si_{por}$  and  $WO_3/Pd$  films, respectively. Gas sensitivity was studied.

### Механізми легуючої дії натрію і йоду у $PbTe$ та його термоелектрична ефективність

Дикун Н.І.

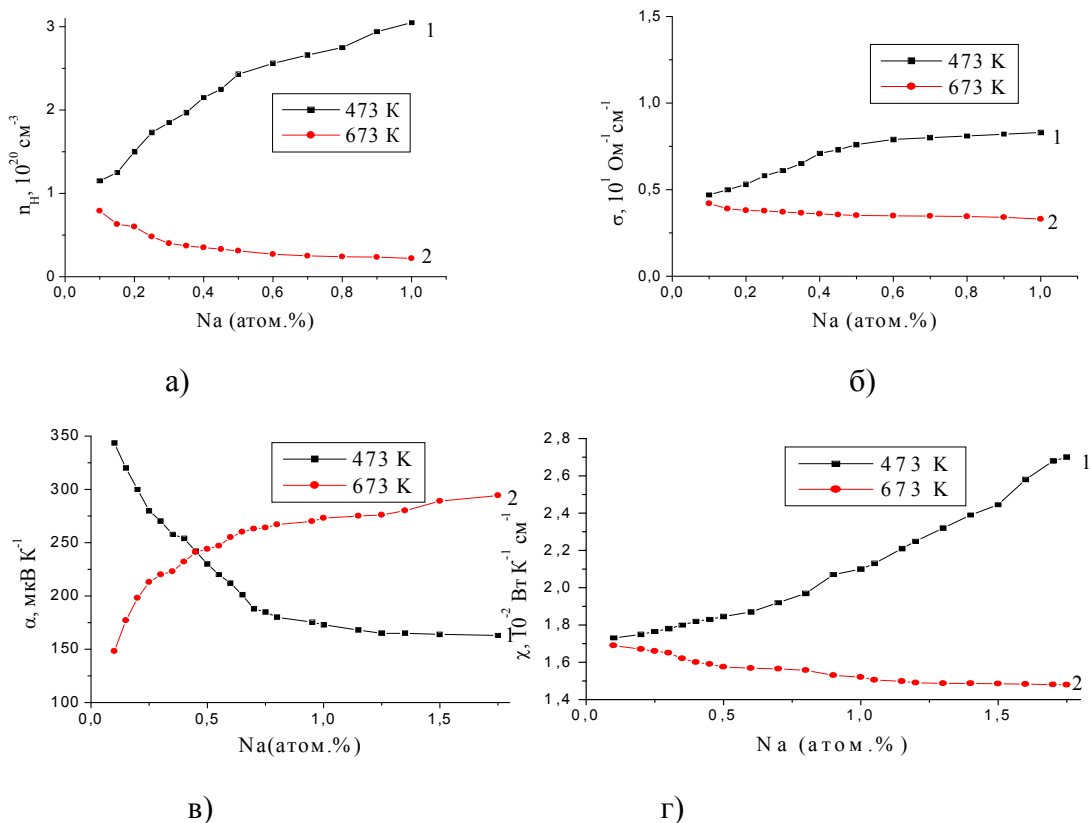
*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

Систематизовано результати дослідження термоелектричного плюмбум телуриду, легованого класичними домішками – натрієм і йодом.

Легування телуриду свинцю натрієм  $PbTe:Na$  обумовлює складний характер залежності кінетичних коефіцієнтів кристалів від вмісту легуючої домішки (рисунок): при низьких температурах (473 К) чітко виражена тенденція до зростання холлівської концентрації носіїв струму ( $n_H$ ) і питомої електропровідності ( $\sigma$ ) та зменшення коефіцієнта термо-е.р.с. ( $\alpha$ ) і коефіцієнта теплопровідності (рисунок – криві 1); при 673К мають місце протилежні залежності (рисунок – криві 2).

Запропоновано кристалохімічний механізм впливу легуючої домішки на виявлені властивості плюмбум телуриду. При введенні Na разом із числом атомів халькогену два атоми Na створюють повністю насичені зв'язки із одним атомом Te за схемою:  $2NaTe = Na_2Te + Te$ . Насичені зв'язки іншого атома Te обумовлюють акцепторну дію,

створюючи дві дірки у валентній зоні. Атоми Na займають міжвузлові положення і утворюють із вакансіями Плюмбуму нейтральні комплекси  $[V_{Pb}^{2-}(Na_i^{1+})_2]^{\times}$  (механізм А). Акцепторна дія Na у PbTe пояснюється утворенням нейтрального комплексу іонізованим  $Na_i^{1+}$  із вакансією Pb при наявності нейтральних вакансій Телуру  $V_{Te}^{\times}$  (механізм В).



**Рис.** Залежність холлівської концентрації ( $n_H$ -а), питомої електропровідності ( $\sigma$  – б), коефіцієнта термо-е.р.с. ( $\alpha$  – в), теплопровідності ( $\chi$  – г) легovanого плюмбум телуриду від вмісту домішки Na при 473 K (криві -1) і 673 K (криві -2).

При низьких температурах, найбільш ймовірно, має місце незначна локалізація дірок, що є причиною зростання їх концентрації із збільшенням вмісту домішки  $N_{Na}$  (рисунок, а – крива 1). Підвищення температури веде до зростання ефективності процесів локалізації дірок і зменшення холлівської концентрації (рисунок, а – крива 2). Відзначені особливості обумовлені перерозподілом структурних дефектів із підвищенням температури, пов'язаних із локалізацією дірок: зростанням концентрації антиструктурних дефектів (механізм А) чи зменшенням концентрації нейтральних вакансій Телуру (механізм В) відповідно.

Досліджено температурні залежності термоелектричних параметрів легovanого натрієм плюмбум телуриду PbTe:Na. Максимальні значення термоелектричної добротності  $Z$  матеріалу припадають на інтервал

температур 600–650 К При цьому суттєво зменшується питома електропровідність і теплопровідність, а коефіцієнт термо-е.р.с. зростає.

Таким чином показано, що домінуючим механізмом легування є утворення нейтральних комплексів із міжвузлових атомів Na і вакансій Pb за умови існування нейтральних вакансій Телуру, які частково іонізуються. Встановлено, що співвідношення між структурними дефектами та ступенем локалізації дірок залежить від величини домішки і температури.

Аналогічні дослідження проведені для плюмбум телуриду легованого домішкою йоду, який є донором.

1. Л.Й. Межиловська, Н.І. Дикун, Л.В. Туровська Механізми акцепторного легування натрієм термоелектричного плюмбум телуриду PbTe:Na // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т.9, №4. – С. 814-821.

### **Mechanisms Alloying by Sodium and Iodine in PbTe and its Thermo-electric Efficiency**

Dykun N.I.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Crystal-quasichemical formulas of mechanisms of doping by Na of PbTe crystals that make acceptor activity are offered. Dependences of concentrations of point defects and Hall's concentrations of change carrier from maintenance of dopand and values of deviation from the stoichiometric composition of the base material are calculated.

### **Нетрадиційний ефект пам'яті у плівках власного оксиду, сформованих на поверхні сколу (0001) монокристалів селеніду індію**

Драпак С.І.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
Чернівці, Україна*

Інтерес до дослідження структури та хімічного складу провідних плівок власного оксиду, які формуються на поверхні селеніду індію при різних температурно-часових режимах оксидування напівпровідникових підкладінок, обумовлений можливістю використання гетероструктур “власний оксид - InSe” у якості радіаційно-стійких фотодіодів, аналізаторів лінійно-поляризованого випромінювання, сонячних елементів та ін., наприклад, [1-3]. Згідно [4-6] продуктами термообробки селеніду індію на повітрі є In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> при T ≈ 320 - 420°C; In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, In<sub>2</sub>(SeO<sub>4</sub>)<sub>3</sub> та In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при T ≈ 420 - 600°C і переважно In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при T > 600°C. Вважається, що термічний відпал InSe у повітряній атмосфері при T < 300–320°C не призводить до утворення інших фаз на поверхні моноселеніду індію.

У даному повідомленні показано, що при  $T < 100^\circ\text{C}$  на поверхні сколу (0001) InSe формуються діелектричні плівки власного оксиду, які складаються із селенату селеніду ( $\text{Se}_2\text{O}_5$ ) із включеннями нанорозмірних частинок індію. Досліджено температурна залежність електропровідності і вольт-амперні характеристики (ВАХ) діелектричних плівок власного оксиду на поверхні InSe. Показано, що лінійна ділянка ВАХ у області слабких електричних полів обумовлена стрибковою провідністю поляронів великого радіусу (добре описується у рамках моделі заряджених центрів [7]). Із збільшенням напруженості електричного поля ВАХ діелектричних плівок власного оксиду селеніду індію є типовою для струмів, обмежених просторовим зарядом. У області сильних електричних полів нелінійності ВАХ обумовлені ефектом Пула-Френкеля (при  $T < 10\text{-}15^\circ\text{C}$ ) або емісією Шотткі (при  $T > 10\text{-}15^\circ\text{C}$ ). Встановлено, що витримка на протязі 2-3 хвилин при нарузі і температурі, при яких реалізується емісія Шотткі, призводить до переключення діелектричних плівок власного оксиду із “низькоомного” у “високоомний” стан, а також ефекту пам’яті. Причому, у “високоомному” стані плівки власного оксиду InSe характеризуються типовою для структур із масивом квантових точок [8] або надградок (у тому числі і неупорядкованих [9]) струмовою нестабільністю із Z- і N-подібною ВАХ.

1. С.И. Драпак, В.Б. Орлецкий, З.Д. Ковалюк, В.В. Нетяга. Формирование барьера в гетероструктуре “собственный окисел–p-InSe”. Электрические и фотоэлектрические свойства // ФТП. – 2003. – Т. 37, № 2. – С. 196-202.
2. З.Д. Ковалюк, В.Н. Катеринчук. Полупроводниковые гетеропереходы оксид-InSe(GaSe) для фотоэлектрических анализаторов поляризованного излучения // ТКЕА. – 2004. – № 3. – С. 1-4.
3. Z.D. Kovalyuk, V.M. Katerynychuk, A.I. Savchuk, O.M. Sydor. Intrinsic conductive oxide–p-InSe solar cells // Mater. Sci. Eng. B. – 2004. – V. 109, N 1-3. – P. 252-255.
4. O.A. Balitskii, R.V. Lutsiv, V.P. Savchyn, J.M. Stakhira. Thermal oxidation of cleft surface of InSe single crystals // Mater. Sci. Eng. B. – 1998. – V. 56, N 1. – P. 5-10.
5. O.A. Balitskii, N.N. Berchenko, V.P. Savchyn, J.M. Stakhira. Characteristics of phase formation during indium selenides oxidation // Mat. Chem. Phys. – 2000. – V. 65, N 2. – P. 130-135.
6. O.A. Balitskii, V.P. Savchyn, V.O. Yukhymchuk. Raman investigation of InSe and GaSe single-crystals oxidation // Semicond. Sci. Technol. – 2002. – V. 17, N 2. – P. L1-L4.
7. Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Т.1. – М.: Мир, 1982. – 368 с.
8. O.V. Pupyshva, A.V. Dmitriev, A.A. Ferajian, H. Mizuseki, Y. Kowazoe. Transition between N- and Z-shaped current-voltage characteristics in

semiconductor multiple-quantum-well structures // J. Appl. Phys. – 2006. – V. 100, N 3. – P. 033 718-1 - 033 718-9.

9. O.V. Pupyshcheva, A.V. Dmitriev. Disorder and its effect on the electron tunneling and hopping transport in semiconductor superlattices // Physica E. – 2003. – V. 18, N 1-3. – P. 290-291.

### **Nontraditional Memory effect in the Intrinsic Oxide Films Formed on the Cleaved Surface (0001) of Indium Selenide Single Crystals**

Drapak S.I.

*I.M. Frantsevich Institute of Materials Science Problems, National Academy of Sciences of Ukraine, Chernivtsi Department, Ukraine*

It is shown that dielectric intrinsic oxide films formed on the InSe surface at  $T < 100^\circ\text{C}$  consists of  $\text{Se}_2\text{O}_5$  with the inclusions of In nanoparticles. The electronic processes, which result in switching from a low- into a high-resistivity state and memory effect in the intrinsic oxide films on the InSe surface, are discussed.

### **Ограничитель СВЧ мощности на основе высокотемпературного сверхпроводящего пленочного ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) сосредоточенного элемента**

Каленюк А.А., Ребиков А.И., Скорик Н.А., Пан В.М.

*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова, Киев, Украина,*

В работе исследовалась нелинейная зависимость вносимых потерь ВТСП ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) микрополосковой линией от мощности приложенного СВЧ поля, в интервале температур 78-90К. В качестве объекта для исследований использовался 8мм отрезок микрополосковой 50 Ом линии с сужением в центре (рис.1.). Подобная топология применялась для увеличения плотности СВЧ тока  $I_{\text{rf}}$  при небольших значениях входящей мощности  $P_{\text{in}}$ . Нелинейный режим распространения СВЧ сигнала в линии, определяемый по зависимости  $IL(P_{\text{in}})$  (Insertion Loss:  $IL(P_{\text{in}}) = 10 \log(P_{\text{out}}/P_{\text{in}})$ ), возникает при достижении амплитудой СВЧ тока своего критического значения  $I_{\text{rf}} = I_c$  ( $P_{\text{in}} = P_c$ , рис. 2) в области сужения. При этом величина  $I_c$ , по всей видимости, обусловлена депиннингом вихрей, индуцированных в пленке высокочастотным полем. В нелинейной области (при  $I_{\text{rf}} > I_c$ ) становятся существенными эффекты разогрева, связанные с движением вихрей и приводящие к гистерезисной зависимости  $IL(P_{\text{in}})$ .

Проведенный расчет показал, что потери в линии связаны с образованием в области сужения резистивных поперечных доменов, температура которых выше критической. Показано, что небольшое сужение микрополосковой линии из пленки ВТСП можно рассматривать

как сосредоточенный нелинейный резистивный элемент, на базе которого возможно создание ограничителя СВЧ мощности (рис. 2).

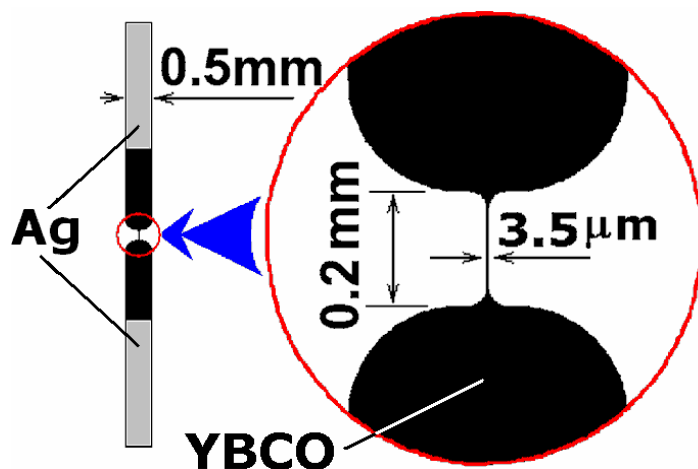


Рис. 1. Топология микрополосковой линии. Ag-серебряное покрытие, YBCO -  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  пленка толщиной 200нм на подложке из сапфира.

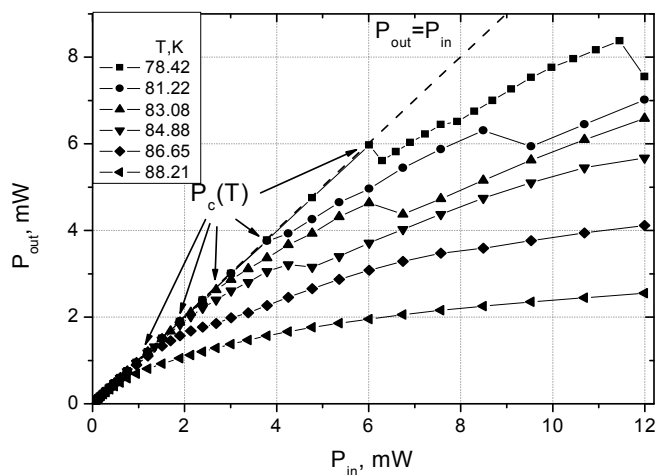


Рис.2. Ограничение СВЧ мощности. Зависимости  $P_{out}(P_{in})$  для разных температур. Зависимости получены на частоте 1 ГГц.



## Розширений графіт як активний матеріал для іоністорів багатофункціонального призначення

Каліцінський В.З., Григорчак І.І.

Національний університет “Львівська політехніка”, Львів, Україна

Як відомо, сьогодні на шляху росту сфер застосування конденсаторів на подвійному електричному шарі (іоністорів) постають дві основні проблеми:

- недостатньо висока потужність струмоутворюючих процесів при ємнісному і псевдоємнісному накопиченні енергії;
- різкий спад ємності і високі електричні втрати уже в середньочастотному діапазоні, що лімітує застосування іоністорів в якості фільтруючих (радіочастотних) конденсаторів.

Зазвичай в іоністорах в якості енергонакопичувального матеріалу використовується нанопористе вугілля, для якого властива відносно низька концентрація носіїв заряду ( $n$ ). В результаті, ємність щільної частини подвійного шару у вугіллі (шару Гельмгольца) шунтується ємністю області просторового заряду.

В роботі запропоновано підхід для вирішення вищеописаної проблеми. Очевидно, що матеріалом з аналогічними до активованого вугілля поляризуючими властивостями, але з суттєво вищим значенням величини  $n$  є графіт. Проте, його застосування в іоністорах ускладнюється малою віддалю між графеновими шарами, що унеможлиблює формування між ними екрануючого дифузійного шару Гуї-Чепмена.

Для розширення ґратки графіту вздовж кристалографічної осі  $C$  ми застосували інтеркаляційно-термічну модифікацію. На першому етапі синтезується сполука інтеркалювання графіту з сірчаною кислотою потрібної стадії „ешелонування”, а на другому - під дією температурного поля збільшується відстань між шарами, що супроводжується деінтеркаляцією. В результаті експериментів встановлено, що для вирішення поставленої задачі оптимальний температурний інтервал процесу модифікації складає 550–650°C, а час модифікації - 2 години. На рис.1 показано зміну структури графіту після його інтеркаляційно-термічної модифікації. На рис. 2а подано циклічну вольтамперограму графіту у водному розчині  $KOH$  після його інтеркаляційно-термічної модифікації. Як бачимо, матеріал залишається практично ідеально поляризованим в області потенціалів 0÷1 В. Рис. 2б і рис. 2в ілюструють можливість ефективного застосування розширеного графіту в іоністорах

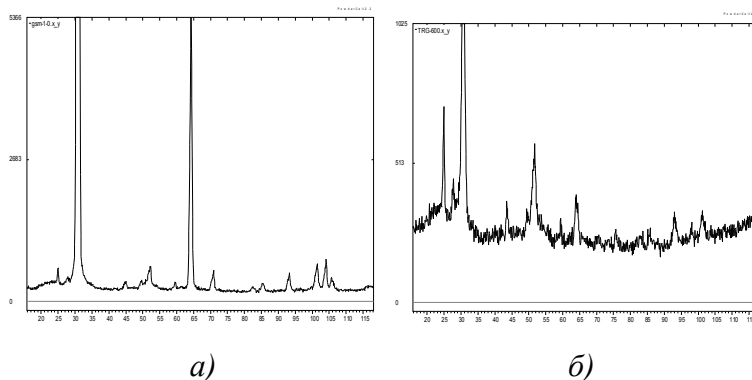


Рис. 1. Рентгенівські дифрактограми графіту до (а) та після (б) модифікації

для роботи в радіочастотному діапазоні та для псевдоємнісного накопичення заряду в системах з апротонними розчинами в широких вольтажних діапазонах.

В роботі аналізуються термодинамічні та кінетичні характеристики процесів струмоутворення в іоністорах на базі розширеного графіту, та пропонуються теоретичні моделі, що їх пояснюють.

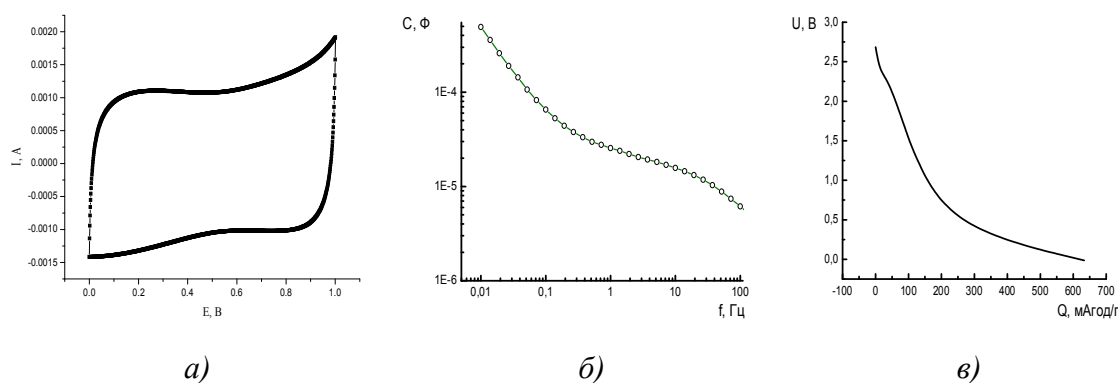


Рис. 2. Циклічна вольтамперограма (а), частотна залежність ємності межі розділу розширеного графіту з водним розчином KOH (б) та псевдоємнісний розрядіоністора на його основі з апротонним електролітом (в)

## Splited Graphite as an Active Material for Multifunctional Ionistors

Kalitsinskyj V.Z., Grygorchak I.I.

*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

In this study an ability of usage of graphite in electrochemical double-layer systems was analyzed. To improve the operating characteristics of graphite there was proposed thermo-intercalation method of its modification. The results of experimental investigations of derived material are presented.

## Електродні матеріали суперконденсаторів з рослинної сировини

Ковалюк З.Д., Юрценюк С.П., Боднарашек В.М., Юрценюк Н.С.

*Чернівецьке відділення Інституту проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича  
Національної Академії наук України, Чернівці, Україна*

В наш час питання енергетичного забезпечення є однією з найважливіших проблем в сучасному світі. Поряд з інтенсивним пошуком нових джерел енергії, удосконаленням та розробкою пристроїв нетрадиційної енергетики, важливою ланкою виступає питання накоплення та зберігання енергії. Одним з елементів цієї ланки є накоплення електричної енергії, а перспективним технічним пристроєм для вирішення цього завдання є суперконденсатор (СК) - накоплювач електричної енергії на подвійному електричному шарі, широке використання якого стримується внаслідок комерційно доступних електродних матеріалів.

В даній роботі проведено дослідження вуглецевих матеріалів, отриманих з різних видів рослинної сировини, в якості електродних матеріалів СК. Для досліджень нами обрано рослинну сировину, яка має волоконно-капілярну структуру. Така структура при відповідній технологічній обробці зберігається в кінцевому продукті але зі значним зменшенням геометричних розмірів [1], що дає змогу отримувати пучки нанорозмірних вуглецевих капілярів.

Для досліджень нами обрано такі рослинні матеріали: 1 - кукурудзяні рильця, 2 - лист кукурудзи сухий, 3 - хвоя карпатської ялини, 4 - камбій карпатської ялини, 5 - дерьга льону та 6 - бавовна. Технологічна обробка, тобто цикли карбонізації (піролізу) та активації, вказаної вихідної сировини проводилась однаково для всіх видів за методикою описаною в роботі [2].

Наявність вуглецевих наноструктур в кінцевому продукті кожного з вибраних матеріалів оцінювалась за результатами електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) згідно методики [3,4], вимірами імпедансу - згідно [5] та по області розташування енерго-потужнісних параметрів СК на діаграмі Регона [6]. Визначення питомої ємності ( $C_{\text{пит}}$ ) та оцінка величини внутрішнього опору ( $r_i$ ) проводилась на макетних зразках СК з водним розчином електроліту, в якості якого використовувався 6М розчин КОН, як при постійному струмі заряд - розряду, так і частотно залежні характеристики в діапазоні частот від 0,01 до  $10^5$  Гц. Результати досліджень приведені в табл. 1.

*Таблиця 1*

Параметр	Вихідна сировина					
	1	2	3	4	5	6
$C_{\text{пит}}, \Phi/\Gamma$	230-240	160 - 170	200 - 210	180 - 190	140 - 150	150 - 160
$r_i, \text{Ом}$	0,06	0,14	0,13	0,10	0,13	0,11

$C_{\text{пит}}, \Phi/\Gamma$  - питома ємність отриманого вуглецевого матеріалу з відповідної вихідної сировини. Виміри проведено при стандартному струмовому коефіцієнті  $k=10 \text{ мА}/\Phi$ :

$r_i, \text{Ом}$  - внутрішній опір дослідного зразка відповідно на частоті  $10^5 \text{ Гц}$ .

Як видно з табл.1 найкращими показниками в СК при даній технологічній обробці володіють вуглецеві матеріали отримані з вихідної рослинної сировини – кукурудзяні рильця. Однак, всі отримані результати вказують на перспективність використання вуглецевих матеріалів з біосировини в якості дешевого і разом з тим ефективного електродного матеріалу в СК, що дасть змогу прискорити більш широку їх комерціалізацію .

1. Kong Z., Wang E., Mao B., Su Z., Chen L., Xu L. Obtaining carbon nanotubes from grass // *Nanotechnology*. – 2005. – V. 16, N 8. – P. 1192-1195.
2. Бухаров В.А., Ковалюк З.Д., Нетяга В.В., Юрценюк Н.С., Юрценюк С.П. Углеродный материал из растительного сырья для электродов суперконденсаторов. // *Электрохимическая энергетика*. – 2008. – Т. 8, № 2. – С. 111-114.
3. Демишев С.В., Лучинин П.Л., Образцова Е.Д., Пронин А.А., Терехов С.В. ЭПР-спектроскопия углеродных нанотрубок. // *XLV Научная конференция Московского физико-технического института, Москва, 26 -30 ноября 2002 года*.
4. Jonathan N. Coleman, Diarmuid I. O'Brien, Brendan McCarthy, Robert C. Barclie, and Werner J. Blau/ Nanotube Content in Arc Generated Carbon Powder.// *Monatehefte für Chemie*. – 2001. – V. 132. – P. 53-61.
5. Andrew Chu, Paul Braatz Comparison of commercial supercapacitors and high-power lithium-ion batteries for power-assist applications in hybrid electric vehicles. I.Initial characterization. // *J. Power Sources*. – 2002. – V. 112. – P. 236-246.
6. Arepally P., Fireman H., Huffman C., Moloney P., Nikolaev P., Yowell L., Higgins C.D., Kim K., Kohl P.A., Turano S.P., Ready W.J. Carbon – Nanotube – Based Electrochemical Double-Layer Capacitor Technologies for Spaceflight Applications. // *JOM*. – 2005. – V. 57. – P. 26-31.

## **Electrode Materials of Souper Condenser from Vegetable Raw Material**

Kovalyuc Z.D., Yurtsenyuk S.P., Bodnarashek V.M., Yortsenyuk N.S.

*Institute of problems material science the name I.M. Frantsevicha NASU, Chernivtsi, Ukraine*

Investigation of carbon materials obtained from different kinds of vegetable raw materials that are considered to be used as electrode materials for supercapacitors are carried out. On the basis of measurements of electron paramagnetic resonance, impedance characteristics, and Regon's diagram it is supposed that at some selection of the initial raw materials and appropriate technological treatments the final product contains carbon nanostructures, probably in the form of bundles of multi-wall carbon nanotubes.

## **Прозорі плівкові електроди для гнучких фотоелектричних перетворювачів**

Крикун К.Ю., Копач Г.І., Хрипунов Г.С.

*Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»,  
Харків, Україна*

Прозорі електропровідні шари оксидів індію та олова (ІТО) широко використовуються в якості електричних контактів у різних типах високоефективних плівкових фотоелектричних перетворювачах (ФЕП). Зазвичай плівкові ФЕП виготовляють на скляній підкладці. Зміна скляної підкладки на поліімідну плівку дозволяє отримувати новий тип приладових структур – гнучкі ФЕП. Гнучкі ФЕП мають поліпшені експлуатаційні параметри, в першу чергу, низьку масу та можливість монтування на поверхнях любых форм.

Для формування фронтальних електродів гнучких ФЕП були досліджені: кристалічна структура, електричні та оптичні властивості шарів ІТО, які формувалися на поліамідних плівках фірми UPILEX. Шари ІТО отримувалися методом нереактивного магнетронного розпилення при постійному струмі. При цьому використовувалася мішень, яка містить 90 вес. %  $\text{In}_2\text{O}_3$  та 10 вес. %  $\text{SnO}_2$ . Температура підкладки ( $T_s$ ) при осадженні шарів варіювалась від  $25^\circ\text{C}$  до  $500^\circ\text{C}$ . Початковий залишковий тиск у вакуумній камері складав  $3,0 \cdot 10^{-7}$  Па, робочий тиск в процесі розпилення мішені –  $2,5 \cdot 10^{-4}$  Па. Швидкість осадження складала 5 нм/хв.

Дослідження кристалічної структури отриманих плівок проводилися за допомогою рентгенівського дифрактометра ДРОН-5М, у кобальтовому випромінюванні з фокусуванням по методу Бреґга-Брентано ( $\theta$ - $2\theta$ ). Аналіз рентгенодифрактограм плівок ІТО показав, що ідентифіковані дифракційні піки відносяться до об'ємно центрованої кубічної модифікації  $\text{In}_2\text{O}_3$ . Відношення двох найбільш інтенсивних дифракційних максимумів яке

характеризує переважну орієнтацію, було мінімальне при температурі підкладки 200 °С та складало  $I_{(222)}/I_{(400)}=0,1$ . Це свідчить про те що плівки мають переважну орієнтацію в напрямку  $\langle 100 \rangle$ , що, згідно літературі, пов'язано зі збільшенням концентрація олова в міжвузлях підгратки індію та дефіцитом кисню. Встановлено, що при зростанні температури осадження до 100°С міжплощинна відстань кристалографічних площин (400) зростає від  $d_{400} = 2,546 \text{ \AA}$  до  $d_{400} = 2,553 \text{ \AA}$ . Подальше збільшення температури осадження до 500 °С призводить до зменшення  $d_{400}$  до 2,540 Å. При зростанні температури осадження  $d_{222}$  поводять себе не монотонно.

Було визначено, що при температурі осадження 200°С спостерігається максимальна півширина дифракційного максимуму(222)  $\Delta d_{222} = 0,42$  град, а максимальна півширина дифракційного максимуму (400) спостерігається при температурі осадження 300 °С -  $\Delta d_{222} = 0,28$ .

При проведенні досліджень оптичних властивостей шарів ІТО було встановлено, що найбільший середній коефіцієнт пропускання гетеросистеми ІТО/Polyimide в означеному спектральному діапазоні складав 0,61. Таку прозорість мали гетеросистеми в яких шари ІТО осаджувалися при температурі підкладки 200°С та 300 °С. Визначено, що поверхневий електроопір шарів ІТО зменшується від  $R_{\square} = 172,12 \text{ \Omega}/\square$  до  $R_{\square} = 8,48 \text{ \Omega}/\square$  при збільшенні температури осадження до 300 °С. При збільшенні температури підкладки до 500 °С поверхневий електроопір зростає до  $R_{\square} = 13,83 \text{ \Omega}/\square$ . При температурі підкладки 300 °С концентрація та рухливість носіїв заряду шарів ІТО складала  $8,27 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  і  $44,3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , відповідно.

Досягнуті оптичні та електричні властивості шарів ІТО, які були осаджені при температурі 300 °С, дозволяють формувати прозорі електроди для ефективні гнучких сонячних елементів.

*Робота підтримана грантом STCU Project 4301.*

### **Transparent film Electrode for Flexible Solar Cell**

Krikun K.Y., Kopach G.I., Khrypunov G.I.

*National Technical University (KhPI), Kharkiv, Ukraine*

The result of investigations of crystalline structure, optical and electrical properties of indium and tin oxides (ITO) films on polyimide substrates received by non-reactive DC magnetron sputtering method have been presented. The peaks have been determined by XRD measurements are related to the crystalline ITO with body centered cubic structure. The least value of sheet resistance of the ITO layers is obtained on Polyimide foils was  $R_{\square} = 8.48 \text{ \Omega}/\square$  at substrate temperature 300 °С. The value of charge carrier concentration and the value of charge carrier mobility of the ITO films were  $8.27 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  and  $44.3 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{sec})$ , respectively. The superior average transmittance of the ITO/Polyimide in the visible range (400-800 nm) has been received at substrate

temperature 200 and 300 °C and equal 0.61. Thus, it had been shown, that the application of ITO films obtained by DC magnetron sputtering at 300 °C are acceptable for fabrication of highly effective flexible solar cells.

## **Тонкопленочные газовые сенсоры на основе термоэлектрического преобразования**

Куданович О.Н., Полевская Л.Г.

*Институт физики им Б.И. Степанова Национальной Академии наук Беларуси,  
Минск, Республика Беларусь*

Металлооксидные полупроводниковые сенсоры водорода обладают высокой чувствительностью и позволяют определять концентрацию водорода в воздухе от нескольких тысячных объема процента. При более высоких концентрациях относительное изменение сопротивления сенсора снижается, т.е. проявляется эффект насыщения. В связи с этим для измерения высоких концентраций применяют термокаталитические и термокондуктометрические сенсоры. Платиновая нить, как катализатор окисления  $H_2$ , в силу невысокого термического коэффициента электросопротивления ( $3,9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ) обеспечивает невысокую чувствительность.

С целью увеличения чувствительности предлагается для детектирования газов использовать тонкопленочный термоэлектрический преобразователь с большим количеством соединенных последовательно тонкопленочных термопар. При этом выходной сигнал сенсора - значение термо-ЭДС  $E$  прямо пропорционально коэффициенту Зеебека  $\beta$ , количеству термопар и разности температур  $T_r - T_x$  между горячими и холодными спаями:

$$E = \beta \times (T_r - T_x)$$

С учетом этого создан комбинированный термокаталитический и термокондуктометрический сенсор, позволяющий измерять концентрацию водорода от долей до ста объемных процентов. Контроль температуры при термокаталитическом нагреве или термокондуктометрическом охлаждении осуществляется по значению выходной термо-ЭДС батареи термопар. Конструктивно сенсор выполнен в виде двух термоэлектрических тонкопленочных преобразователей на одной подложке, материалы нагревателя и ветвей термопар одного из которых являются катализаторами окисления водорода, а соответствующие пленочные элементы второго свойствами термокатализа для водорода не обладают. Чувствительность термокаталитического сенсора составляет  $\sim 7,5 \text{ mV}$  на один процент  $H_2$ , а чувствительность термокондуктометрического сенсора при 350 мВт составляет 1.3 mV на один объемный процент водорода.

Кроме того, на основе термоэлектрического преобразования создан сенсор, преобразующий лучистое излучение в тепло и тепло в электрический сигнал. В таком качестве они могут быть полезны как измерители лучистых потоков и энергии химических реакций.

### Thin Film Gas Sensors Based on Thermoelectric Conversion

Kudanovich A. M., Paleuskaya L. R.

*Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus*

It is offered to use thermoelectric conversion for creation of thin films gas sensors. The sensor includes two parts: thermocatalytical and thermoconductmetrical. On the basis of thermoelectric conversion creation of radiant energy sensors is possible.

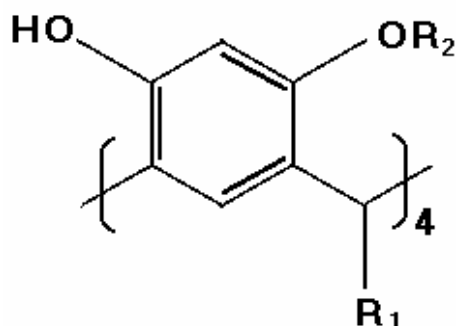
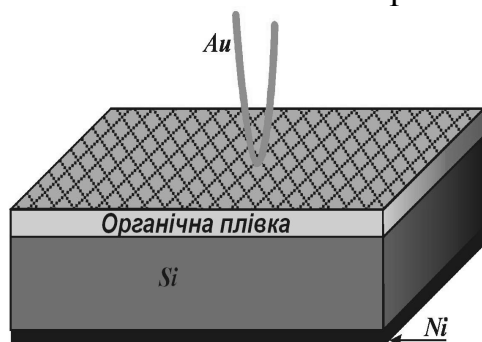
### Газова чутливість структур на основі кремнію з тонкими плівками каліксаренових сполук

Казанцева З.І.<sup>1</sup>, Івашенко О.О.<sup>2</sup>, Ільченко В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників імені В.С. Лашкарьова, Київ, Україна

<sup>2</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Інтенсивні дослідження каліксаренів продемонстрували особливу ефективність їх використання в якості чутливих елементів хімічних сенсорів [1]. Запропонований експериментальний зразок являє собою тришарову структуру, схематично зображену на рис. 1 а. За основу було взято кремнієву підкладку, на яку методом термічного напилення з однієї сторони було нанесено нікелевий контакт. Хімічно чиста друга поверхня за допомогою методу Ленгмюра-Блоджетт вкрита тонкою органічною плівкою каліксаренів товщиною 10-80 Å.



	R1	R2
1	C <sub>7</sub> H <sub>15</sub>	H
2	C <sub>7</sub> H <sub>15</sub>	O=P(OPr) <sub>2</sub>

**a**

**б**

**Рис. 1.** а – схематична будова зразка із золотим контактом, б – структурна формула каліксаренів



Виготовлені тришарові структури досліджувались способом вимірювання їх вольт-амперних характеристик в двох режимах – в атмосфері повітря і в парах різних газів. При зміні середовища, в результаті адсорбції молекул газу, структура змінювала свої властивості, що проявлялось у зростанні або зменшенні струму при прикладанні напруги. Зміна струму  $\Delta I$  спостерігається на обох типах підкладинок (n,p), для досліджуваних каліксаренів (Рис. 1, б) – калікс-резорцинол-арену і фосфорильованого каліксарену. Досліджено залежність ВАХ від товщин органічних плівок.

1. Koshets, Z.I. Kazantseva, Yu.M. Shirshov, S.A. Cherenok, V.I. Kalchenko. Calixarene films as sensitive coatings for QCM-based gas sensors. // Sensors and Actuators. – 2005. – V. B106. – P. 177-181.

### **Залежність електричних параметрів фотоприймачів на поверхнево-бар'єрних структурах $Ni-In_2Hg_3Te_6$ від технології, вирощування і підготовки підкладок**

Косяченко Л.А., Склярчук В.М., Склярчук О.Ф., Ковальчук М.Л.,  
Раренко А. І., Салань В.П.

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна*

Прямозонний напівпровідник  $Hg_3In_2Te_6$  з шириною забороненої зони близько 0,72 eV – перспективний матеріал для створення високочутливих швидкодіючих детекторів оптичного випромінювання, чутливих в спектральній області в околі 1.55 мкм, яка відповідає найменшим втратам у кварці – основному матеріалі для виготовлення оптичного волокна. Висока концентрація електрично нейтральних стехіометричних вакансій, яка притаманна цьому матеріалу, зумовлює його високу радіаційну стійкість і нечутливість до багатьох домішок і дефектів. Ще в 90-х роках минулого століття було доведено можливість створення на цьому матеріалі фоточутливих структур з внутрішнім квантовим виходом фотоелектричного перетворення майже 100% для довжини хвилі 1,55 мкм [1].

В даній роботі представлено аналіз електричних характеристик діодних структур  $Ni-Hg_3In_2Te_6$  в залежності від технологічних умов вирощування матеріалу. Кристали n-типу провідності були вирощені після синтезу їх сплавів з компонент високої чистоти класу В5 двома методами: вертикальним способом Бріджмена та модифікованим методом зонної плавки при неперервному перемішуванні розплаву. Використання другого методу сприяло більш рівномірному розподілу компонентного складу по всьому об'єму кристалу, що підвищувало його однорідність.

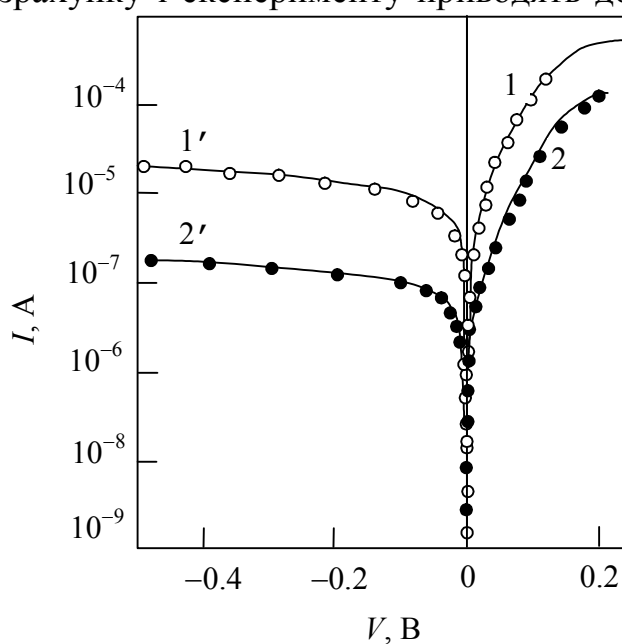
Аналіз електричних характеристик проводився на основі теорії

генерації-рекомбінації Саа-Нойса-Шоклі. Генераційно-рекомбінаційні струми  $I_g$  розраховувались за формулою (1) [2]

$$|I_g| = \frac{ep_1W}{\tau_{p0}} \frac{\sqrt{E_g - \Delta\mu - E_t - eV} - \sqrt{E_t - \Delta\mu}}{\sqrt{\varphi_0 - eV}} \quad (1),$$

де  $E_g$  – ширина забороненої зони,  $W$ - ширина області просторового заряду,  $\Delta\mu$ - глибина залягання рівня Фермі,  $\varphi_0$  – висота потенціального бар'єра,  $p_1$  і  $\tau_{p0}$ - концентрація і час життя неосновних носіїв відповідно,  $V$ -прикладена напруга. Енергія іонізації генераційно-рекомбінаційного рівня  $E_t$  підбиралась з умови найкращого узгодження вимірних характеристик з розрахованими.

Співставлення результатів розрахунку і експерименту приводять до висновку, що основними центрами генерації-рекомбінації для діодів, виготовлених на  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ , вирощеному методом Бріджмена, є рівні, глибина залягання яких складає 0,29 еВ, а для діодів на кристалах, вирощених модифікованим методом зонної плавки – 0,26 еВ. Можна припустити, що використання останнього методу приводить до зменшення концентрації глибоких рівнів ( $E_t=0,29$  еВ) настільки, що домінуючими центрами генерації-рекомбінації стають рівні  $E_t=0,26$  еВ. Це позитивно позначається на важливих для практичного застосування характеристиках діодів, а саме, приводить до зменшення зворотного струму і збільшення часу життя носіїв заряду.



**Рис. 1.** Співставлення експериментальних (кружки) і розрахованих за формулою (1) (суцільні лінії) вольт-амперних характеристик діодів  $\text{Ni-Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ , виготовлених на монокристалах, вирощених методом Бріджмена (1) і модернізованим методом зонної плавки (2).

1. Малик А.И., Грушка Г.Г., Тевс Н.Р. Высокоэффективный измерительный фотодиод на основе ртутно-индиевого теллурида // ЖТФ. – 1990. – Т. 60. – С. 146-146.
2. Kosyachenko L.F., Kabanova I.S., Sklyarchuk V.M., Sklyarchuk O.F., Rarenko I.M.  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$  – based photodiodes for optic communication // Phys. Stat. Sol. (a). – 2009. – V. 205, N. 2. – P. 353–355.

## Вплив ультразвуку на ВАХ в тонкоплівкових фотодіодних структурах CdHgTe/GaAs

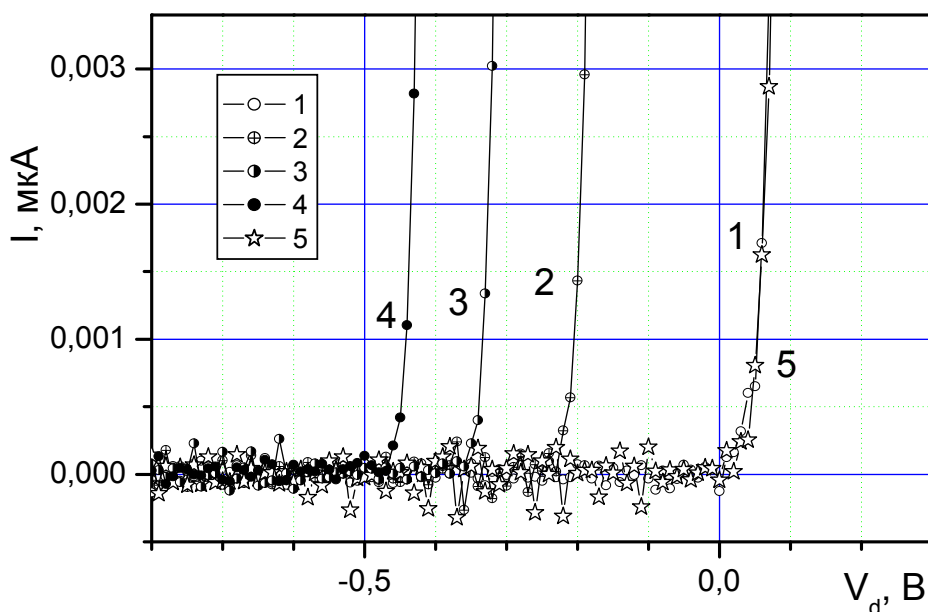
Лисюк І.О., Оліх Я.М., Сизов Ф.Ф., Варавін В.С.<sup>1</sup>

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна;*

*<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників РАН, Новосибірськ, Росія*

Дослідження впливу різних сторонніх чинників на працездатність приладів мікро- та фото електроніки завжди актуальні. Одним з таких факторів є акустичний шум. Особливо чутливими до дії ультразвуку (УЗ), як було встановлено для об'ємних кристалів, є вузькощілинні напівпровідники  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [1]. Оскільки фотоприймальні пристрої ІЧ діапазону на основі КРТ під час експлуатації завжди знаходяться під впливом акустичного шуму, то важливо було дослідити цей вплив на роботу фотодіодних елементів в масиві, що і було метою даної роботи.

В роботі досліджувалися фотодіодні матриці ( $128 \times 128$  фотодіодних елементів), сформовані на плівці  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,3$ ), яка була виготовлена методом молекулярно-променевої епітаксії на GaAs. ВАХ вимірювалися під час УЗ навантаження (діапазон частот 5-30 МГц) при температурі 78 К. Набір ВАХ одного фотодіоду з масиву  $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$  при різних УЗ інтенсивностях показано на рисунку.



*Темнові ВАХ при 78К. Криві при різних значеннях ВЧ напруги (5,4МГц) на акустичному п'єзоперетворювачі  $U_{уз}$ , В: 1 – 0, до УЗ навантаження; 2 – 1; 3 – 1,5; 4 – 2; 5 – 0, після УЗ навантаження.*

Головні особливості акустичного впливу при збільшенні ВЧ напруги на акустичному п'єзоперетворювачі  $U_{уз}$  зводяться до наступного:

1. Спостерігається зміщення ВАХ в бік негативних напруг, а величина такого зміщення пропорційна  $U_{y3}$ .

2. При виключенні дрейфового електричного поля  $V_d$  на контактах фотодіоду виникає акустоерс і, для окремих фотодіодів, спостерігається збільшення темного струму.

3. При великих значеннях  $U_{y3}$  відбувається „спрямлення” прямої гілки ВАХ – змінюється характер залежності струму від  $V_d$ , з експоненціальної на квадратичну.

4. Максимальний вплив спостерігається на частотах близьких до резонансних частот АЧХ п'єзоперетворювача.

5. При виключенні  $U_{y3}$  ВАХ поверталися, як правило, до вихідних (криві 1 і 5 на рис.). Для окремих фотодіодів спостерігалися незворотні (деградаційні) зміни ВАХ.

Аналіз вперше спостережених для фотодіодних структур CdHgTe/GaAs акустостимульованих змін ВАХ проведено в рамках моделі акустоіндукованого тунельного струму по дислокаційних рівнях в  $p-n$  структурах. Отримані результати мають також і практичне значення, оскільки вказують на необхідність акустоізоляції для надійної роботи досліджених фотодіодних масивів.

1. Власенко А.И., Олих Я.М., Савкина Р.К. Акустостимулированная активация связанных дефектов в твердых растворах CdHgTe // ФТП. – 1999. – Т. 33, № 4. – С. 410-414.

### **Current-Voltage Characteristics of Thin Photodiode Structure CdHgTe/GaAs under Ultrasound Loading**

Lysiuk I.O., Olikh Ja.M., Sizov F.F., Varavin V.S.<sup>1</sup>

*Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine;*

<sup>1</sup>*Institute of Semiconductor Physics, RAS, Novosibirsk, Russia*

Dark current-voltage characteristics of infrared photodiodes formed on  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0,3$ ) has been investigated under ultrasound loading in the frequency range from 5 to 30 MHz at the temperature 78 K. Shift of current-voltage characteristics to negative side of voltage caused by acoustoelectric voltage are observed. Analysis has been made by model of acoustoinduce tunneling of carriers through dislocation level in  $p-n$  structures.

### **Система Ag–Sn–S–Br. Нові суперіонні сплави**

Миколайчук О.Г., Мороз М.В., Демченко П.Ю.

*Львівський національний університет ім. І.Франка, Львів, Україна*

$T-x$  простір систем  $Ag - B^{IV} - C^{VI} - D^{VII}$  ( $B = Si, Ge, Sn; C = S, Se; D = Cl, Br, I$ ) в області чотириелементних сплавів мало вивчений. В [1] встановлено існування суперіонних фаз  $Ag_7B^{IV}S_5Br(I)$  (просторова група

$F\bar{4}3m$ ,  $Z=4$ . Автор [2] одержав гідротермальним синтезом монокристали сполук  $Ag_6GeS_4Br_2$  та  $Ag_6GeS_4Cl_2$  (просторова група  $Pnma$ ,  $Z=4$ ), які розпадаються вище  $\sim 430$  К.

Нами досліджено  $T$ - $x$  простір системи  $Ag-Sn-S-Br$  вздовж розрізу  $Ag_8SnS_6-(AgBr)_4\cdot SnS_2$  в частині 25-100 мол. %  $Ag_8SnS_6$  класичними методами фізико-хімічного аналізу. Результати досліджень подано на рисунку. Згідно отриманих даних на основі  $\alpha-Ag_8SnS_6$  формується широка область твердих розчинів. Синтезований в [1] при 850 К як сполука сплав  $Ag_7SnS_5Br$  є твердим розчином на основі  $\alpha-Ag_8SnS_6$  (тут і надалі риска над символом фази означає твердий розчин на її основі), метастабільним при кімнатній температурі.

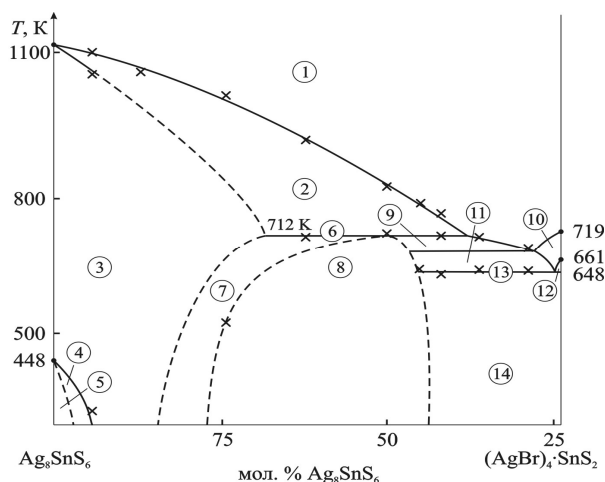


Рис. Політермічний розріз  $Ag_8SnS_6-(AgBr)_4\cdot SnS_2$  системи  $Ag-Sn-S-Br$  в частині 25-100 мол. %  $Ag_8SnS_6$ . 1 -  $L$ ; 2 -  $L+\alpha-Ag_8SnS_6$ ; 3 -  $\alpha-Ag_8SnS_6$ ; 4 -  $\alpha+\beta-Ag_8SnS_6$ ; 5 -  $\beta-Ag_8SnS_6$ ; 6 -  $L+\alpha-Ag_8SnS_6 \rightarrow Ag_6SnS_4Br_2$ ; 7 -  $\alpha-Ag_8SnS_6+Ag_6SnS_4Br_2$ ; 8 -  $Ag_6SnS_4Br_2$ ; 9 -  $L+Ag_6SnS_4Br_2$ ; 10 -  $L+Ag_2SnS_3$ ; 11 -  $L+Ag_2SnS_3+Ag_6SnS_4Br_2$ ; 12 -  $L+Ag_2SnS_3+AgBr$ ; 13 -  $L \rightarrow Ag_6SnS_4Br_2+Ag_2SnS_3+AgBr$ ; 14 -  $Ag_6SnS_4Br_2+Ag_2SnS_3+AgBr$ .

Вперше встановлено існування сполуки  $Ag_6SnS_4Br_2$ . Вона виділяється із розплаву при 712 К по схемі:  $L+\alpha-Ag_8SnS_6 \rightarrow Ag_6SnS_4Br_2$ . Область гомогенних сплавів на її основі при кімнатній температурі охоплює інтервал концентрацій  $\sim 46-77$  мол. %  $Ag_8SnS_6$ . Індексуювання порошкових рентгенограм вказує на ізоструктурність сполук  $Ag_6GeS_4Br_2$  та  $Ag_6SnS_4Br_2$ . Розраховані параметри елементарної комірки для  $Ag_6SnS_4Br_2$  становлять:  $a=6,6698(2)$ ,  $b=7,8207(3)$ ,  $c=23,1411(7)$  Å.

Електропровідність сплавів з області твердих розчинів на основі  $\alpha-Ag_8SnS_6$  та  $Ag_6SnS_4Br_2$  досліджено на постійному струмі, в інтервалі температур 260-420 К, за методикою, описаною в [3]. Температурна залежність іонної електропровідності ( $\ln(\sigma T)$  від  $1/T$ ) нелінійна, з переходом вище  $\sim 380$  К від активаційного до безактиваційного

(металічного) механізму. При низьких температурах та розмірах зерен  $\sim 5$  мкм основний вклад в іонну електропровідність вносять катіони срібла, які локалізовані на рівнях захоплення у міжзеренному просторі (активаційний механізм). Сплавам розрізу вище 380 К властиве виснаження рівнів захоплення, тобто перехід до наскрізного (безактиваційного) переносу речовини та заряду. При кімнатній температурі питома іонна електропровідність ( $\text{Om}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ) та числа переносу для сплавів розрізу із вмістом  $\text{Ag}_8\text{SnS}_6$  87,5; 62,5 та 50 мол. % становлять: (1,62; 0,72), (1,30; 0,92), (1,04; 0,77) відповідно.

1. A. Nagel, K.-J. Range. Verbindungsbildung im System  $\text{Ag}_2\text{S}-\text{GeS}_2-\text{AgI}$ . // Z. Naturforsch. – 1978. – 33b – P. 1461-1464.
2. M. Wagener. Synthese, Charakterisierung und strukturechemische Aspekte von Kupfer- und Silberchalkogenohalogeniden sowie von Halogeno- und Oxochalkogenaten (IV). Dissertation, Universität Siegen, Siegen, 2005.
3. О.Г. Миколайчук, М.В. Мороз, В.Ф. Орленко, Д.І. Олексин. Система  $\text{Ag}_2\text{S}-\text{SnS}_2-\text{AgI}$ . Триангуляція концентраційного простору та електропровідність сплавів // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т. 9, № 3. – С. 506-509.

### **Ag–Sn–S–Br System. New Superionic Alloys**

Mykolaychuk O.G., Moroz M.V., Demchenko P.Yu.

*I. Franko National University, L'viv, Ukraine*

The phase diagram  $\text{Ag}_8\text{SnS}_6-(\text{AgBr})_4\text{SnS}_2$  of system Ag–Sn–S–Br for 25-100 mol. %  $\text{Ag}_8\text{SnS}_6$  concentration range was constructed. The new ternary compound  $\text{Ag}_6\text{SnS}_4\text{Br}_2$  was synthesized. Electrical properties of alloys solid solution  $\alpha\text{-Ag}_8\text{SnS}_6$  and  $\text{Ag}_6\text{SnS}_4\text{Br}_2$  were investigated. They were superionic phases.

### **Отримання та електрохімічні властивості пористого вуглецю для електродів суперконденсаторів із шкоролупи фісташок**

Остафійчук Б.К., Будзуляк І.М., Магомета О.Д., Рачій Б.І., Гамарник А.М.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Розширення сфери застосування суперконденсаторів (СК) викликає необхідність одержання якісного пористого вуглецевого матеріалу (ПВМ), який використовується для формування електродів СК. Даний ПВМ поряд з високою питомою поверхнею ( $> 1000 \text{ м}^2/\text{г}$ ) повинен володіти відповідним розподілом пор за розмірами, високою насипною густиною, низьким питомим опором, відповідним станом поверхні і т.п. Задовільнити вказані вимоги можна як шляхом застосування відповідних способів отримання і

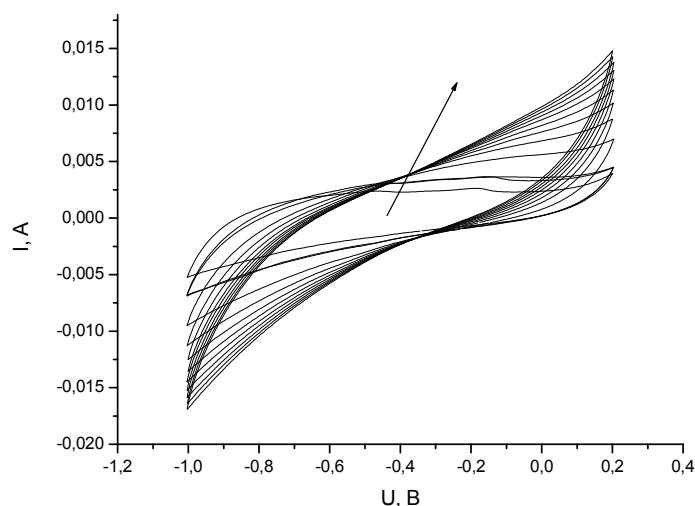
модифікації ПВМ [1], так і шляхом використання вихідної сировини, в структурі якої закладені необхідні передумови для досягнення поставленої мети. Нами в якості такої сировини була використана шкоролупа фісташок, одержана із застосуванням запропонованої нами методики карбонізації і активації [1]. На основі модифікованого ПВМ були сформовані електрохімічні комірки та досліджені їх характеристики за трьохелектродною схемою. Дослідження проводилися методами імпедансної спектроскопії, циклічної вольтамперометрії і хронопотенціометрії. Питома ємність сформованих СК становила 180 Ф/г у водному електроліті, що не поступається світовим аналогам. Одним із визначальних чинників, який впливає на величину ємності СК на одиницю об'єму є насипна густина ПВМ. В табл. 1 представлені дані насипної густини для ПВМ, одержаного із різної вихідної сировини. Можна стверджувати, що питома ємність одиниці об'єму СК, сформованих на базі вугілля із шкоролупи фісташок в 1,5-2 рази перевищує аналогічну ємність СК, сформованих із вугілля з інших вихідних матеріалів, навіть якщо їх ємність на одиницю маси дещо перевищує наші результати.

**Таблиця 1.**

Насипні густини ПВМ, одержаного із різного вихідного матеріалу

Вихідний матеріал	Насипна густина, г/см <sup>3</sup>
Фенолформальдегідна смола	0,28
Кісточки вишні	0,35
Кісточки абрикоса	0,45
Шкоролупа фісташок	0,62

На рис. 1 показані циклічні вольтамперограми, одержані для СК, сформованого з ПВМ, отриманого з фісташкової шкоролупи.



**Рис. 2.** Циклічні вольтамперограми при швидкостях сканування ( $s$ ) 5, 8, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 мВ, стрілка вказує на напрям збільшення величини  $s$ .

Із циклічних вольтамперограм видно, що в процесі заряду/розряду СК практично відсутні редокс-реакції, тобто висока питома ємність забезпечується зарядом подвійного електричного шару. Характерною особливістю поведінки досліджуваної електрохімічної системи в залежності від швидкості сканування є чітко виражена несиметричність відносно нульового струму ( $I = 0$ ), а також відмінність в кількості пропущеного заряду при анодній і катодній поляризації при малих значеннях  $s$  ( $5 \div 10$  мВ/с). Особливо чітко це спостерігається при  $s = 5$  мВ/с, де в додатній області потенціалів має місце значний пік. Приймаючи до уваги, що в даній області ємність матеріалу забезпечується в основному від'ємними іонами електроліту–ОН-групами (хоча, не слід відкидати і можливі редокс-реакції з участю функціональних груп), можна зробити висновок про активне входження цих груп в пори АВ.

1. Остафійчук Б.К., Рачій Б.І., Будзуляк І.І., Магомета О.Д. Одержання і електричні властивості нанопористого вуглецю із скоролупи кокоса // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т. 9, №1. – С.77 – 79.

### **Obtaining and Electrochemical Properties of Porous Carbon for Electrodes of Supercapacitors from Pistachio Shell**

Ostafiychuk B.K., Budzulyak I.M., Magometa O.D., Rachiy B.I.,  
Gamarnyk A.M.

*Precarpathion national University named after V.Stefanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Electrochemical properties of porous carbon material from pistachio shell are explored. It is shown, that it can be used successfully as electrode material for supercapacitors.

### **Особливості характеристик опромінених поверхнево-бар'єрних структур *Bi-Si***

Павлик Б.В., Грипа А.С., Лис Р.М., Слободзян Д.П.,  
Дідик Р.І., Шикоряк Й.А.

*Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна*

Для вивчення дефектної структури поверхні та приповерхневого шару кристалів р-Si використовувалась методика ємнісно-модуляційної спектроскопії глибоких рівнів. Розроблена технологія формування поверхнево-бар'єрних структур шляхом термічного осадження плівок вісмуту і алюмінію на спеціально оброблену поверхню кристалів.

Аналіз вольт-амперних характеристик структур показав, що коефіцієнт неідеальності структури  $n$  отримує значення 2,4, а висота бар'єру становить 0,96 еВ.



Досліджено зміни вольт-фарадних характеристик (C-V) опромінених рентгенівськими квантами структур при різних частотах модуляції (частоти тестуючих сигналів: 2, 5 та 10 кГц) та при температурах 100 К і 300 К, відповідно. C-V характеристики при 100 К мають особливості:

- модуляції ємності від максимального до мінімального значення є підтвердженням наявності діелектричного прошарку в бар'єрному контакті, а також формування області просторового заряду в приповерхневому шарі напівпровідника. Максимальна ємність структури визначається ємністю діелектричного прошарку бар'єрного контакту, а мінімальна ємність задається концентрацією носіїв заряду. Нахил кривих в області модуляції ємності, який визначається густиною поверхневих станів, практично не змінюється із дозою опромінення.

- збільшення величини поглинутої дози рентгенівського випромінювання (від 0 до 390 Гр) приводить до зміщення області модуляції по осі напруг (розширення характерного максимуму). При подальшому збільшенні часу опромінення область модуляції ємності починає зміщуватись в протилежну сторону. Це свідчить про зменшення величини додатнього заряду в діелектричному прошарку.

### **The Peculiarity of Parameters of Irradiated Surface-Barrier Structure Bi-Si**

Pavlyk B.V., Hrypa A.S., Lys R.M., Slobodzyan D.P.,  
Didyk R.I., Shykoryak J.A.

*Ivan Franko National University of Lviv, Lviv, Ukraine*

The parameters of the defective structure of the Si crystals surface layer, which have been affected by X-ray using the capacitance and modulation spectroscopy method, have been investigated. It has been determined, that the positive charge localizes in the dielectric layer of the surface-barrier structure Bi-Si-Al, and its volume decreases in the initial stage of the X-ray irradiation. Within the investigated irradiation doses, the density of the surface conditions almost does not change.

### **ВАХ – структур напівмагнітний напівпровідник – діамагнітний напівпровідник**

Паранчич С.Ю., Паранчич Л.Д., Андрійчук М.Д.,  
Білінський-Слотило В.Р., Романюк В.Р., Романюк А.В.

*Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна*

В сучасних пристроях мікроелектроніки, які можуть використовувати унікальні властивості напівмагнітних напівпровідників, можливо підсилення цілої низки ефектів обумовлених спінополяризованим перенесенням носіїв заряду. В цьому плані одним з найбільш значних

ефектів є поява нелінійності на вольт-амперних характеристиках (ВАХ) гетеропереходів типу феромагнітний напівпровідник (ФН) – немагнітний напівпровідник (НН) при переході ФН з парамагнітної фази в феромагнітну (наприклад,  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4/\text{HgIn}$ ) [1]. Іншим, цікавим з практичної точки зору ефектом є генерація електромагнітного випромінювання на частоті ЕПР електронів провідності в НН, яка обумовлена інжекцією спінополяризованих електронів з ФН на верхній зеєманівський рівень НН [2,3].

Метою даної роботи було створення цілої низки гетероструктур напівмагнітний напівпровідник-немагнітний напівпровідник ( $\text{CdMnTe}/\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ ,  $\text{CdHgCrSe}/\text{MnHgTe}$ ,  $\text{CdMnTe}-\text{Cr}_5\text{Te}_6/\text{CdTe}$ ).

В якості підкладинок служили платівки товщиною 0,8 мм вирізані з монокристалів вирощених методом Бріджмена.

Для одержання структур застосовували метод лазерного розпилювання і високочастотного (ВЧ) іонно-плазмового напилення.

Напилення гетероструктур проводили імпульсним YAG:Nd лазером, а температуру підкладинки задавали спеціальним нагрівачем. ВЧ іонно-плазмове напилення здійснювали на модернізованій вакуумній установці УВН-75П-1 в атмосфері аргону.

Вивчення морфології поверхні, складу і структури отриманих шарів проведено на растровому електронному мікроскопі РЕМ-100У в режимі вторинних електронів при прискорюючій напрузі 15 кВ і 30 кВ, струмі електронного зонда  $3 \cdot 10^{-12}$  -  $2 \cdot 10^{-9}$  А, збільшенні до 30000 крат.

Дослідження ВАХ структур проведено як на змінному, так і постійному струмах в температурному інтервалі 77 – 400 К і магнітних полях 0 – 16 кЕ.

Для структур напівмагнітний напівпровідник ( $\text{CdMnTe}$ ) – радіаційно-стійкий напівпровідник ( $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ ) електронно-мікроскопічні зображення вказують на різку границю переходу, причому на електроннограмах поверхні присутні острівці по всьому полю з розмірами 1 – 3 мкм. ВАХ структури  $\text{CdMnTe}/\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$  мають діодний характер з напругою відсічки 3,7 В і коефіцієнтом випрямлення 0,88.

Під дією магнітного поля прямі вітки ВАХ зміщуються по вісі ординат, а зворотні вітки наближаються до вісі абсцис. Така трансформація ВАХ під дією магнітного поля свідчить про вплив наявної 3d- домішки на ВАХ структур. Аналогічними температурними і магнітними залежностями володіють і структури  $\text{CdMnTe}-\text{Cr}_5\text{Te}_6/\text{CdTe}$ , які є високоомними.

Досліджувані характеристики гетеропереходів  $\text{CdHgCrSe}/\text{MnHgTe}$  сильно залежать від технологічних умов їх вирощування. При певних характеристиках лазерного випромінювання: кількість імпульсів, частота слідування імпульсів, потужність імпульсів, температура підкладинки вдалось одержати характерну поведінку ВАХ, коли на прямій вітці

виділяється ділянка з від'ємною диференціальною провідністю. Такий характер ВАХ може бути використаний для одержання генерації електромагнітного випромінювання.

1. Борухович А.С. Физика материалов и структур сверхпроводящей и полупроводниковой электроники. – Екатеринбург: У-рОРАН, 2004. – 176 с.
2. R. Elederling, M. Keim, G. Reuscher [et.al.] Injection and detection of spin-polarized current in a light-emitting diode // Nature. – 1999. – V. 402. – P. 787-792.
3. Y. Ohno, D.K. Young, B. Beschoten [et.al.] Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructures // Nature. – 1999. – V. 402. – P. 790-799.

### **(I-V) Characteristics of the Semimagnetic Semiconductor – Diamagnetic Semiconductor Structures**

Paranchych S.Yu., Paranchych L.D., Andriychuk M.D.,  
Bilynskiy-Slotylo V.R., Romanyuk V.R., Romanyuk A.V.

*Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The given paper presents the results of (I-V) characteristics researches CdMnTe/Hg<sub>3</sub>In<sub>2</sub>Te<sub>6</sub>, CdHgCrSe/MnHgTe, CdMnTe-Cr<sub>5</sub>Te<sub>6</sub>/CdTe structures in the temperature range of 77-400 K and the magnetic fields of 0-16 kE obtained by laser and high-frequency ion-plasma ablation.

The interface of the obtained CdHgCrSe/MnHgTe structures and the surface of the films grown were studied on scanning electron microscope PEM-100Y. It is noted, that on the (I-V) characteristics of CdHgCrSe/MnHgTe structures the section of the negative differential conductivity occurs at defined technological conditions.

### **Стабілізація спектральних характеристик лазерних інтерференційних дзеркал**

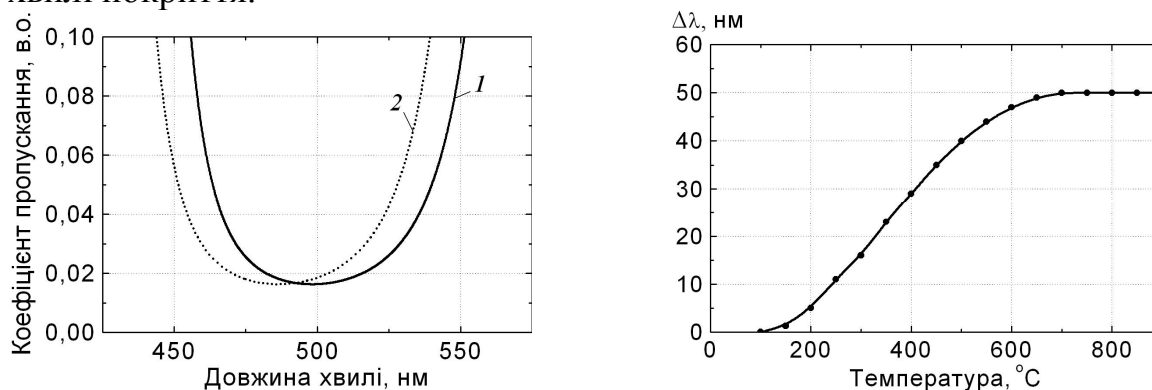
Петровська Г.А.

*Національний університет “Львівська політехніка”, Львів, Україна*

В процесі експлуатації потужних лазерів з резонаторною оптикою на основі оксидів (TiO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, CeO<sub>2</sub>, SiO<sub>2</sub>) часто спостерігаються суттєві зміни параметрів випромінювання. Зокрема, в іонних лазерах ЛГН–402, ЛГН–406, ЛГН–502 спостерігаються зміни спектрального складу випромінювання та перерозподіл потужності між робочими довжинами хвиль, а також суттєве падіння інтегральної потужності.

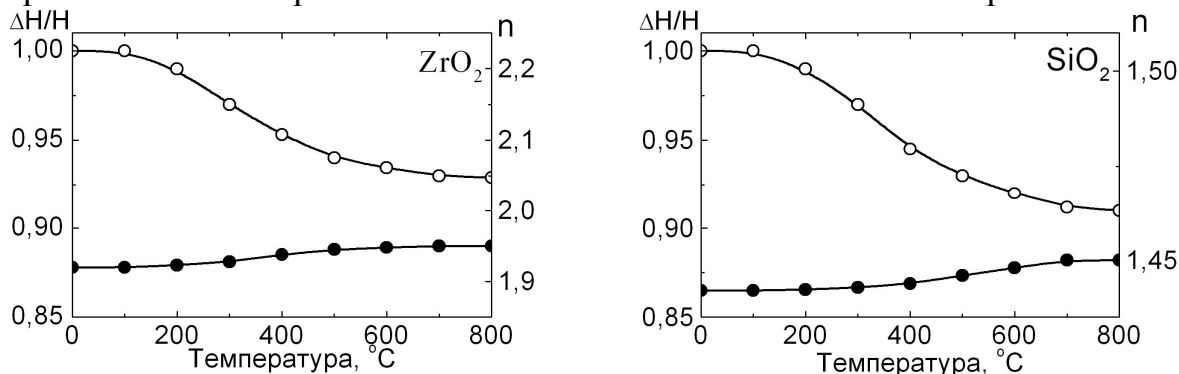
Дослідження резонаторної оптики таких лазерів після певного часу експлуатації засвідчило, що причиною цього є незворотні зміни у

спектральних характеристиках інтерференційних дзеркал, спричинені тепловою дією випромінювання. На рис. 1а наведені спектральні характеристики резонаторного дзеркала лазера ЛГН-402 у зоні падіння пучка до (крива 1) і після 10-годинної роботи лазера (крива 2). На рис. 1б наведена експериментально встановлена залежність величини зміщення мінімуму спектральної характеристики пропускання інтерференційного дзеркала на основі тугоплавких окислів  $ZrO_2-SiO_2$  від температури його відпалювання у повітрі. Вигляд кривої свідчить про наявність області насичення, що настає при температурі  $600 \div 700^\circ C$ , причому, максимальна величина зміщення не перевищує 10 % від робочої довжини хвилі покриття.



**Рис. 1.** Зміщення спектральної характеристики пропускання інтерференційного дзеркала аргонного лазера в зоні падіння пучка (а); температурна залежність величини зміщення (б)

Використовуючи запропонований нами у роботах [1,2] спосіб визначення оптичних констант тонкоплівкових матеріалів були проведені дослідження окремих моношарів тугоплавких окислів (зокрема,  $ZrO_2$  та  $SiO_2$ ) щодо зміни їх характеристик під дією температури (рис.2). З рисунка видно, що під дією температури зменшуються геометричні товщини окремих моношарів (світлі кола) та дещо зростають показники заломлення (темні кола). Дослідження показали також, що температурна дія спричинює також зростання поглинання в тонкоплівкових покриттях.



**Рис. 2.** Зміни геометричних товщин та показників заломлення тугоплавких окислів під дією температури

Для отримання інтерференційних дзеркал з максимальним відбиванням на довжині хвилі  $\lambda_{роб}$  зі стійкими до температурної дії спектральними характеристиками оптичні товщини окремих шарів при напиленні необхідно розраховувати із співвідношення  $1,1\lambda_{роб}/4$ , а після напилення необхідно провести їх відпалювання у повітрі при температурі (500÷700) °С.

1. Петровська Г.А., Редько Т.А. Метод оптимізації дисперсійних характеристик тонкоплівкових оптичних матеріалів. // Вісник НУ “Львівська політехніка”, серія “Електроніка”. – 2002. – № 455. – С.39-44.
2. Petrovska G. Method of determination of dispersion characteristics of thin-film optical materials. // Proc. 3<sup>rd</sup> International conference on Materials Testing TEST 2005 – Nürnberg, Germany 2005. – P. 155-158.

### **Stabilization of Spectral Characteristics of Laser Interference Mirrors**

Petrovska G.A.

*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

The changes of spectral characteristics of resonators interference mirrors are probed on the basis of refractory oxides which as a result of thermal action of laser radiation, and also influence of temperature on characteristics of separate monolayers. The method of fabrication of interference mirrors with stable to the temperature influence spectral characteristics is offered.

### **Механізми чутливості газових сенсорів на основі р-п переходів**

Птащенко О.О.<sup>1</sup>, Птащенко Ф.О.<sup>2</sup>, Маслєєва Н.В.<sup>1</sup>,  
Богдан О.В.<sup>1</sup>, Шугарова В.В.<sup>1</sup>, Ємець О.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова, Одеса, Україна

<sup>2</sup>Одеська національна морська академія, Одеса, Україна

Досліджено вплив парів аміаку, води та етилену на ВАХ р-п переходів на основі GaAs, GaAsP, AlGaAs, InGaN, Si. Аналізувалась кінетика поверхневого струму при зміні складу навколишньої атмосфери.

В області струмів 10 нА – 1 мА ВАХ прямого струму р-п переходів, виміряні в сухому повітрі, відповідали виразу

$$I(V) = I_0 \exp(qV / nkT), \quad (1)$$

де  $I_0$  – стала;  $q$  – заряд електрона;  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура. Для р-п переходів на основі напівпровідників  $A^3B^5$  коефіцієнт неідеальності  $n \approx 2$ . Такі ВАХ пов’язані з рекомбінацією на глибоких рівнях. Для кремнієвих р-п переходів  $n \approx 1,1$ . Адсорбція молекул  $NH_3$  суттєво підвищувала прямий струм при низьких напругах зміщення, а також

зворотний струм. ВАХ додаткового поверхневого струму (ДПС), зумовленого адсорбцією молекул  $\text{NH}_3$ , в р-n переходах на основі напівпровідників  $\text{A}^3\text{B}^5$  не відповідали виразу (1). При низьких напругах ВАХ ДПС мали лінійні ділянки. Тому вплив парів аміаку на ВАХ р-n структур можна пояснити формуванням поверхневого провідного каналу,

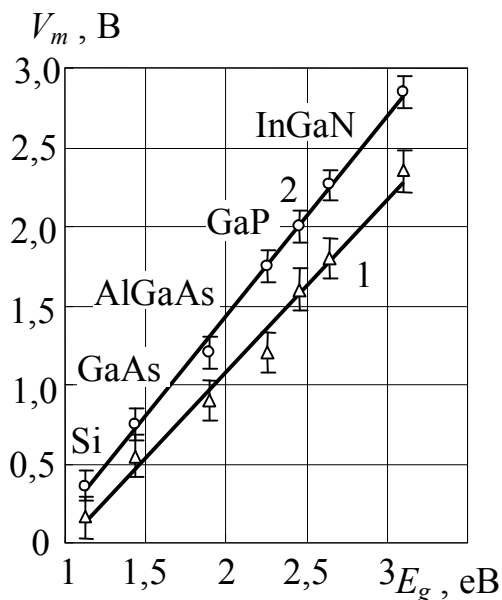


Рис. 1.

який закорочує р-n перехід. ДПС лінійно залежав від парціального тиску парів аміаку. При достатньо високих напругах ВАХ ДПС мали надлінійну ділянку, яку можна пов'язати з подвійною інжекцією носіїв заряду в поверхневий провідний канал. При подальшому підвищенні прямого зміщення ДПС зменшувався, що можна пояснити руйнуванням поверхневого провідного каналу, коли носії заряду, інжектвані у канал, екранували електричне поле адсорбованих іонів.

Результати двовимірних розрахунків ДПС узгоджуються з експериментальними даними. Розрахунки показали, що порогова

концентрація парів донорного газу для сенсора визначається щільністю глибоких рівнів, що знаходяться поблизу середини забороненої зони в р-області. Нанесення іонів сірки на поверхню р-n структур на основі GaAs різко підвищувало чутливість даних структур до парів аміаку.

На рис. 1 наведено залежності напруги прямого зміщення, що відповідає початку нелінійної ділянки ВАХ (1) та максимальній чутливості до парів  $\text{NH}_3$  (2), від ширини забороненої зони напівпровідника в р-n переході. При підвищенні ширини забороненої зони напівпровідника протяжність лінійної ділянки ВАХ і напруга, що відповідає максимуму прямого додаткового струму, зростали.

В кремнієвих р-n переходах ВАХ ДПС в парах аміаку, води та етилену відповідає виразу (1) при  $n \approx 2$ . Це свідчить, що газова чутливість таких р-n переходів обумовлена зростанням інтенсивності поверхневої рекомбінації, обумовленим електричним полем адсорбованих іонів.

ВАХ зворотного струму, зумовленого адсорбцією молекул, мали протяжну лінійну ділянку. В  $p^+$ -р-n переходах газова чутливість зворотного струму була суттєво вища, ніж прямого струму. ВАХ таких структур у присутності парів аміаку мали вигляд, характерний для обернених діодів. Це свідчить, що під дією електричного поля адсорбованих іонів відбувається інверсія знаку основних носіїв заряду в приповерхневому шарі р-області, в той час як у  $p^+$ -області дірки залишаються виродженими.

При достатньо високих концентраціях аміаку в навколишній атмосфері на ВАХ прямого струму р<sup>+</sup>-р-n переходів на основі GaAs–AlGaAs спостерігався максимум, характерний для тунельних діодів. Це свідчить, що при адсорбції молекул аміаку можна отримати в даних напівпровідниках поверхневий канал з виродженими електронами.

Перевагами р-n переходів як газових сенсорів є висока чутливість, низький фоновий струм, велика протяжність лінійної ділянки ВАХ.

### **Sensitivity Mechanisms of Gas Sensors on p-n Junctions**

Ptashchenko O.O.<sup>1</sup>, Ptashchenko F.O.<sup>2</sup>, Masleyeva N.V.<sup>1</sup>,  
Bogdan O.V.<sup>1</sup>, Shugarova V.V.<sup>1</sup>, Yemets O.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*I.I. Mechnikov National University of Odesa, Odesa, Ukraine*

<sup>2</sup>*Odessa National Maritime Academy, Odesa, Ukraine*

The influence of ammonia, water and ethylene vapors on surface currents in p-n structures on GaAs, GaAsP, AlGaAs, InGaN and Si was studied. Depending on band gap, doping level, surface centers density and bias voltage, gas sensitivity of p-n structures is due to enhanced surface recombination, surface conductive channel formation and double injection into this channel.

### **Просвітлюючі властивості алмазоподібних вуглецевих плівок в ІЧ області, нанесених на монокристали Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te (x ~0,04)**

Сизов Ф.Ф., Клюй М.І., Лук'янов А.М., Мороженко В.О.,  
Савкіна Р.К., Смірнов А.Б., Євменова А.З.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

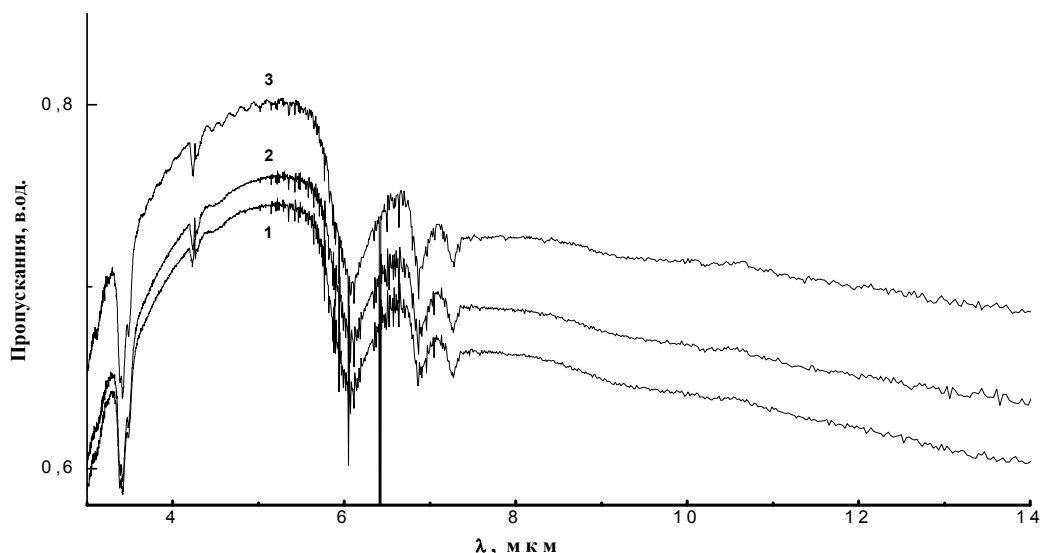
Завдяки високій механічній міцності, хімічній та променевої стійкості алмазоподібні вуглецеві плівки (АППВ) використовують у якості пасивуючих, захисних та просвітлюючих покриттів для сонячних елементів на основі моно- і полікристалічного кремнію [1-3], успішно конкуруючи із традиційними покриттями [2]. В роботі наведено результати вивчення та оптимізації просвітлюючого ефекту АППВ на Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te (x ~ 0,04) підкладках у ІЧ області спектру. Досліджено спектри пропускання (Рис. 1) та оптичні властивості АППВ, а також обговорюється стійкість підкладки CdZnTe до попередньої обробки плазмою газів (Ar, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>) перед хімічним осадженням АППВ. Осадження шару a-C:H:N проводилося при потужності високочастотного розряду (13,56 МГц)  $W = 250$  Вт і тиску в робочій камері 100 Па 40 хвилин, а обробка монокристалу напівпровідника плазмою (Ar, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>) – при  $W = 175$  Вт та тиску 20 Па 5 хвилин. Для контролю та спостереження дії плазмових обробок нами визначалися оптичні параметри підкладки (зразки №331, №332, №333) за допомогою еліпсометричних вимірювань з використанням еліпсометра ЛЭФ-3М. Для інтерпретації еліпсометричних даних нами запропонована

тришарова модель заломлюючої системи АППВ/напівпровідникова підкладинка [4] та обговорено виникнення перехідних шарів на границі між плівкою та підкладинкою, як результат плазмової технології.

**Таблиця 1**

Оптичні параметри  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $x \sim 0,04$ ) після плазмової обробки  
( $W = 175$  Вт, тиск 20 Па 5 хвилин)

№ зразка	№331 (N <sub>2</sub> )	№332 (Ar)	№333 (H <sub>2</sub> )
1 Шар			
n	0,078	0,879	0,47
k	0,095	0.0331	0,0005
d (Å)	50,322	2999,9	851,261
2 Шар			
n	3,021	3,2	3,2
k	0,287	0,0392	0,08
d (Å)	86,288	2097,866	100,84



*Рис. 1. Залежність пропускання АППВ/CdZnTe від роду газу(1-H<sub>2</sub>,2-N<sub>2</sub>,3-Ar) технологічної плазми при підготовці підкладинки до осадження.*

1. Литовченко В.Г. // ФХХТ. – 2004. – № 1. – С. 9-14.
2. Ключ Н.И., Литовченко В.Г., Лукьянов А.Н., Неселевская Л.В., Сариков А.В., Дыскин В.Г., Газиев У.Х., Сеттарова З.С., Турсунов М.Н. // ЖТФ. – 2006. – Т. 76., Вып. 5. – С.122-126.
3. Klyui N.I., Litovchenko V.G., Rogin A.G., Dikusha V.N., Kittler M., Seifert W. // Solar energy materials & Solar Cells. – 2002. – V. 72. – P. 597-603.
4. Сизов Ф.Ф., Ключ Н.И., Лукьянов А.Н., Савкина Р.К., Смирнов А.Б., Евменова А.З // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 43, Вып. 9. – С. 32-39.



## **Antireflectance Properties Diamond-Like Carbon Films on the Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te (x ~0,04) Coated in the IR Range**

Sizov F.F., Klyui M.I., Lukjanov A.M., Morozenko V.O.,  
Savkina R.K., Smirnov A.B., Evmenova A.Z.

*V. E. Lashkarjov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

The optical characteristics and transmission spectra of *a*-C:H:N/CdZnTe structure was studied and the effect of the gas plasma used for semiconductor surface treatment before DLC chemical evaporation was discussed.

## **Пьезо- и пироэлектрические сенсоры на основе тонкопленочных полимерных сегнетоэлектриков**

Федосов С. Н., Бутенко А.Ф.

*Одесская национальная академия пищевых технологий, Одесса, Украина*

Важным направлением развития современной твердотельной электроники является использование полимерных сегнетоэлектриков для создания пьезо- и пироэлектрических сенсоров и датчиков, в качестве чувствительных элементов которых используются материалы типа поливинилиденфторида (ПВДФ) и его сополимеров, которые проявляют после соответствующей электрофизической обработки сегнето-, пьезо- и пироэлектрические свойства. К числу основных достоинств таких материалов относится высокая величина пьезо- и пирокоэффициентов, гибкость пленок, возможность создания сенсоров большой площади, широкий диапазон рабочих частот, довольно простые способы изготовления тонких пленок и их акустический импеданс, близкий к импедансу биологической ткани и воды.

В работе проанализированы особенности использования физического явления формирования остаточной поляризации в ПВДФ и сополимере П(ВДФ-ТФЕ) для создания пьезо- и пироэлектрических сенсоров с улучшенными техническими характеристиками. Разработаны новые методы исследования, такие как метод зарядно-разрядного зондирования релаксационных параметров путем фракционной электризации и метод разделения гомо- и гетерозаряда по кривым токов деполяризации. В качестве метода электризации исследован и использован коронно- разрядный триод с вибрирующей управляющей сеткой, которая дает важные преимущества перед традиционными методами электризации.

Исследованы закономерности формирования и релаксации поляризованного состояния в разных условиях эксплуатации. Выявлены трехстадийный характер формирования поляризации и аномальное увеличение стабильности электретного потенциала. Установлено, что сформированную в средних полях неоднородность поляризации нельзя

улучшить, прикладывая даже очень сильные поля. Впервые выявлено наличие сегнетоэлектрической и электретной компонент поляризации, из которых первая, будучи термодинамически неустойчивой, релаксирует быстрее, чем вторая. Показано, что ожидаемое теоретически и фактическое время переключения поляризации существенно различаются, что объяснено накоплением зарядов на межфазных границах. Выявленные закономерности формирования и релаксации поляризованного состояния использованы при разработке технологии изготовления сенсоров на основе полимерных сегнетоэлектриков, особенно режимов и параметров их электризации.

Проведено моделирование процессов формирования и релаксации поляризации в сенсорах для улучшения их рабочих характеристик. На основе модельных расчетов доказана целесообразность дополнить первичную зарядку сенсора в сильном поле несколькими переключениями поляризации. Путем моделирования выявлены причины формирования равномерной поляризации в сильных полях, что позволило обосновать использование сильных полей при электризации сенсоров.

Разработаны и научно обоснованы основные операции создания сенсоров с улучшенными характеристиками на основе полимерных сегнетоэлектриков, изготовлены образцы сенсоров и проведены их испытания. Применение напряженности поляризующего поля порядка  $E_p=160$  МВ/м, которое значительно превышает коэрцитивное поле ( $E_c=50$  МВ/м) и обеспечивает при первичной электризации пленок равномерное распределение сильной остаточной поляризации; увеличение продолжительности первичной зарядки до 200 сек и применение 4..6 циклов переключения поляризации перед началом сборки и эксплуатации сенсоров позволило повысить величину и стабильность остаточной поляризации, что проявилось в повышении пьезокоэффициента  $d_{31}$  на 12 %, и пирозлектрического коэффициента на 13 %, электромеханического коэффициента связи до 13,5 % (против 12 % в сенсорах, которые серийно выпускаются,) и пирозлектрической добротности до 3,1 мкКл/(м<sup>2</sup> К) против 2,7 мкКл/(м<sup>2</sup> К). Термический отжиг при температуре 70 °С перед началом эксплуатации сенсоров существенным образом повысил термостабильность рабочих характеристик.

Изготовленные образцы пьезо- и пирозлектрических сенсоров успешно прошли испытания в реальных условиях эксплуатации и показали высокую стабильность рабочих характеристик.

### **Piezo- and Pyroelectric Sensors Based on Thin Film Polymer Ferroelectrics**

Fedosov S. N., Butenko A. F.

*Odesa National Academy of Food Technologies, Odesa, Ukraine*

The physical phenomenon of the residual polarization formatting has been analyzed for improving performance of piezo and pyroelectric sensors based on

polymer ferroelectrics like PVDF and copolymer P(VDF-TFE). As a result of the study, performance of the sensors has been improved, namely piezocoefficient  $d_{31}$  increased by 12%, the pyroelectric coefficient by 13%, the mechanical to electric conversion factor  $k_{31}$  reached 13.5% and the pyroelectric  $Q$ -factor  $3.1 \mu\text{C}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ . Thermal annealing at temperature of  $70 \text{ }^\circ\text{C}$  before starting the operation of the sensors significantly increases the thermal stability performance.

## **Напівпровідникові наноматеріали, нанотехнології та наноелектроніка**

Фреїк Д.М.<sup>1</sup>, Чобанюк В.М.<sup>1</sup>, Галушак М.О.<sup>2</sup>, Лоп'янко М.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна.*

<sup>2</sup>*Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, Івано-Франківськ, Україна*

Зроблено огляд робіт з питань наноматеріалознавства, у якому акцентована увага на фізичних особливостях квантово-розмірних структур, способах їх отримання і умов формування. Крім того окремо розглянуто перспективи створення нових елементів наноелектроніки, наведено їх характеристики.

Наноструктуровані матеріали можна розділити на квантові точки (КТ) (quantum dots (QD)), квантові дроти (КД) (quantum wires (QWr)), квантові стінки (КС), інакше квантові ями (quantum wells (QW)). Особливість таких нанооб'єктів пов'язана з значною величиною поверхні і як наслідок, такі структури проявляють високу фізико-хімічну активність. По-друге, розміри наночасток порівнянні з довжиною вільного пробігу електрона, що впливає на ефект розмірного квантування [1].

Практично всі типи наноматеріалів є нерівноважними з великою кількістю поверхонь розділу (міжзерені і міжфазні межі, потрійні стики), наявністю нерівноважних фаз міжфазних сегрегацій, залишкових напруг і підвищеного вмісту дефектів кристалічної будови. Все це повинно позначатися на фізико-хімічних, фізико-механічних і інших властивостях, впливаючи тим самим на експлуатаційні ресурси наноматеріалів і визначає важливість вивчення їх стабільності [2].

На даний час вже розроблено і ефективно функціонують цілий ряд технологій і методик, що забезпечують отримання наноструктурованих матеріалів, які використовуються як у чисто академічному плані, так і на практиці: методи літографії, молекулярно-променева епітаксія, осадження плівок з металоорганічних сполук, методи іонного бомбардування та імплантації, молекулярне нашарування – метод хімічної зборки, методи колоїдної хімії, осадження із газодинамічного потоку пари та інші.

Квантові точки іноді образно називають "штучними атомами" з яких можна сконструювати "штучні кристали". Технологія вирощування напівпровідникових квантових точок істотно полегшує цю задачу: спонтанне формування масиву квантових точок відбувається при нанесенні дуже тонкого (товщиною в декілька атомних шарів) шару матеріалу.

Розроблені останніми роками нанoeлектронні елементи по своїй мініатюрності, швидкодії і споживаній потужності складають серйозну конкуренцію традиційним напівпровідниковим транзисторам і інтегральним мікросхемам на їх основі як головним елементам інформаційних систем. Вже сьогодні техніка впритул наблизилася до теоретичної можливості запам'ятовувати і передавати 1 біт інформації (0 і 1) за допомогою одного електрона, локалізація якого в просторі може бути задана одним атомом [3].

Так, зокрема, структури з квантовими точками перспективні для створення напівпровідникових лазерів. Електрон в квантовій точці переходить з одного рівня в зоні провідності на інший у валентній зоні з випуском фотона з енергією  $h\nu$ , рівній різниці енергій рівнів розмірного квантування. У структурах напівпровідникових квантових точок відбувається пониження порогового струму лазерної генерації, можливі великі швидкості модуляції випромінювання. З'явилися вже повідомлення про створення одноелектронної пам'яті, що працює при кімнатній температурі. Прилад заснований на транзисторі, в якому один електрон, захоплюваний в нанокристал, приводить до замикання провідності вузького каналу транзистора. Іншим специфічним проявом квантового обмеження є одноелектронне тунелювання в умовах кулонівської блокади. Транзистори на резонансному тунелюванні являють собою двохбар'єрний діод на квантових ямах, у якого потенціал ям і відповідні резонансні умови контролюються третім електродом. Ці транзистори мають частоти перемикання порядку  $10^{12}$  Гц, що в 100 – 1000 разів вище, ніж у найкращих кремнієвих транзисторів з сучасних інтегральних мікросхем.

1. Gleiter H. In: Deformation of Polycrystals. // Prog. of 2nd RISO Symposium on metalurgy and Materials Science (Eds. N. Hansen. T. Leffers, H. Lithold). Roskilde. RISO Nat. Lab., 1981. – P. 15-21.
2. Андриевский Р.А. Наноматериалы: концепция и современные проблемы // Рос. хим. ж. (Рос. хим. об-ща им. Д.М. Менделеева). – 2002. – Т. XLVI, № 5. – С. 50-55.
3. Белявский В.Н. Физические основы полупроводниковой нанотехнологии // Соросовский Образовательный Журнал. – 1998. – № 10. – С. 92-98.

## **Semiconductor Nanomaterials, Nanotechnology and Nanoelectronics**

Freik D.M.<sup>1</sup>, Chobanyuk V.M.<sup>1</sup>, Galuschak M.O.<sup>2</sup>, Lopyanko M.A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

<sup>2</sup>*Ivano-Frankivsk National University of the oil and gas, Ivano-Frankivsk, Ukraine.*

The review of works is done on the questions of nanomaterials science, in which the accented attention on the physical features of quantum-size structures, methods of their receipt and terms of forming. The prospects of creation of new elements of nanoelectronics are separately considered in addition, their descriptions are resulted.

## **The optimization of Topology and CTL of Big Integrated Circuits on the Nano-Level by Mathematical Methods**

Atamanyuk R.

*PreCarpathian National University named after Vasil Stephanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

For optimization of topology BIC I proposed to replace the Manhattan metric onto the Euclidean metric during the projecting of topology BIC.

On the nano-level we needed to calculate the distance between difference points as the length along hypotenuse of ortogonal triangle but not as the sum of katets as it was maked in Manhattan geometry.

It means that the Stainer points will be obtained by another way as a half past of sum of coordinates but they will be obtained as a result of strong exactly construction of Stainer points in triangles with Euclidean metric.

I proposed to optimize not only the topology of BIC, but also to optimize constructor technological limitations which leads to the nano-sizes and may be realized by using high-K-dielectrics.

The constructor limitations are realized in a system of unequalities in the optimization tasks. We may to use the duality task.

The goal of duality task is following. We can to obtained the new constructor limitations and new aim function after the replacing old aim function and old constructor limitations but we also must to change the unequal- signs onto the antipodal and to replace min onto max or reverse.

The next we shall to optimize the new aim function under the new constructor limitations.

That is why it is possible to minimize as the topology of BIC as the CTL- constructor technological limitations.

But customary it is possible on the such level which it is permitted by the projecting norms for the given kind of BIC.

## Development organic back contact for thin-film CdS/CdTe solar cell

G. Khrypunov, S. Bereznev<sup>1</sup>, A. Meriuts, G. Kopach N. Kovtun, N. Deyneko

*National Technical University «Kharkiv Polytechnical Institute», Kharkiv, Ukraine*

<sup>1</sup>*Tallin University of Technology, Department of Materials Science, Tallin, Estonia*

The superstrate thin-film solar cells based on CdS/CdTe continue to show promise for terrestrial photovoltaic power generation. The photoelectrical properties of CdTe provide an ideal match to the solar spectrum for high conversion efficiency thin film device. A stable back contact that is not significantly rectifying and has a low resistance is essential for good performance and long-term stability of CdS/CdTe solar cells. Due to high work function of CdTe, ohmic contact formation is not possible with metal films, therefore a Schottky barrier is formed at the back contact. To overcome this problem a heavily p-doped CdTe surface is created by chemical etching and a buffer layer of high carrier concentration is often applied. As a result the barrier width is decreased and the tunneling barrier formed is quasi-Ohmic. Usually Cu is used as a buffer material or dopant for back contact. The solar cells on CdS/CdTe yield a high efficiency in the beginning, but efficiency degrades due to Cu-migration. In the present study, a number of new hybrid solar cells based on glass/ITO/CdS/CdTe substrates and organic back-contact layers of highly conductive polymer poly(3,4-ethylenedioxythiophene) (PEDOT) doped with polystyrenesulfonate (PSS) was prepared and investigated. In this approach, the organic layer is considered as an alternative for the traditional high working function metal back-contact layer in the conventional cell structure.

The CdS/CdTe/ITO film heterosystems were prepared thermal vacuum evaporation method on the glass substrates covered with a layer of ITO. CdTe/CdS junction is activated by evaporating 400–600 nm CdCl<sub>2</sub> on to the CdTe surface and subsequently annealing the stack in air at 430 °C for 30 min. Prior to the formation of back contact, the surface of the CdTe base layer was etched in a bromine–methanol solution. To form the traditional back contact of the CdS/CdTe/Cu/Au solar cell, the Cu films 11 nm thick and Au films 50 nm thick were sequentially deposited on the surface of the etched base layer by thermal vacuum evaporation method. Then the solar cells were annealed in the air at 250°C for 25 min. Complete hybrid solar cells on the basis of such prepared glass/ITO/CdS/CdTe photovoltaic structure in combination with organic back-contact functional layer of highly conductive PEDOT-PSS were prepared using spin-casting technique – Chemat Technology KW-4A double-speed spin coater was applied. Conductive polymer back contact was deposited after bromine–methanol treatment of the CdTe surface. In order to prepare complete solar cells, the appropriate deposition parameters and thickness of highly conductive PEDOT-PSS layers were selected experimentally. Aqueous

suspension of 1.3% PEDOT-PSS was purchased from Aldrich. The mixture was spin-coated on glass/ITO/CdS/CdTe substrates and dried at 40 °C in vacuum for 3 h. The average thickness of PEDOT-PSS films was about 150 nm. To prepare a current contact onto the PEDOT-PSS layer, the silver suspension deposition and gold evaporation techniques were applied separately.

It was measured light current- voltage characteristics solar cells glass/ITO/CdS/CdTe/Cu/Au glass/ITO/CdS/CdTe/PEDOT-PSS/Au and glass/ITO/CdS/CdTe/PEDOT-PSS/Ag. The solar cells CdS/CdTe/Cu/Au have efficiency 10,3% with open-circuit voltage 774 mV, short current density 20,1 mA/cm<sup>2</sup> under light illumination with an intensity of 100 mW/cm<sup>2</sup>. The best obtained structure glass/ITO/CdS/CdTe/PEDOT-PSS/Ag have efficiency 2% with open-circuit voltage 560 mV, short current density 12 mA/cm<sup>2</sup>. By analytical processing light BAX is established, that use of thin layers copper results in decrease of reverse current saturation density. It was shown, that glass/ITO/CdS/CdTe/PEDOT-PSS/Au and glass/ITO/CdS/CdTe/PEDOT-PSS/Ag solar cells works in reach-through diode regime.

*The work was supported by STCU under Project 4301.*

### **Development Organic Back Contact for Thin-Film CdS/CdTe Solar Cell**

G. Khrypunov, S. Bereznev<sup>1</sup>, A. Meriuts, G. Kopach N. Kovtun, N. Deyneko

*National Technical University «Kharkiv Polytechnical Institute», Kharkiv, Ukraine*

<sup>1</sup>*Tallin University of Technology, Department of Materials Science, Tallin, Estonia*

Hybrid solar cells on the basis of CdTe photoabsorber layer and CdS buffer layer on glass/ITO substrate in combination with organic back contact layer of highly conductive polymer poly(3,4-ethylenedioxythiophene) (PEDOT) doped with polystyrenesulfonate (PSS) were prepared using vacuum evaporation and spin-casting techniques. In order to prepare the complete solar cells, the appropriate deposition parameters and thickness of highly conductive PEDOT-PSS layers were selected experimentally. The best obtained structure glass/ITO/CdS/CdTe/PEDOT-PSS/Ag showed so far an open-circuit voltage of around 560 mV and a short-circuit current density of around 12 mA/cm<sup>2</sup> under white light illumination with an intensity of 100 mW/cm<sup>2</sup>.

### **Flexible ITO/CdS/CdTe Solar Cells**

Potlog T., Spalatu N., Maticiuc N.

*Moldova State University, Chisinau, Republic of Moldova.*

Cadmium telluride polycrystalline thin films with a direct band gap have received intensive study in the past years because of their actual and potential uses in semiconductor devices. Its large band gap, around 1,5 eV, which is very close to optimal for the solar spectrum made a leading competitor for low-cost thin films solar cells. In recent years the interest has been increased in

photovoltaic devices on light weight flexible substrates. Flexible solar cells are interesting for space application because requires a very high specific power, easier can be wrapped onto any suitable oriented or non concrete oriented surfaces and industrial safety are much more durable than glass. As a flexible substrate was used polyimide covered with ITO oxide. The thickness of ITO layer was about 200 nm, the sheet resistance  $\sim 8-9 \Omega/\square$  and conductivity  $\sim 380 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ . The CdS and CdTe thin films were grown at the source temperature  $620^{\circ}\text{C}\pm 5^{\circ}\text{C}$  by hot wall technique. The optimum substrate temperature was established as  $320^{\circ}\text{C}\pm 5^{\circ}\text{C}$ . CdTe films grown on ITO polyimide substrates contain an excess of Te. The investigations of current-voltage characteristics at illumination with integral light  $100 \text{ mW}/\text{cm}^2$  show that solar cells have a non-ideal behavior. J-V curve show rollover in the dark and light in forward bias, which is contributed to the high back barrier formed between the CdTe and metal ohmic contact. The current density of the flexible ITO/CdS/CdTe solar cells reaches maximum value  $16-16,8 \text{ mA}/\text{cm}^2$ . The open circuit voltage is 0,74 V. The efficiency of ITO/CdS/CdTe solar cells is limited by a light-dependent shunt resistance and by a high series resistance and reaches value about 5%.

## **The use of III-V Compounds Heterostructures for Laser Diodes**

Vieru S., Dorogan V.

*Technical University of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova.*

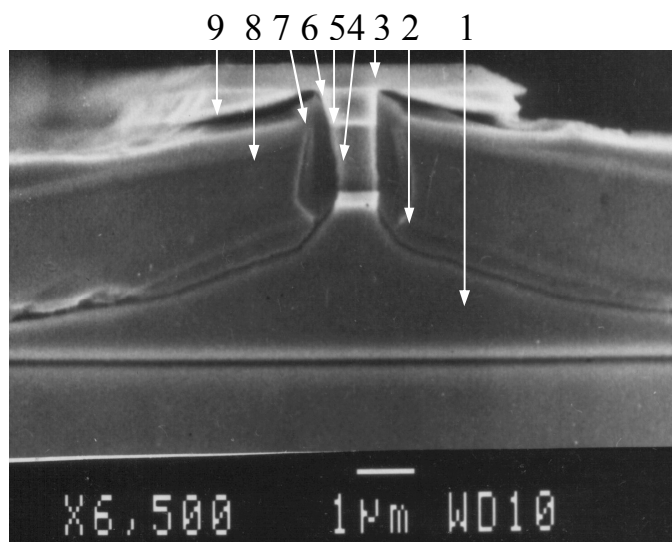
AlGaAs/GaAs quantum well laser diodes were fabricated by low temperature liquid phase mesa melt-etching and regrowth. The base laser structures were grown either by MBE or MO VPE. Native oxides were used as a mask in the melt-etching and regrowth processes.

Low threshold ( $I_{th} < 5 \text{ mA}$ ) laser diodes were fabricated using MO CVD grown unstrained AlGaAs/GaAs initial epitaxial structures. The graded index separate confinement quantum well buried heterostructure AlGaAs/GaAs laser diodes (GRIN SC QW BH LD) was used as well. Laser diode structures were grown by low temperature liquid phase epitaxy (LPE) methods in the temperature range  $650-400^{\circ}\text{C}$ . Mesa formation was done by in-situ melt-etching at  $580^{\circ}\text{C}$  followed by regrowth of AlGaAs reverse p-n junction isolating layers at  $580 \div 450^{\circ}\text{C}$ . This method allows etching and preservation of sidewalls then regrowth and planarization all in one step with negligible thermal disordering in quantum wells. Mesa formation in the LPE regrowth process by in-situ melt-etching excludes any oxidation of the etched mesa surface and provides a high quality lateral confining interface. It was shown, that melt-etched mesa shapes depend by: AlAs content  $x$  in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  cladding layers, stripe orientation and mask adhesiveness to the initial epitaxial structure. Have been established that with  $\text{SiO}_2$  mask and  $x=0.2\div 0.5$ , there is a strong anisotropy of melt-etch rate, while with  $x \geq 0.6$  in the similar processes melt-etching material selectivity



becomes the most important factor of mesa shaping. The best results of using SiO<sub>2</sub> masking for in-situ meltback and regrowth are obtained when meltback undercutting is almost as much as the meltback etching depth.

Thus, using these results of LPE regrowth technique a GRIN SC QW BH LD with emission wavelength around 853 nm has been fabricated. A scanning electron micrograph of the cleaved cross section of such structure is shown in Figure and consists of a 2 μm thick n-GaAs buffer layer, a 1,5 μm thick n-Al<sub>0,7</sub>Ga<sub>0,3</sub>As widegap emitter, 0,15 μm n-Al<sub>0,6-0,3</sub>Ga<sub>0,4-0,7</sub>As GRIN waveguide, 20 nm n-Al<sub>0,08</sub>Ga<sub>0,92</sub>As active, 0,15 μm n-Al<sub>0,3-0,6</sub>Ga<sub>0,7-0,4</sub>As GRIN waveguide, 1 μm thick p-Al<sub>0,7</sub>Ga<sub>0,3</sub>As widegap emitter and a 0,2 μm p<sup>+</sup> GaAs cap layer. The buried heterostructure was formed in the second LPE process by melt etching of the laser structure part not protected by SiO<sub>2</sub> stripes (typical width 6-7 μm), followed by p<sup>+</sup>- and n-Al<sub>0,4</sub>Ga<sub>0,6</sub>As regrowth to provide lateral electrical and optical confinement.



**Fig.1.** Scanning electron micrograph of the cross-section of melt-etched and regrowth AlGaAs/GaAs buried heterostructure. 1-n-GaAs buffer layer, 2-n-Al<sub>0,7</sub>Ga<sub>0,3</sub>As widegap emitter, 3-SiO<sub>2</sub> stripe, 4- Al<sub>0,6-0,3+0,6</sub>Ga<sub>0,4-0,7+0,4</sub>As GRIN waveguide and quantum well Al<sub>0,03</sub> Ga<sub>0,97</sub>As active region, 5- p-Al<sub>0,7</sub>Ga<sub>0,3</sub>As widegap emitter, 6-GaAs cap layer, 7-boundary of etching in the melt (p-Al<sub>0,55</sub>Ga<sub>0,45</sub>As), 8-p<sup>+</sup>-Al<sub>0,4</sub> Ga<sub>0,6</sub>As, 9-n- Al<sub>0,4</sub> Ga<sub>0,6</sub>As.

The melt etched mesa shapes depend on the mask adhesiveness to the epitaxial structure in undersaturated Ga-Al-As solutions. Besides the fact that adhesion of traditional masking layers such as SiO<sub>2</sub> and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> is much worse than that of AlGaAs native oxide, the adhesion of these oxide layers is not uniform and depend very much on the state of multilayer epitaxial structure surface leading to non-reproducible results. Native oxide layers were grown by anodic oxidation of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (x=0.5-0.6) in ammonium citrate electrolyte. The growth mechanism of native oxides provides high material quality and uniform interface with no impurities on it. This oxide is stabilised to resist harsh conditions of melt etching by post growth thermal treatment. It was shown that

masking properties of AlGaAs-based native oxide dramatically improve by increasing AlAs composition of AlGaAs. In order to form such a mask an additional AlGaAs layer with the thickness of 200-300 nm is grown on the surface of the multilayer structure. To form a necessary mask pattern this layer is anodised through a photoresist mask. It is very important that no undercutting under the mask takes place in the low temperature LPE mesa melt-etching and regrowth process when using AlGaAs - based native oxides. In this case the form of the mesa is dictated only by the anisotropy of melt etching which ensures that the active layer area is about twice smaller than the contact area. As a result the contact resistivity can be minimised. Only masks with a very good quality do permit the formation of these reverse mesa structures. After standard procedure of Au-Zn, Au-Ge ohmic contact deposition the laser bars with different cavity lengths was cleaved. The LD chips was "p-side down" mounted on the Cu heatsink.

### **Вплив дислокаційної структури на деформаційні процеси гетероструктур GaAlN/GaN на сапфірі**

Кладько В.П., Сафрюк Н.В., Кучук А.В., Беляєв О.Є., Мачулін В.Ф.

*Інститут фізики напівпровідників ім В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Методами високороздільної X-променевої дифрактометрії (ВРХД) та моделювання проведено дослідження структурних властивостей гетероструктур GaAlN/GaN, вирощених методом газової епітаксії із металоорганічних сполук на підкладках сапфіру різної товщини. На основі отриманих даних обговорюється мікроскопічна природа просторових неоднорідностей в цих структурах (деформація и густина дислокацій).

Визначені мікродеформації всередині блоків мозаїки та їх розміри. Шляхом чисельного моделювання підтверджений градієнтний розподіл дислокацій і деформацій по глибині як в мозаїчній (блочній) структурі нітридних шарів, так і в інтерфейсних областях підкладки сапфіру.

Встановлено взаємозв'язок деформацій з густиною дислокацій в шарах і підкладці при зміні товщини останньої. Показано, що збільшення товщини підкладки сапфіру призводить до зменшення густини дислокацій в шарах структури і збільшенню пружних деформацій. Встановлена причина і отримано експериментальне підтвердження вибудовування елементарних комірок шару та підкладки на границі розділу, яке призводить до невідповідності ґраток рівній  $\Delta a/a \sim 0.14$ . Були проведені розрахунки об'ємної долі блоків (наноклонок) GaN з різними латеральними орієнтаціями, для пояснення зміни знаку викривлення системи.

Визначено залежність радіуса кривизни системи від закону розподілу густини дислокацій в шарах, а також товщинний розподіл деформаційного

поля. Дано пояснення невідповідності радіусів викривлення системи, виміряних експериментально і розрахованих для різних значень неузгодженості параметрів ґраток.

### **The influence of dislocation structure on deformation processes of GaAlN/GaN heterostructures based on sapphire**

Kladko V.P., Safriuk N.V., Kuchuk A.V., Belyaev O.E., Machulin V.F.

*V. Lashkaryov Institute of semiconductors physics of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

The dependence of curvature radius of system on dislocation density distribution in the layers and thickness distribution of deformation field have been determined. The difference in measured and calculated curvature radii for different lattice misfits was explained.

### **Технологічні аспекти синтезу термоелектричних матеріалів на основі телуридів германію, олова і свинцю**

Борик В.В.

*Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

Телуриди металів четвертої підгрупи Періодичної таблиці (Ge, Sn, Pb) – перспективні термоелектричні матеріали для середньої області температур 500–850 К, а також як активні елементи приладових структур інфрачервоної техніки [1]. Тверді розчини на їх основі значно розширюють можливість практичного використання [2].

Особливості фізико-хімічні властивостей цих сполук визначаються характером фазових діаграм рівноваги. Так, зокрема, якщо телурид свинцю характеризується двосторонньою областю гомогенності і n- та р-типом провідності, то вже у телуридах германію і олова область гомогенності повністю зміщена на боці халькогена і для них характерна тільки діркова провідність та значна концентрація ( $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) носіїв заряду [3].

Відзначимо, що весь комплекс термоелектричних параметрів телуридів германію, олова і свинцю визначається інженерією дефектної підсистеми, пов'язаної як із відхиленням від стехіометричного складу, легуванням різними домішками, так і механізмами утворення твердих розчинів. Встановлено, що якщо надстехіометричні атоми Pb у телуриді свинцю розміщуються, в основному, у міжвузлях (Pb<sub>i</sub>) і є відповідальні за електронну провідність, то надстехіометрія халькогену обумовлює утворення вакансій у підґратці металу (V<sub>Pb</sub>) і є відповідальною за р-тип провідності. У телуридах германію і олова надстехіометричний телур спричиняє значну концентрацію вакансій у катіонній підґратці, що і є причиною великої концентрації дірок. Архітектурою точкових дефектів і

властивостями матеріалу можна ефективно керувати легуванням, а також утворенням твердих розчинів відповідно [4].

Не дивлячись на те, що у питанні дослідження дефектної підсистеми накопичена значна кількість теоретичних і експериментальних робіт, на даний час залишаються дискусійними технологічні аспекти синтезу термоелектричного матеріалу з наперед заданими властивостями [5].

У роботі деталізовано умови проведення синтезу, наступного гомогенізуючого відпалу, пресування і т. д. термоелектричних матеріалів на основі як чистих GeTe, SnTe, PbTe, так і легованих елементами різних підгруп Періодичної таблиці, а також ряду твердих розчинів на їх основі.

1. Л.И Анатычук. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. – К.: Наукова думка, 1979.
2. Зломанов В.П. Р-Т-х-диаграммы двухкомпонентных систем. М.: Изд-во МГУ, 1980. – С. 132.
3. Абрикосов Н.Х., Шелимова Л.Е. Полупроводниковые материалы на основе соединений  $A^{IV}B^{VI}$ . М.: Наука, 1975. – С. 195.
4. Фреїк Д.М., Прокопів В.В., Галушак М.О., Пиц М.В., Матеїк Г.Д. Кристалохімія і термодинаміка дефектів у сполуках  $A^{IV}B^{VI}$ . Івано-Франківськ: Плай, 1999. – С. 164.
5. Фізико-хімічні проблеми напівпровідникового матеріалознавства. Том. I. Кристали  $A^{IV}B^{VI}$ . Д.М. Фреїк, В.Ф. Пасічняк, В.В. Борик, Б.С. Дзундза, О.Л. Соколов За заг. ред. заслуженого діяча науки і техніки України, доктора хімічних наук, проф. Дмитра Фреїка. – Івано-Франківськ: Видавничо-дизайнерський відділ ЦІТ Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника. 2007. 352 с.

### **Technological Aspects of Synthesis Thermo-Electric Materials on the Basis of Tellurides of Germanium, Tin and Lead**

Boryk V.V.

*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

In article detail condition leadthrough of synthesis, homogenize the following annealing, pressing of thermo-electric materials on the basis of clean GeTe, SnTe, PbTe, and different sub-groups of the Periodic table, and also row of solid solution on their basis.

**СЕКЦІЯ 4 (стендові доповіді)  
ТОНКОПЛІВКОВІ ЕЛЕМЕНТИ ЕЛЕКТРОННИХ  
ПРИСТРОЇВ**

19 травня 2009 р.

**SESSION 4 (posters)  
THIN FILM ELEMENTAL COMPOUNDS FOR  
ELECTRONIC DEVICES**

May, 19, 2009

**Спін-поляризований транспорт в гібридних  
наногетероструктурах на основі шаруватого  
напівпровідника GaSe**

Бахтінов А.П., Водоп'янов В.М., Ковалюк З.Д., Нетяга В.В.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
Чернівці, Україна*

Прогрес у розвитку спінтроники пов'язаний з використанням гібридних гетероструктур “ферромагнітний метал-напівпровідник” (ФМ-НП). Ефективна спінова інжекція і високий ступінь спінової поляризації при  $T=300\text{K}$  можуть бути отримані в таких структурах, які виготовлені на основі високоомних НП, при наявності ультратонкого ( $<2-3\text{ нм}$ ) тунельного бар'єру для спін-поляризованих електронів на гетерограниці ФМ-НП [1]. Високоомні шаруваті кристали GaSe перспективні для використання в таких структурах. Тонкі шари цих НП можна вирощувати на поверхнях Si(111) і GaAs(100) методом “Ван-дер-Ваальсівської” (ВдВ) епітаксії, що відкриває можливості для створення нових спінтронних приладів із застосуванням стандартних НП технологій. Крім того, на ВдВ поверхні GaSe(0001) з низькою густиною обірваних зв'язків можна вирощувати тунельно тонкі шари різних НП з заданою концентрацією домішок методом некогерентної парофазної епітаксії незалежно від кристалічної структури і параметру кристалічної ґратки НП [2]. Теоретичний аналіз показує, що для вивчення спін-поляризованого транспорту в бар'єрних структурах крім традиційних оптичних методів можна застосовувати метод імпедансної спектроскопії [3]. В даній роботі досліджено вольт-амперні (ВАХ), вольт-фарадні (ВФХ) характеристики і імпедансні спектри (ІС) гібридних структур AuNi/n-Ga<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>/p-GaSe при різних температурах і зміщеннях. Досліджені двохбар'єрні гібридні структури складаються з бар'єру Шоттки

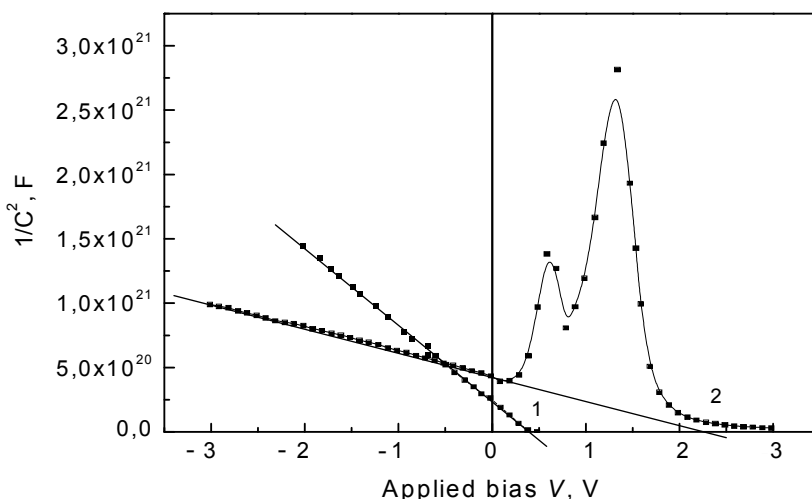


Рис. 1 ВФХ гібридної структури з КТ  $Ni_{1-x}Se_x$  при  $T=300$  К і різних частотах: 1-  $f=10$  кГц, 2-  $f=1$  МГц

(БШ)  $Au(300\text{nm})Ni(100\text{nm})/n\text{-Ga}_2\text{Se}_3$  з  $\delta$ -легованим шаром на гетерограниці ФМ-НП і з шаром квантових точок (КТ)  $Ni_{1-x}Se_x$  (середня висота  $\sim 1,9$  нм) в області просторового заряду (ОПЗ)  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$ , а також – з гетеропереходу  $n\text{-Ga}_2\text{Se}_3/p\text{-GaSe}$ . Встановлено, що тунелювання спін-поляризованих електронів із спіном ( $\sigma = \downarrow$ ) з НП в ФМ через спін-селективний бар'єр і спін-поляризованих електронів з ФМ в НП спостерігається при  $T=300\text{K}$  і значеннях напруги зміщення  $|V| < 100\text{mV}$ , яка прикладена до БШ. Релаксаційні процеси, які пов'язані з акумуляцією і дифузією спін-поляризованих електронів ( $\sigma = \uparrow$ ) в НП спостерігаються при прямому зміщенні БШ в області високих частот ІС ( $f \geq 1$  МГц). В області прямих зміщень БШ ( $V < 2$  В) зміни уявної частини імпедансу  $Z''(\omega)$  від напруги зміщення пов'язані з густиною станів для ФМ на рівні Фермі, з нелінійною залежністю спін-селективних властивостей тунельного бар'єру від напруги і з процесами зарядження-перезарядження КТ. Це знаходить своє відображення на ВАХ (в координатах  $\lg I = f(\lg V)$ ) і на ВФХ в області високих частот (Рис.1). На діаграмах Бодє ІС спостерігаються релаксаційні процеси, які пов'язані з резонансним тунелюванням електронів через КТ при наявності акумульованого спін-поляризованого заряду в ОПЗ БШ. При прямих зміщеннях БШ ( $V > 2\text{В}$ ) в гібридних структурах з малою товщиною (менше 200 нм) шару  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  спостерігається від'ємний уявний імпеданс  $Z''(\omega)$  в області частот  $f > 1$  МГц, який пов'язаний з дифузією неосновних носіїв (спін-поляризованих електронів  $\sigma = \uparrow$ ) в підкладці  $p\text{-GaSe}$ . Цей процес можна описати теорією малосигнального  $ac$ -імпедансу для випадку дифузії і рекомбінації електронів в тонкому шарі з часом релаксації  $\sim (10 \div 40)\text{нс}$  при  $T=300$  К. При оберненому зміщенні БШ ( $V < 3\text{В}$ ) спін-поляризовані електрони тунелюють з  $Ni$  в зону провідності  $n\text{-Ga}_2\text{Se}_3$  і рекомбінують з

неполяризованими дірками з валентної зони p-GaSe. Зміни знаку уявного імпедансу і фазового кута в ІС від напруги зміщення для таких процесів не спостерігаються.

1. A M Bratkovsky. Spintronic effects in metallic, semiconductor, metal–oxide and metal–semiconductor heterostructures // Rep. Prog. Phys. – 2008. – 71. – P. 026502.
2. А.П.Бахтинов, В.Н.Водопьянов, Е.И.Слынько, З.Д.Ковалюк, Самоорганизация наноструктур теллуридов свинца и олова на Ван-дер-Ваальсовой поверхности селенида галлия(0001) // Письма в ЖТФ. – 2007 – Т. 83, № 2. – С.80-87.
3. E.I Rashba. Complex impedance of a spin injecting junction // Appl. Phys. Lett. – 2002. – 80. – P. 2329-2331.

### **Пассивация поверхности германиевых диодных структур наночастицами**

Болгов С.С., Манойлов Э.Г., Каганович Э.Б.

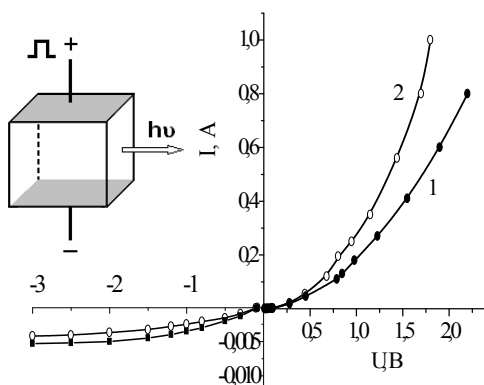
*Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина*

Проблема подавления поверхностной рекомбинации носителей заряда была и остается одной из основных при улучшении свойств полупроводниковых приборов. В данной работе исследована возможность улучшения характеристик германиевых диодов за счет уменьшения скорости поверхностной рекомбинации путем нанесения на боковые грани пленок оксида германия, содержащих германиевые наночастицы.

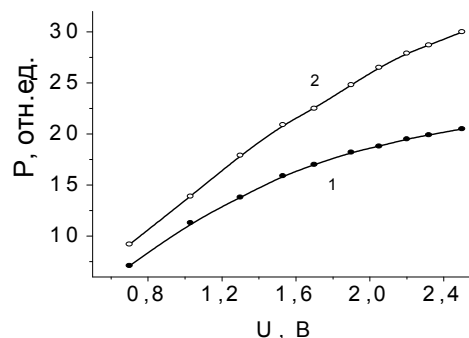
Объектами исследования являются германиевые диоды для инфракрасной (ИК) области спектра, работающие на принципе концентрационной модуляции теплового излучения. Диоды с размерами  $5 \times 5 \times 5 \text{ мм}^3$  были изготовлены из n-Ge с удельным сопротивлением  $0.30 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . На четыре боковые грани свободные от контактов наносили пассивирующее покрытие в виде пленки оксида германия, содержащей Ge наночастицы, методом импульсного лазерного осаждения. Осаждение пленки проводили при давлении аргона в  $10\text{-}20 \text{ Па}$ . В таких условиях пленка формируется из обратного низкоэнергетического потока частиц эрозионного факела. Толщины пленок составляли от десятков до  $200 \text{ нм}$ .

Пленки содержат Ge нанокристаллы с размерами  $1\text{-}5 \text{ нм}$ , которые погружены в диэлектрическую матрицу  $\text{GeO}_x$  ( $x \leq 2$ ). С увеличением давления аргона, а, следовательно, примесей кислорода и с введением золота стехиометричность состава оксида германия возрастала. Вследствие большого значения электронного сродства атомов золота они не только выступают катализаторами процесса окисления, но и отбирая электрон с нейтральной оборванной связи германия, исключают последние из рекомбинационных процессов.

На рис.1 приведены вольт-амперные характеристики диода, измеренные до (кр.1) и после нанесения пассивирующего покрытия (кр.2). Видно, что после пассивации боковых граней активного элемента прямой ток возрастает, а обратный уменьшается. Такое поведение вольт-амперных характеристик свидетельствует об увеличении времени жизни неравновесных инжектированных носителей заряда, об уменьшении темпа генерационно-рекомбинационных процессов на свободных боковых поверхностях активного элемента.



**Рис.1.** Вольт-амперные характеристики  $Ge$  диода при  $T=60^{\circ}C$  до (кр.1) и после (кр.2) пассивации боковых граней. На вставке — схема инжекционного излучателя.



**Рис.2.** Полевые зависимости мощности теплового излучения  $Ge$  диода при  $T=60^{\circ}C$  до (кр.1) и после (кр.2) пассивации боковых граней.

На рис.2 показаны полевые зависимости мощности теплового излучения  $P(U)$ , измеренные при  $60^{\circ}C$  до (кр.1) и после (кр.2) пассивации боковых граней источника излучения. Из рис. 2 следует, что пассивация свободных от контактов поверхностей активного элемента приводит к росту мощности теплового излучению на 46% при  $U=2,5$  В.

Измерения эффективного времени жизни неравновесных носителей заряда по кинетике теплового излучения показали, что для данного образца после нанесения пассивирующей пленки оно увеличилось от 150 до 215 мкс. Оценки показывают, что при этом скорость поверхностной рекомбинации уменьшилась от 700 до 400 см/с. За пять месяцев хранения на воздухе значения скорости поверхностной рекомбинации изменились не более чем на несколько процентов.

Уменьшение скорости поверхностной рекомбинации, очевидно, обусловлено как созданием потенциального барьера, так и тем, что наночастицы  $Ge$  осаждаются на активные центры поверхности германия, связанные с дефектами, которые являются центрами поверхностной рекомбинации носителей заряда, а тем самым нейтрализуют их.



## Passivation of Germanium Diode Structure Surface with Nanoparticles

Bolgov S.S., Kaganovich E.B., Manoilov E.G.

*Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Kiev, Ukraine*

We studied the conditions for suppression of surface recombination of nonequilibrium charge carriers in germanium  $p$ — $n$  diodes by passivating with nanoparticles. The germanium oxide films containing germanium nanocrystals were deposited at low temperatures onto germanium surface using the pulsed laser deposition technique. It is shown that passivation results in 40-50% growth of thermal radiation from a forward-biased diode in the 3-12  $\mu\text{m}$  spectral range due to increase of the effective charge carrier lifetime in the diode base.

## Органічно-неорганічні наноструктуровані плівки на основі оксиду цинку та фталоціанінів як високочутливі покриття хімічних сенсорів

Ю.В. Бурлаченко, Б.А. Снопко, S. Capone, M. Epifani, P. Siciliano

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

**Вступ.** Фталоціаніни металів є привабливими матеріалами як покриття хімічних сенсорів. Вони є термічно та хімічно стабільними, наявність адсорбційних центрів різної природи забезпечує широкий профіль селективності. Унікальні оптичні властивості фталоціанінів дають додаткову можливість управління їх селективністю шляхом опромінення в області смуг поглинання [1]. Поєднання фталоціанінів з неорганічними наноструктурованими плівками є додатковим способом контролю їх функціональності, а також дозволяє покращити чутливість та довготривалу стабільність сенсорних шарів.

**Експеримент.** Покриття ZnO наносилися з розчину у додециламіні та дифеніл ефірі наночастинок розмірами 20 нм на електрод сенсора (кварцовий резонатор, резонансна частота 10 МГц) при кімнатній температурі. Плівки фталоціанінів (близько 30 нм) наносилися на отримані поверхні методом термічного напилення у вакуумі.

**Результати.** На Рис. 1, а) наведені експериментальні криві - відгуки сенсорів з покриттями у вигляді плівок фталоціанінів (фталоціанін без металу, фталоціаніни міді та свинцю), а також змішаних покриттів на основі ZnO та тих самих фталоціанінів на насичені пари етилового спирту. AF - зміна резонансної частоти коливань сенсора як результат адсорбції молекул аналіту. Рис. 1, б) демонструє SEM зображення поверхні ZnO без органічного покриття.

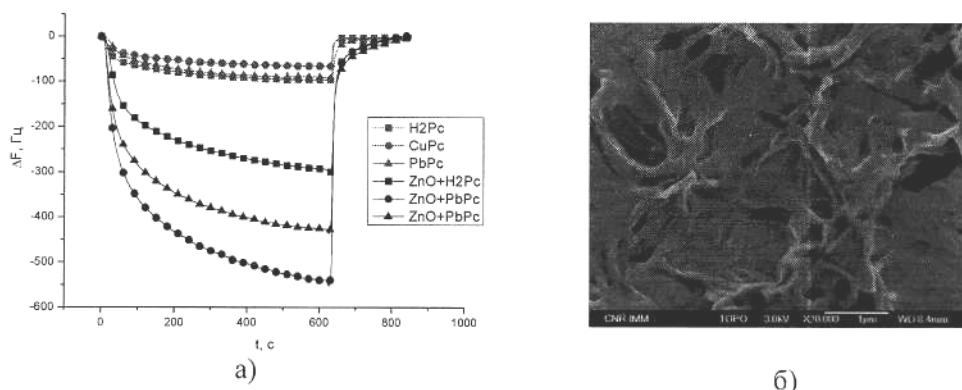


Рис. 1. а) відгуки сенсорів з покриттями у вигляді плівок фталоціанінів та фталоціанінів, поєднаних з ZnO, на пари етилового спирту; б) SEM зображення поверхні ZnO

Чутливість модифікованих покриттів у порівнянні з чистими плівками фталоціанінів збільшується у 3-8 разів. При цьому покращується відтворюваність вимірювань та довготривала стабільність покриттів.

1. Yu.V. Burlachenko, V.A. Snopok, Zhurnal Analiticheskoi Khimii – 2008. – V.63, №.6. – P. 610-619.

## Вплив п'єзоелектричного ефекту на дисперсію хвиль Лемба у пластинах кристалів класу 6 mm

Бурлій П.В.<sup>1</sup>, Ільїн П.П.<sup>2</sup>, Козаченко В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup>Національний університет біоресурсів і природокористування, Київ, Україна

Для неруйнівного дослідження новітніх матеріалів, що мають шарувату структуру широко застосовуються хвилі Лемба [1,2]. Однак, якщо шар речовини, в якому розповсюджується хвиля Лемба, має п'єзоелектричні властивості, то ці хвилі матимуть особливості. Тому метою даної роботи є з'ясування впливу п'єзоелектричного ефекту на властивості хвиль Лемба, зокрема на їх дисперсію в кристалах симетрії 6mm.

Розглядається розповсюдження хвиль Лемба в напрямі осі шостого порядку. Для такого випадку дисперсійні рівняння, які описують хвилі Лемба, були одержані в роботі [3]. Ці трансцендентні рівняння для довільного випадку можна розв'язати лише чисельними методами. Наближене аналітичне розв'язання цих рівнянь проводиться поблизу критичних частот, використовуючи малість хвильового числа  $k$  відповідних мод в цих частотних областях. Розглянуті хвилі з циклічною частотою  $\omega$ , що розповсюджуються в пластині кристалу товщиною  $2d$  з діелектричними, п'єзоелектричними та пружними сталими відповідно  $\varepsilon_{ij}$ ,

$e_{ij}, c_{ij}$ . Для випадків  $q = kd \ll 1$  коефіцієнти при  $q$  та  $q^2$  обчислювалися з точністю до членів, пропорційних квадрату коефіцієнта електромеханічного зв'язку  $K^2$ ; для спрощення аналізу приймалося  $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{33}$ . В результаті були одержані наведені нижче наближені дисперсійні рівняння.

Для антисиметричних мод, які народжуються на критичних частотах  $\Omega_{\text{kat}} = (n - \frac{1}{2})\pi\sqrt{1 + K^2}$  як поперечні хвилі:

$$\Omega - \Omega_{\text{kat}} = \frac{1}{\Omega_{\text{kat}}} [Pq^2 - K^2 \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{11}} q], \quad (1)$$

$$\text{де } P = \frac{g}{2} + \frac{Y}{\Omega_{\text{kat}} \sqrt{a}} \text{ctg}(\frac{\Omega_{\text{kat}}}{\sqrt{a}}); \quad Y = [\frac{(1 + K^2)(a + b)}{(a - 1)}]^2; \quad g = c - \frac{(1 + b)^2}{a - 1};$$

$$a = \frac{c_{11}}{c_{44}}; \quad b = \frac{c_{12}}{c_{44}}; \quad c = \frac{c_{33}}{c_{44}}; \quad K^2 = \frac{e_{15}^2}{\varepsilon_{11}c_{44}}; \quad \Omega = \frac{\omega d}{v_t}; \quad v_t = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}; \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

$\rho$  - густина матеріалу.

Для симетричних мод, які народжуються на критичних частотах  $\Omega_{\text{ksl}} = (n - \frac{1}{2})\pi\sqrt{a}$  як поздовжні хвилі:

$$\Omega - \Omega_{\text{ksl}} = \frac{1}{\Omega_{\text{ksl}}} [Rq^2 - GK^2 \frac{q}{q + \varepsilon_0/\varepsilon_{11}}] \quad (2)$$

$$\text{де } R = \frac{f}{2} + \frac{K^2}{2(a - 1)} [(a + b + r)(1 + r) - at] + \frac{Y}{\Omega_{\text{ksl}} \sqrt{1 + K^2}} \text{ctg}(\frac{\Omega_{\text{ksl}}}{\sqrt{1 + K^2}});$$

$$G = r \frac{at + (1 + b)(a + b) + (r + r^2)(a - 1)}{(a - 1)[(a - 1)r + a + b]}; \quad f = 1 + \frac{(1 + b)^2}{(a - 1)}; \quad r = \frac{e_{31}}{e_{15}}; \quad t = \frac{e_{33}}{e_{15}}$$

Наближені рівняння для антисиметричних мод, які народжуються на критичних частотах  $\Omega_{\text{kal}} = n\pi\sqrt{a}$  як поздовжні хвилі:

$$\Omega - \Omega_{\text{kal}} = Qq^2 / \Omega_{\text{kal}}, \quad (3)$$

та для симетричних мод, які народжуються на критичних частотах

$\Omega_{\text{kst}} = n\pi\sqrt{1 + K^2}$  як поперечні хвилі:

$$\Omega - \Omega_{\text{kst}} = Sq^2 / \Omega_{\text{kst}} \quad (4)$$

описують хвилі, властивості яких в області, що розглядається, якісно не залежать від наявності п'єзоелектричного ефекту.

Рівняння (1) та (2) при  $K^2 \neq 0$  описують хвилі, які при малих  $q$  мають протилежно спрямовані фазову  $v = \omega/k$  та групову

$v_g = \partial\omega / \partial k = v_t \partial\Omega / \partial q$  швидкості („зворотні” хвилі) і існують при частотах менших за критичну.

1. L. Wang, F.G. Yuan // *Composites Science and Technology*. – 2007. – 67. – P. 1370-1384.
2. A. Demčenko, L. Mañeika // *Ultragarsas*. – 2002. – V 44, N 3. – P.15-17.
3. Н.Я.Коцаренко, И.Я.Кучеров, И.В.Островский и др. // *Укр. физ. ж.* – 1971.-Т. 16, № 10. – С. 1707-1716.

### **Influence of Piezoelectric Effect on the Dispersion of Lamb Waves in Plates of the Class 6mm Crystals**

Burlii P.V.<sup>1</sup>, Ilyin P.P.<sup>2</sup>, Kozachenko V.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*National Taras Shevchenko University of Kyiv, Kyiv, Ukraine.*

<sup>2</sup>*National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine.*

The propagation of Lamb waves in the direction of hexagonal axis in plates of the class 6mm crystals is theoretically analyzed. Some Lamb modes near to critical frequencies have opposite directions of phase and group velocities (the phenomenon of backward wave) in the presence of piezoelectric effect.

### **Модель взаимодействия средств отображения информации с внешней средой**

Бушма А.В.

*Одесская национальная академия связи, Одесса, Украина*

Системный подход является основой создания надежных и эффективных эргатических систем и позволяет решить конкретные задачи оптимизации устройств отображения информации по ключевым параметрам. Однако при использовании системных методов оптимизации недостаточно внимания уделялось одному из наиболее распространенных и востребованных типов систем – пленочным устройствам индикации индивидуального пользования, которые в подавляющем большинстве случаев обеспечивают непосредственное взаимодействие технических средств и оператора, служат устройствами вывода данных практически во всех измерительных и показывающих приборах. Сложные и крайне разнообразные условия эксплуатации таких индикаторов определяют повышенный практический интерес к взаимодействию этих технических средств с окружающей средой.

В работе на основе многоуровневого системного подхода получено аналитическое описание информационного и неинформационного взаимодействия средств отображения данных индивидуального пользования на пленочных дискретных индикаторах с внешней средой.

Исследования показали, что, с учетом взаимодействия с внешней средой, индикаторная система может быть представлена в виде структуры, включающей 5 типов элементов, среди которых: 1 – приемник актуальной системной информации; 2 – блок запоминания и хранения данных; 3 – преобразователь данных в визуальную форму; 4 – преобразователи внешних воздействий; 5 – преобразователи возбуждения. При этом визуальная информация из системы передается оператору через эффектор  $S$ , а сигналы управления внешними источниками информации – посредством эффектора  $C_I$ . Система имеет  $r$  рецепторов  $R_1, \dots, R_r$  и  $u$  эффекторов  $U_1, \dots, U_u$ , связывающих ее с неинформационной средой. В результате общее число ее элементов определяется выражением  $N_{SD} = r + u + 3$ . Для такой системы получены матрицы, описывающие взаимодействие с неинформационной средой  $\mathbf{M}^{CR}$  и  $\mathbf{M}^{CU}$ . В том числе, они определяют помехи, влияющие на систему, в виде  $\mathbf{M}^{CR}$  и помехи, создаваемые индикаторной системой, как  $\mathbf{M}^{CU}$ . Эти квадратные матрицы получены в следующем виде

$$\mathbf{M}^{CR} = \left\| \begin{array}{cccccc} 0 & 0 & 0 & \mathbf{M}_{14}^{CR} & \dots & \mathbf{M}_{1N_{CR}}^{CR} \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{M}_{24}^{CR} & \dots & \mathbf{M}_{2N_{CR}}^{CR} \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{M}_{34}^{CR} & \dots & \mathbf{M}_{3N_{CR}}^{CR} \\ \mathbf{M}_{41}^{CR} & \mathbf{M}_{42}^{CR} & \mathbf{M}_{43}^{CR} & 0 & \dots & \mathbf{M}_{4N_{CR}}^{CR} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \mathbf{M}_{N_{CR}1}^{CR} & \mathbf{M}_{N_{CR}2}^{CR} & \mathbf{M}_{N_{CR}3}^{CR} & \mathbf{M}_{N_{CR}4}^{CR} & \dots & 0 \end{array} \right\| ,$$

$$\mathbf{M}^{CU} = \left\| \begin{array}{cccccc} 0 & 0 & 0 & \mathbf{M}_{14}^{CU} & \dots & \mathbf{M}_{1N_{CU}}^{CU} \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{M}_{24}^{CU} & \dots & \mathbf{M}_{2N_{CU}}^{CU} \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{M}_{34}^{CU} & \dots & \mathbf{M}_{3N_{CU}}^{CU} \\ \mathbf{M}_{41}^{CU} & \mathbf{M}_{42}^{CU} & \mathbf{M}_{43}^{CU} & 0 & \dots & \mathbf{M}_{4N_{CU}}^{CU} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \mathbf{M}_{N_{CU}1}^{CU} & \mathbf{M}_{N_{CU}2}^{CU} & \mathbf{M}_{N_{CU}3}^{CU} & \mathbf{M}_{N_{CU}4}^{CU} & \dots & 0 \end{array} \right\| ,$$

где  $N_{CR}$ ,  $N_{CU}$  – соответственно размер матриц  $\mathbf{M}^{CR}$  и  $\mathbf{M}^{CU}$ , причем,  $N_{CR} = r + 3$ , а  $N_{CU} = u + 3$ ;  $\mathbf{M}_{ij}^{CR}$  – субматрицы размером  $r_0 \times r_1$ ,

описывающие связи между  $i$ -м и  $j$ -м узлами системы, включающими  $r$  рецепторов  $R_1, \dots, R_r$ , и представленными в виде последовательности 1, 2, 3, 4,  $4_1, \dots, 4_r$ ;  $\mathbf{M}_{ij}^{CU}$  – субматрицы размером  $u_1 \times u_0$ , описывающие связи между  $i$ -м и  $j$ -м узлами системы, включающими  $u$  эффекторов  $U_1, \dots, U_u$ , и представленными в виде последовательности 1, 2, 3, 5,  $5_1, \dots, 5_u$ .

### **Model of Display Interaction with an Environment**

Bushma A.V.

*Odessa National Academy of Telecommunications, Odessa, Ukraine*

On the basis of the system approach to displays analytical descriptions of ergatic system and its subsystem for a visual data display in the discrete form are received. Properties of the bidimensional matrixes representing information and non-information hardware-environment interaction are investigated.

### **Матричная модель искажения данных при отказах схемы сканирования пленочного шкального индикатора**

Бушма А.В.<sup>1</sup>, Сукач Г.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Одесская национальная академия связи, Одесса, Украина*

<sup>2</sup>*Национальный университет биоресурсов и природопользования Украины, Киев, Украина*

Пленочные шкальные индикаторы успешно решают задачу построения современных высокоэффективных средств отображения информации и эргатических систем. Анализ показывает, что их реальная надежность определяется как аппаратурной, так и эргономической составляющей. Поэтому практический интерес представляет моделирование искажений визуальной информации в канале передачи данных индикатор-оператор при отказе блоков синтеза изображений на шкале.

В работе получено матричное аналитическое описание визуального проявления типовых отказов, возникающих в схеме управления пленочным шкальным индикатором, элементы которого соединены двумерной матрицей.

Рассмотрена реализация аддитивной информационной модели на пленочном индикаторе с матричным соединением излучателей  $a_{xy}$  в виде  $n$  групп по  $m$  элементов при многотактном формировании изображения

по шинам младших разрядов. В этом случае изображение, представляющее число  $\nu$ , синтезируется за  $m$  тактов –  $y = \overline{1, m}$ , в каждый из которых возбуждается соответствующее подмножество элементов индикатора. Результирующий визуальный образ описывается  $m$  двумерными матрицами  $n \times m$ .

Исследования показали, что при отказе блоков сканирования по младшим разрядам, обеспечивающих возбуждение пленочных излучателей  $a_{xy}$ , с равной вероятностью формируется одно из  $m$  изображений, которые образуют две группы. Первая из них представлена  $y_\nu = \nu - m \cdot E(\nu/m)$  оптическими образами из  $x_\nu = E(\nu/m) + 1$  возбужденных излучателей, которые описываются двумерными матрицами  $n \times m$ , имеющими по одному ненулевому столбцу из  $E(\nu/m) + 1$  элементов, где  $E$  – антье. Матрицы этой группы (на примере первой из общего их числа  $c$ , где  $c = \nu - m E(\nu/m)$ ) имеют следующий вид

$$\tilde{\mathbf{A}}_{\nu BG}^{DML1} = \begin{pmatrix} \tilde{a}_{11} & 0 & \dots & 0 \\ \tilde{a}_{21} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{a}_{(x_\nu-1)1} & 0 & \dots & 0 \\ \tilde{a}_{x_\nu 1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix}.$$

Вторая группа включает  $m [E(\nu/m) + 1] - \nu$  изображений из  $E(\nu/m)$  возбужденных излучателей, представленных матрицами  $n \times m$  с одним ненулевым столбцом из  $E(\nu/m)$  элементов. Эти  $(m - c)$  матриц записываются (на примере первой из них, имеющей номер  $c + 1$ ) как

$$\tilde{\mathbf{A}}_{\nu BG}^{DML(c+1)} = \begin{pmatrix} 0 & \dots & 0 & \tilde{a}_{1(y_\nu+1)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \tilde{a}_{2(y_\nu+1)} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & \tilde{a}_{(x_\nu-1)(y_\nu+1)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix}.$$

Предложенный математический аппарат является удобным аналитическим инструментом для исследования и сопоставления методов достоверной передачи данных оператору в эргатических системах на основе пленочных шкальных индикаторов.

### **Matrix Model of Data Distortion at Failure of Thin Film Bar Graph Display Scanning Scheme**

Bushma A.V.<sup>1</sup>, Sukach G.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Odessa National Academy of Telecommunications, Odessa, Ukraine*

<sup>2</sup>*National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

The analytical tools for research and comparison of methods of authentic data transmission to the operator in ergatic systems are offered.

### **Створення ефективного кремнієвого світловипромінюючого діода на основі КНІ-структури**

Варцаб'юк А. Р., Кропивич В. В.

*Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Сучасний стан мікроелектроніки характеризується багатьма проблемами. Це – вихід на рівень, де діють ще недостатньо вивчені квантові механізми, пошук матеріалів, які б дозволили зменшити розміри елементів, здійснити інтеграцію різного роду пристроїв на одному кристалі. Ще одним вузьким місцем інтегральної електроніки є з'єднання елементів на кристалі. На цей час з'єднання здійснюються за допомогою металевих плівок, в основному алюмінію, легованих поліцидних плівок. Також є спроби робити з'єднання за допомогою шарів міді. Але такі з'єднання характеризуються малою шириною зони пропускання, великими затримками сигналу, обмеженою кількістю з'єднань у певному об'ємі.

Всі ці обмеження здатні обійти оптичні з'єднання. Необхідно вирішити проблему інтеграції оптичних елементів на одному кристалі з електричними. З'являється можливість оперувати оптичними сигналами, а не електричними. Для цього потрібно розробити технологію виготовлення інтегральних оптичних елементів, зокрема світловипромінюючих діодів, лазерів, хвилеводів, модуляторів. Частково це вирішується гібридною інтеграцією оптичних елементів на основі сполук  $A^3B^5$  з електричними схемами. Але ця технологія є досить дорогою. Найкращим вирішення такого завдання є розробка оптичних елементів на основі кремнію.

Найважливішим, а також одним з невирішених на сьогодні, завданням є розробка світлоемітуючих елементів на основі кремнію. Через те, що кремній є непрямозонним напівпровідником, ефективність емісії з нього є дуже малою. Ми пропонуємо технологію виготовлення



кремнієвого світловипромінюючого діода на основі КНІ-структури з достатньо великою ефективністю. Технологія виготовлення такої структури повністю сумісна з сучасною технологією виготовлення НВІС.

### **Creation of Effective Silicic Light-Emitting Diode on the Basis of Structure**

Vartsab'yuk A.R, Cropivych V. V.

*PreCarpathian National University named after Vasil Stephanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

General overview of the technologies light emission in silicon-based systems is presented with an indication as to the applications for which they may be used. The technology of fabrication of the silicon light-emitting diode is offered. This technology using standard ULSI procedures involving ion implantation of boron and subsequent thermal processing.

### **Інтегрально-оптичні хвилеводні структури з нанорозмірним активним шаром на основі ХСН**

Горват Г.Т., Сакалош І.І., Шаркань Й.П., Попович І.І.

*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

Інтегрально-оптичні хвилеводні структури широко застосовуються в якості світлокерованих оптичних перемикачів та ряду інших елементів інтегральної оптики, а останнім часом завдяки масо-габаритним характеристикам, технологічності, простоті та надійності конструкції, оскільки весь оптичний тракт реалізується у вигляді інтегрально-оптичної схеми на єдиній підкладці, знайшли широке застосування в якості оптичних хімічних та біохімічних сенсорів.

Найбільш вивченим класом матеріалів, для яких характерна фотоіндукована зміна оптичних параметрів (показника заломлення і положення краю поглинання) є халькогенідні склоподібні напівпровідники (ХСН). У таких матеріалах, залежно від складу, освітлення може викликати зсув краю пропускання або в довгохвильову область спектра (фотопотемніння), або у бік коротких хвиль (фотопросвітління). Одночасно із цим відбувається істотна зміна величини показника заломлення в межах одиниць відсотків. На сьогодні накопичено значний експериментальний матеріал, з якого випливає, що при освітленні шарів ХСН світлом у спектральній області краю їхнього власного поглинання ряд ХСН проявляє ефект оборотної або необоротної зміни оптичних параметрів.

Найбільш істотним недоліком використання ХСН або інших матеріалів, що володіють фотостимульованою зміною оптичних параметрів при створенні елементів інтегрально-оптичних хвилеводних систем є те, що вони повинні мати одночасно хороші хвилеводні й світлочутливі властивості. Однак ці властивості протилежні одна одній і не

можуть мати досить високих значень для окремо взятої довжини хвилі, тому що світлочутливість пропорційна, а хвилеводні властивості обернено пропорційні поглинанню світла в середовищі. Тому для розв'язання даної проблеми нами запропоновано використання багатошарових планарних хвилеводних структур, зокрема, скляного дифузійного хвилеводу, що має незначне затухання у видимій області спектра та градієнтної нанорозмірної плівки на основі ХСН, яка володіє значними змінами показника заломлення  $n$  і коефіцієнта поглинання  $\alpha$  при відносно невеликому оптичному збудженні.

Проведено дослідження двошарових хвилеводних інтегрально-оптичних структур: дифузійний хвилевод із експоненціальним та параболічним розподілом профілю показника заломлення – активний нанорозмірний градієнтний шар ХСН. Градієнтна плівка ХСН наносилась методом дискретного термічного випаровування шляхом незалежної подачі вихідних компонент з окремих бункерів у загальний випаровувач. Причому швидкість подачі кожної речовини змінювалася в процесі росту плівки, а закон зміни швидкостей подачі речовин визначався профілем показника заломлення одержуваних неоднорідних структур, а товщина плівки вибиралася таким чином, щоб у ній не збуджувався хвилеводний режим. Визначено хвилеводні параметри отриманих структур з експоненціальним та параболічним профілем зміни показника заломлення халькогенідного шару та їх зміни при фотоіндукованій зміні показника заломлення в цьому шарі.

### **Integral-Optic Waveguide Structures with Nanosize Active Layer on the Base of CGS**

Horvat G.T., Sakalosh I.I., Popovich I.I., Sharkan Y.P.

*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

In the course of measurements investigation of the twolayer waveguide integral-optic structures where carried out: diffuse waveguide with exponential and parabolic distribution of the profile of the refractive index – active nanosize gradient layer CGS. They defined the waveguide parameters of the obtained structures and their changes at photoinduced change of the refractive index of the active layer CGS.

### **Бар'єрні структури на основі Co/CdMnTe**

Горлей П.М., Фрасуняк В.М., Орлецький І.Г., Білічук С.В.

*Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна*

Важливим завданням сучасної прикладної електроніки є встановлення фундаментальних знань щодо механізмів інжекції спінів електронів із феромагнітного матеріалу в напівмагнітний напівпровідник

(зокрема, CdMnTe), що, як передбачається, дасть змогу створити пристрої з принципово новими функціональними можливостями [1,2].

У даній роботі приведено результати досліджень технології отримання та фізичних властивостей перспективної для спінтроники структури Co/CdMnTe. Для виготовлення цієї структури використовувалися монокристали  $n\text{-Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  ( $0 < x < 0,05$ ), вирощені вертикальним методом Бріджмена при високому тиску пари Cd ( $P_{\text{Cd}} = 2$  атм). Величини концентрації та рухливості носіїв заряду при кімнатній температурі становили приблизно  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  і  $\sim 10^3 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , відповідно. Зразки для структур виготовлялися у формі прямокутних пластин розмірами  $(6 \times 6 \times 0.5) \text{ мм}^3$ . Для зняття порушеного поверхневого шару вихідного матеріалу проводилося хімічне полірування підкладок у 2%-ому розчині бром у диметилформаміді. Структури виготовлялися нанесенням методом термічного випаровування на поверхню CdMnTe тонких плівок кобальту у вакуумі. Адгезія металевих плівок була задовільною. Омичним контактом до  $n\text{-CdMnTe}$  слугували напилені плівки індію.

Вольт-амперні характеристики створених структур вимірювалися у режимі постійного струму в інтервалі температур 290-320К, а вольт-фарадні характеристики – при кімнатній температурі, частоті 1 кГц та зворотному зміщенні в інтервалі  $0 \div 3\text{В}$ . За результатами проведених вимірювань визначено параметри перехідних областей структури Co/CdMnTe, а саме: висоту потенціального бар'єра, ширину області просторового заряду, глибину залягання генераційно-рекомбінаційних рівнів у базових напівпровідниках. Показано, що при малих прямих зміщеннях ( $V \leq 0,4 \div 0,6 \text{ В}$ ) у досліджуваних структурах домінуючим є рекомбінаційний механізм перенесення носіїв заряду, а при підвищених напругах помітним стає вклад тунельного струму. Зворотний струм формується тепловим рухом носіїв заряду та тунельним струмом. Проведено порівняння отриманих результатів з існуючими літературними даними та зроблено рекомендації щодо можливостей параметрів досліджуваної структури технологічними методами покращення.

1. D. L. Smith R. N. Silver. Electrical spin injection into semiconductors // Phys. Rev. B. – 2001. – 64. – P. 045323.
2. R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher et al. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode // Nature. – 1999. – 402. – P.787-790.

### **Barrier Structures Based on Co/CdMnTe**

Gorley P.M., Frasunyak V.M., Orletskyi I.G., Bilichuk S.V.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

We developed the technology for manufacturing Co/CdMnTe spintronic structure, investigated its current-voltage and capacitance-voltage curves,

determined parameters of the transitional areas, analyzed carrier transport mechanisms and compared the results obtained with the existing literature data.

## Гетероструктури на основі CdMnTe/муміє

Горлей П.М., Фрасуняк В.М., Орлецький І.Г., Чупира С.М.

*Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна*

У сучасній мікроелектроніці все більше застосування знаходять органічні напівпровідники як природного так і синтетичного походження, а також структури на їх основі [1]. Особливу групу складають контакти напівмагнітний напівпровідник/речовина біологічного походження. У даній роботі приведено результати досліджень процесів струмопереносу у структурі CdMnTe/муміє.

У якості вихідного матеріалу використовувалося муміє (М) очищене, що випускається промисловістю в якості харчової добавки, а другою компонентою слугували пластинки n-CdMnTe розмірами (5x5x0,4) мм<sup>3</sup>, виготовлені із монокристалів, вирощених вертикальним методом Бріджмена при високому тиску пари Cd ( $P_{Cd} = 2$  атм). Величини концентрації та рухливості носіїв заряду у зразках дорівнювали  $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup> і  $\sim 800$  см<sup>2</sup>/В·с, відповідно. Підкладки після механічної обробки піддавалися хімічному поліруванню у 5% розчині броду у диметилформаїді, а потім на них наносилася капля спиртового розчину М за методикою, описаною в [1]. Струмовідвідним контактом зі сторони CdMnTe слугував індій, а зі сторони органічної речовини – срібло.

Результати аналізу стаціонарних вольт-амперних характеристик (ВАХ) структур М/n-CdMnTe показали, що вони володіють чітко вираженим випрямленням струму: при напругах зміщення  $U = 3$  В прямий струм перевищує зворотний більш ніж на порядок. При напругах прямого зміщення  $U > 0,4$  В пряма гілка ВАХ описується лінійною залежністю, де напруга відсічки складає 0,21 В, а значення внутрішнього опору структури  $R_{\text{п}} \approx 120$  Ом визначається питомим опором базового матеріалу та геометрією структури. В діапазоні прямих зміщень  $U < 0,21$  В ВАХ носить нелінійний характер. Визначений коефіцієнт неідеальності структури  $n \approx 2$  вказує на переважаючий рекомбінаційний механізм проходження струму. При  $0,21\text{В} < U < 0,4\text{В}$  значення діодного коефіцієнта  $n$  значно більше, що свідчить про тунельно-рекомбінаційний механізм струмоперенесення у отриманих структурах. Із аналізу залежності зворотного струму від напруги встановлено, що в діапазоні зворотних зміщень  $0 \div 1\text{В}$  ВАХ описується степеневим законом  $I(U) \sim U^m$ , де показник степеня  $m$  близький до одиниці і пов'язується з тунелюванням та значним впливом струмів витоку на поверхні. З порівняння отриманих результатів і даних роботи [1]

зроблено припущення щодо шляхів покращення параметрів досліджуваної структури технологічними методами.

1. Драпак С.И., Нетяга В.В., Прилуцкий Ю.И. Гетероконтакт в системе полупроводник-мумие // *Письма в ЖТФ*. – 2005. – Т 18, № 31. – С.15-21.

### **Heterostructures Based on CdMnTe/Mumiyo**

Gorley P.M., Frasunyak V.M., Orletskyi I.G., Chupyra S.M.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

CdMnTe/mumiyo heterostructures were created by deposition of organic films on n-CdMnTe surface. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of the resulting junctions were investigated, which allow to determine several structure parameters and to analyze the main current transport mechanisms.

### **Фото-термоэлектрический датчик энергии на основе системы InN – (Pr,Y)O**

Горячев Ю.М., Дехтярук В.И., Малахов В.Я., Симан Н.И., Фиялка Л.И.

*Институт проблем материаловедения НАН Украины, Киев, Украина*

Известны результаты исследования комбинированных фото – термо – электрических преобразователей (ФТП) на основе тонкоплёночных датчиков фото- э.д.с. и толстоплёночных керамических термо-электрических преобразователей [1,2,3]. В настоящем сообщении анализируется перспективность конкретного использования в комбинированных преобразователях солнечной энергии тонких плёнок InN и толстых плёнок (Pr,Y)O – SnO.

Разработаны конкретные подходы и оптимизированы методы значительного повышения эффективности фото-термоэлектрического преобразования энергии путём исследования влияния структуры и состава плёночных слоёв на их свойства и изучения зависимости функциональных характеристик приборов от сочетаний параллельной и последовательной коммутаций и теплопереходов в них.

Один из способов изготовления таких коммутаций – это конструирование многослоистых композитов [4]. Авторами разработана методика компьютерного моделирования оптимальных конструкций, электрических и тепловых потоков в таких рабочих телах.

На рисунке 1 приведено схематическое изображение такой батареи, включающей отдельные наклонённые элементарные термоэлектрические слои.

Проведены расчеты основных конструкционных и энергетических характеристик разработанных термоэлементов и фото-термобатареи.

Расчетные энергетические характеристики одного из вариантов ФТП с концентратором солнечного потока приведены в таблице .

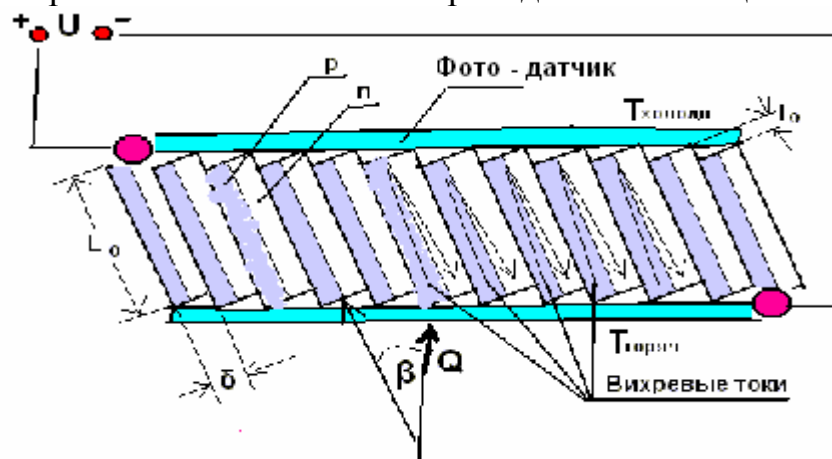


Рис. 1. Схема фото-термоэлектрической батареи с многослойным наклоненным термоэлектрическим рабочим телом

**Таблица**

Энергетические характеристики комбинированного фото-термоэлектрического преобразователя

Плотность подводимого теплового потока, $Q_1$ , Вт/см <sup>2</sup>	20±2
Плотность отводимого теплового потока, $Q_2$ , Вт/см <sup>2</sup> ,	8±1
Температура горячего спаев, $T_г$ , °С	1700
Температура холодного спаев, $T_х$ , °С	500
Оптимальная высота термоэлементов, $L_{оптим}$ , см	0,8
Оребренность теплоотводящих поверхностей, К	25
Общий коэффициент полезного действия, КПД, %;	50
Термоэлектрический КПД, %;	18
Удельная мощность, Вт/см <sup>2</sup>	12,0

На основании приведенных результатов сделаны следующие выводы:

- Установлена эффективность преобразования потока лучистой энергии в электричество путём комбинирования фото – и термоэлектрических датчиков.
- Оптимизированы методы последовательной и параллельной коммутации в таких преобразователях применением наклонного многослойного термоэлектрического рабочего тела.
- Показана перспектива двукратного увеличения эффективности фото-термоэлектрических датчиков применением концентрированного потока лучистой энергии до 20 Вт/см<sup>2</sup>.

1. Malakhov V. Ya. // Solar Energy Materials & Solar Cells. – 2003. – V. 76. – N 4. – P. 637-641.
2. Горячев Ю. М., Дехтярук В. И., Симан Н. И., Фиалка Л. И. Термоэлектрические свойства композитных толстых пленок типа

- полупро-водник – диелектрик // Электронное строение и свойства тугоплавких соединений и сплавов. – Киев. – ИПМ НАН Укр.– 2000. – С. 112-118.
3. Горячев Ю.М., Дехтярук В.И., Симан Н.И., Фиалка Л.И. Внутренние параметры электропереносу в композитных толстых пленках // Электронное строение и свойства тугоплавких соединений, сплавов. – Киев. – ИПМ НАН Укр. – 2004. – С. 23-28.
  4. Горячев Ю.М., Дехтярук В.И., Малахов В.Я., Рудь Б.М., Симан Н.И., Фиалка Л.И. Оптимизация конструкции, электрических и тепловых режимов работы многослойных анизотропных термобатарей // Труды Харьковской нанотехнологической ассамблеи – 2008. – Харьков: ХПИ.

### До питання про кінетику хемосорбції

Іванків Л.І., Козак М.М., Пенюх Б.Р.

*Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна*

Використовуючи закон діючих мас і аксіоматичну формулу Френкеля, отримано розподіл хемосорбованих частинок за енергіями активації, який має три характерні ділянки. З розподілу молекул за енергією активації отримано кінетику хемосорбції з переходом від Ленгмюрівської до кінетики Бенхема і кінетики Єловича наприкінці процесу хемосорбції.

Як відомо, із закону дії мас:  $\frac{dN}{dt} = \alpha p(N^* - N) - \beta N$ , тут  $N^*$  – кількість центрів адсорбції (ЦА),  $p$  – парціальний тиск кисню,  $\alpha$  і  $\beta$  – коефіцієнти. Інтегрування цього рівняння дає  $N = N^*(1 - e^{-\alpha p t})$ ; його графічне представлення виявляє ділянки  $(0, t_1)$ ,  $(t_1, t_2)$  і  $(t_2, t_3)$  з відповідним розподілом адсорбованих молекул:  $N_1 \sim t^1$  в області  $(0, t_1)$ ,  $N_4 \sim t^0$  в області  $(t > t_3)$  та  $N \sim t^{1/n}$  в області  $(t_1, t_2)$ , де  $n > 1$ . Використавши аксіоматичну формулу Френкеля  $t = \tau_0 e^{E/RT}$ , одержуємо розподіл хемосорбованих молекул за енергією активації  $N_2 \sim e^{E/RT}$  і  $N_3 \sim E$ .

Експериментальні дослідження зміни опору поверхневого шару адсорбента при хемосорбції (як і зміна роботи виходу) показують таку ж залежність, як і  $N(t)$ .

Внаслідок хемосорбції поверхня заряджається, що викликає загин зон, величину якого знаходимо за допомогою рівняння Пуассона з початковими і граничними умовами. Розв'язок рівняння дає зв'язок величини загину зон  $\Delta\phi_e$ , яка визначає енергію активації хемосорбції  $E_a$  з

кількістю хемосорбованих молекул  $N$ :  $N \sim e^{e\phi_3/2kT}$ , а кінетика:  $N \sim t^{1/2}$  (кінетика Бенхема).

З розподілу молекул за енергією активації  $E_a$  одержуємо кінетику: коли  $E \sim 0$  (заповнення тільки починається) та коли дріб показника із заповненням зменшується (згідно експериментальних залежностей  $\Delta R(t)$ ) та  $N(t)$  при виході на насичення) величина його мала і розклад експоненти в ряд дає  $N \sim E$ , що відповідає  $N \sim \ln t$  (кінетика Єловича).

Отже, з розподілу хемосорбованих частинок за  $E_a$  ми одержали кінетику хемосорбції (де Ленгмюрівська кінетика переходить у кінетику Бенхема і закінчується процес кінетикою Єловича), що свідчить, по-перше, не про хаотичне заповнення ЦА молекулами, а по-друге, що процес відбувається не за законами статистики, а згідно законів електростатики відбувається заряджання поверхні при хемосорбції і побудова структури адсорбційної плівки. Нарешті, результати, одержані з закону дії мас і з закону взаємодії електричних зарядів абсолютно повно узгоджуються між собою і що швидка і незворотня хемосорбція переходить у повільну і зворотню.

Перехід однієї кінетики в другу відбувається, очевидно, при перебудові структури адсорбованої плівки (наприклад, з квадратичної в гранецентрично квадратичну, що не заперечує експериментальну залежність  $N(T)$ ) і, нарешті, одержаний розподіл ЦА за енергіями активації показує, що існує широкий набір ЦА з різною енергією активації в т.ч. і такі, на яких можливий каталіз.

### **For Question about Kinetic Chemosorbtion**

Ivankiv L.I., Kozak M.M., Penyukh B.R

*I.Franko Lviv National University, Lviv, Ukraine*

The distribution of chemosorbtion particles dependens of activation energy was obtained due to using of axiomatic Frenel's formula and actions mass law. According to the energy distribution that contained three region the kinetic of chemisorption with series transitions from Lengmoure cinetic to the Bencham's kinetic and the last part of region belong Yelovitch kinetic was obtained.

### **Кремнієві сонячні елементи з Брегівськими дзеркалами**

Іванов І. І.<sup>1</sup>, Скришевський В. А.<sup>1</sup>, Горбулик В. І.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup>Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна

Величина коефіцієнта поглинання світла з ближньочервоної частини спектру в кремнієвих сонячних елементах (СЕ) з стандартною для сонячної



індустрії товщиною 200 мкм є доволі малою після однократного проходження світла скрізь СЕ. Поглинання може бути покращено шляхом збільшення шляху, що проходять промені всередині СЕ. Збільшення оптичного шляху без збільшення геометричної товщини променів може бути здійснено шляхом формування рефлектора – Брегівського дзеркала (БД) на тиловому боці СЕ. Завдяки наявності БД в об'ємі СЕ можуть спостерігатися багатократні відбиття низько енергетичних фотонів від передньої і тилової грані СЕ. Ефективність поглинання низько енергетичних фотонів можна значно збільшити поєднанням використання БД з двостороннім текстуруванням СЕ.

Один з шляхів формування рефлектора на тиловому боці СЕ є створення на тиловому боці СЕ БД з поруватого кремнію (ПК) яке складається з шарів з високим і низьким значенням коефіцієнта заломлення. Коефіцієнт заломлення шарів з ПК залежить від величини поруватості шару і визначається умовами електрохімічного травлення: густиною струму, концентрацією кислоти, температурою, провідністю кремнієвої підкладинки.

Оптична товщина шарів БД залежить від швидкості росту ПК. Швидкість росту ПК залежить від орієнтації кристалографічної кремнієвої підкладинки. Сумарний коефіцієнт відбиття БД вирощеного на мультикремнієвій підкладинці який залежить від коефіцієнтів відбиття складових частин БД було промодельовано.

ВД були вирощені шляхом електрохімічного травлення  $\langle 100 \rangle$  монокремнієвих підкладинок р-типу і мультикремнієвих підкладинок р-типу. БД були вирощені з використанням суміші HF/етиловий спирт в пропорції 3:1 при кімнатній температурі. Показники заломлення для поруватих шарів БД дорівнювали  $n_H=2.2$  and  $n_L=1.7$

Максимальний коефіцієнт відбиття для БД з 10 бі-шарами на монокремнієвій підкладинці дорівнював  $R_{max}=86\%$  а для БД на мультикремнієвій підкладинці дорівнював 61%.

БД також може бути сформовано на основі бі-шарів  $SiO_x$  і  $SiN_x$ . Як основу для створення СЕ з БД було використано квадратну пластину мультикремнію р-типу ( $N_a=10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) розміром  $125 \times 125$  мм. і товщиною 200 мкм. Товщина легованого фосфором ( $N_d=3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) шару - 500 нм. Текстурування поверхні здійснювалось шляхом хімічного травлення мультикремнієвої пластини в КОН. Глибина текстурування 5 мкм. Формування р-п переходу було здійснено після текстурування обох сторін пластини.

БД (10 бі-шарів) на р-поверхні пластини формувалося шляхом почергового нанесення шарів  $SiO_x$  і  $SiN_x$  в реакторі для хімічного осадження речовини з газової фази плазмохімічним методом. (PECVD). . Загальна товщина ДБД дорівнювала 2.4 мкм.

Крива залежності коефіцієнта поглинання від довжини хвилі починаючи з  $\lambda=940$  нм зсувається в довгохвильову область для СЕ з ДБД. Для СЕ з БД було отримано струм  $I_{\text{кз}}$  на 2.1% більше і ККД на 1.25% більше чим для СЕ без БД.

1. Kray D., Hermle M., Glunz S. Theory and Experiments on the Back Side Reflectance of Silicon Wafer Solar Cells // Progress in photovoltaics: research and applications. – 2008. – Vol. 16, Issue 1, – P. 1-15.
2. Mauk M., Burch P., Johnson S., Goodwin T., Barnett A. “Buried” metal/dielectric/semiconductor reflectors for light trapping in epitaxial thin-film solar cells // Photovoltaic Specialists Conference, 1996., Conference Record of the Twenty Fifth IEEE Volume, Issue, 13-17 May 1996. – P. 147-150.
3. Duerinckx F., Kuzma-Filipek I., Van Nieuwenhuysen K., Poortmans G. Reorganized porous silicon Bragg reflectors for thin-film silicon solar cells // J. Electron Device Letters, IEEE Volume 27, Issue 10, Oct. 2006. – P. 837-839.

### **Silicon Solar Cells with Bragg Mirrors**

Ivanov I. I.<sup>1</sup>, Skryshevsky V. A.<sup>1</sup>, Gorbulik V. I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>National Taras Shevchenko University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup>Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine

Absorption of NIR range sunlight in the Si-based solar cells (SC) can be improved by increasing of light path in the bulk of SC using backside reflector. Bragg mirrors (BM) with 10 bi-layers ( $n_H=2.2$ ,  $n_L=1.7$ ) were fabricated by electrochemical etching of p-type <100> oriented mono-Si wafer and multi-Si wafer. BM is composed on the base of mono-Si wafer with reflection  $R_{\text{max}}=86\%$ .  $R_{\text{max}}(\lambda_0=840 \text{ nm})$  of BM based on multi-Si achieves 61%. Efficiency improvement 1.25% was achieved for SC with dielectric BM comparatively to reference SC.

### **Інжекційна електролюмінесценція вихідних та опромінених епітаксійних фосфідогалієвих структур**

Конорева О.В., Литовченко П.Г., Манжара В.С., Тартачник В.П.

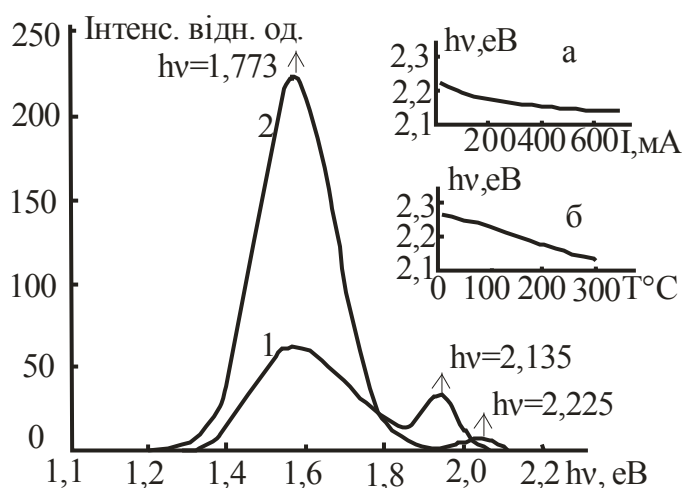
*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Інжекційні джерела світла знайшли широке застосування у системах обробки та відтворення інформаційних потоків, волоконно-оптичних лініях зв'язку, космічних апаратах і побутових пристроях. Досягнення сучасних епітаксійних технологій дають можливість вирощувати досконалі тонко плівкові матеріали та конструювати на їхній основі джерела світла з квантовим виходом, більшим 10%.

У поданій роботі досліджувались діоди, одержані методом подвійної рідинної епітаксії на пластині GaP із орієнтацією [111]. Активатором червоного світла служив домішковий комплекс Zn-O; присутність зеленої лінії невеликої інтенсивності обумовлювалась домішкою азоту.

Накладання обох смуг приводило до виникнення жовтого свічення, при азотній температурі. На рис.1 показані спектри випромінювання діода, зняті в умовах протікання двох струмів через p-n-перехід:  $I = 20$  мА та  $I = 800$  мА. Видно, що коли через діод тече струм  $I = 800$  мА, зелена смуга зміщується в бік менших енергій квантів на величину  $\Delta h\nu = 0,09$  еВ, що є наслідком зростання температури діода на  $200^\circ\text{C}$  та відповідної зміни ширини забороненої зони напівпровідника. Опромінення діодів електронами з  $E = 1$  МеВ спричиняє зниження інтенсивності свічення обох смуг за законом, близьким до експоненційного.

Основним фактором, який впливає на інтенсивність випромінювальної рекомбінації при опроміненні, є введення безвипромінювальних рівнів радіаційних дефектів.



**Рис. 1.** Спектри випромінювання діода, зняті при струмах  $I = 800$  мА (1) та  $I = 20$  мА (2),  $T = 77\text{K}$ : а) залежність положення максимуму смуги  $h\nu = 1,773$  еВ від величини струму через діод; б) залежність ширини забороненої зони GaP від температури

### Injection Electroluminescence of GaP Light-Emitting Diodes Irradiated by 1MeV Electrons

Konoreva O., Litovchenko P., Manzhara V., Tartachnyk V.

*Institute for Nuclear Research of NASU, Kiev, Ukraine*

Radiation influence on optical characteristics of green and red GaP light-emitting diodes has been studied. Irradiation of diodes by 1 MeV electrons leads to the drop of emission intensity. This effect is caused by the incorporation of non-emitting levels of radiation defects.

## Хімічні датчики газу, засновані на острівцевих золотих плівках з каліксареновими покриттями

Казанцева З.І.<sup>1</sup>, Кошець І.А.<sup>1</sup>, Філенко Д.А.<sup>1</sup>, Богословський О.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників імені В. С. Лашкарьова, Київ, Україна

<sup>2</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Електрична провідність острівцевої золотої (ОЗ) структури, що складається з відокремлених наночастинок золота, описана цілим рядом учених, наприклад [1, 2]. Провідність ОЗ може пояснюватися в термінах стрибкової провідності та тунелювання. Ми показуємо, що відбувається модуляція провідності в плівках ОЗ під дією летких аналітів в оточуючому середовищі, що досягається за допомогою нанесення на ОЗ тонких шарів різних чутливих матеріалів із специфічною молекулярною адсорбцією. Чутливі шари контролюють морфологічні і електричні властивості ОЗ, тому електричний потік через сенсорний елемент стає модульованим. Кожний датчик складається з двох золотих електродів на діелектричній підкладинці і ОЗ між ними. Зазор між електродами (або довжина шару ОЗ) становив 40  $\mu\text{m}$  і 150  $\mu\text{m}$ . Золоті електроди і ОЗ були нанесені у вакуумі на як скло так і термічний оксид кремнію. Потім структура покривалась тонким шаром каліксарену.

Товщина шару каліксарену для різних сенсорних елементів, що варіюювалась в межах 8–300 nm. В якості адсорбуючих шарів використані tert-butyl калікс[4]арен, tert-butyl калікс[6]арен нанесені у вакуумі (шари 30, 70, 300 nm) і калікс[4]резорциноларен, що наносився технікою Ленгмюра-Блоджет (шари 8 і 16nm). Вихідний опір сенсорних структур був у межах від 300  $\Omega$  до 2M $\Omega$

Ми дослідили зміну провідності в сенсорних елементах з каліксареновими покриттями кількох типів під впливом води, етанолу, метанолу і ізопропанолу.

Досліджені динамічні відгуки сенсорів на інжекцію летких аналітів. Розглянуто фізичні принципи роботи сенсорних елементів. Слід відзначити, що геометрія сенсорних структур впливає на характеристики і стабільність роботи. Так, структури з зазором 40 $\mu\text{m}$  були за звичай більш стійкі, ніж з зазором 150 $\mu\text{m}$ . Результати показали перспективність запропонованого підходу для створення хімічно чутливих сенсорних пристроїв з високою роздільною здатністю.

1. R. Fedorovich, A. Naumovets, P. Tomchuk. Electron and light emission from island metal films and generation of hot electrons in nanoparticles // Physics Reports. – 2000. – V. 328. – P. 73-179.
2. J. Morris. Recent developments in discontinuous metal thin film devices // Vacuum. – 1998. – V. 50. – P. 107-113.

## Наноструктуровані плівки трет-бутил каліксаренів як чутливі елементи хімічних сенсорів

Кукла О.Л., Кругленко І.В., Вахула О.А.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Хімічні сенсорні – одна з областей сучасної сенсоріки, що швидко розвивається. Більшість досліджень тут сконцентрована в напрямках зменшення розмірів датчиків, досягнення високої чутливості та швидкодії відгуків, а також пошуку нових високоселективних матеріалів для сенсорів на різноманітні аналіти. Необхідність ідентифікувати багатокомпонентні хімічні сполуки привела до розвитку мультисенсорних масивів. Питання селективності чутливих шарів до певних газових сумішей є суттєвим при створенні інтелектуальних систем розпізнавання запаху і смаку на основі таких сенсорів.

Метою представленої роботи є дослідження газочутливості та селективності чутливих шарів на основі тонких плівок трет-бутилкаліксаренів в хімічних та газових сенсорах для детектування різноманітних органічних речовин.

Як чутливі шари були використані тонкі плівки трет-бутилкаліксаренів C[3]A, C[4]A, C[5]A, C[6]A, C[8]A. Плівки товщиною близько 200 нм отримані термічним напилюванням у вакуумі на металеві електроди п'єзоелектричних перетворювачів, або на кремнієві поліровані підкладки для оптичних перетворювачів. Як досліджувані аналіти використовувались групи органічних сполук: хлорвмісні речовини (хлороформ, дихлоретан), ароматичні речовини (толуол, ксилол), кетони (ацетон), ефіри (бутилацетат) та спирти (етиловий, ізопропиловий і бутиловий). Пари вказаних речовин з різними концентраціями формувалися шляхом розведення вихідних насичених парів сухим повітрям: Потім ця суміш прокачувалася через вимірювальну кювету, в якій знаходився сенсорний масив з каліксареновими шарами.

Для прямого вимірювання адсорбції парів на чутливих покриттях використовували 5-канальну мультисенсорну систему на основі кварцових резонаторів (КР) АТ-зрізу частотою 10 МГц [1]. Для додаткового дослідження адсорбції були використані оптоелектронні інтерференційні мультисенсори з цифровою реєстрацією відгуку у вигляді зміни кольорових складових (R,G,B-компонент) інтерференційно-забарвлених каліксаренових шарів [2]. Реєстрація відгуку для КР-сенсорів проводилася по зміни резонансної частоти, час реєстрації складав 10 хв., але за сигнал відгуку у всіх випадках брався максимум відгуку. Для RGB-сенсорів велася реєстрація кольорового зображення досліджуваного зразка, як сигнал відгуку обирався стан кольорового забарвлення плівки через 1 сек. після введення парів аналіту. Вимірювання проводилися при кімнатній

температурі. Після відгуку сенсорів на введення аналіту кювета з сенсорним масивом продувалася сухим повітрям на протязі 2 хв.

За допомогою обох методів вимірювання були отримані відгуки від 5-ти типів плівок каліксаренів на пари 9-ти аналітів в широкому діапазоні концентрацій. Відгуки КМ-сенсорів (що пропорційні адсорбованій масі молекул) характеризуються певною монотонністю росту зі збільшенням концентрації аналітів. В той же час для більшості RGB-сенсорів хід кривих відгуку суттєво інший: з ростом концентрації аналіту відгуки змінюються дуже мало, і лише при перевищенні деякої порогової концентрації величина відгуку починає зростати досить швидко. Виходячи з отриманих даних, окреслені наступні характерні риси каліксаренових шарів, як чутливих матеріалів, що однаково проявилися в обох типах сенсорів. Найменша чутливість усіх плівок була до спиртів. Найбільші відгуки відмічені на хлорвмісні аналіти (хлороформ, дихлоретан). Найбільш чутливими типами каліксаренових шарів до всіх розглядуваних аналітів виявилися плівки C[5]A та C[6]A, а найменш чутливими плівки C[4]A.

Досліджені регенеративні якості каліксаренових шарів при впливі парів органічних речовин. Результати свідчать про високу відтворюваність відгуків в дуже широкому концентраційному діапазоні (від 300 до 100000 ppm в залежності від типу аналіту).

Показано, що різні каліксаренові шари мають перехресну і в той же час різну чутливість до досліджуваних аналітів. Цей факт може бути покладений в основу створення багатоелементного мультипараметричного сенсору органічних речовин на основі вказаних чутливих плівок.

1. I.V. Kruglenko, B.A. Snopok, Y.M. Shirshov, E.F. Venger. Digital aroma technology for chemical sensing: temporal chemical images of complex mixtures // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. – 2000. – V. 3, N 4. – P.529-541.
2. А.А. Вахула, В.Ю. Хоруженко, А.Л. Кукла, И.А. Самойлова. Использование тонких пленок каликсаренов в качестве чувствительных слоев в интерференционном газовом сенсоре // *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*, Киев, Наукова думка. – 2007. – Вып.42. – С.89-95.

### **Nanostructured Films of Tret-Bytylcalixarenes as Sensitive Elements of Chemical Sensors**

Kukla O.L., Kruglenko I.V., Vahula O.A.

*V.Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Adsorption properties of thin nanostructured films of tret-butylcalix[n]arenes (n=3, 4, 5, 6, 8) with thickness of about 200 nm to vapors of different organic solvents are investigated. Mass-sensitive quartz microbalance and interference colorimetry were used for adsorption measurements. Gas

sensitive, selective and regenerative parameters of the used films as sensitive materials for chemical sensors are studied.

## **Особенности формирования адгезионного контакта при нанесении конденсационных покрытий**

Ляпина Е.В., Подолян Р.А.

*Одесская национальная академия пищевых технологий, Одесса, Украина*

Токопроводящие плёнки – наиболее распространённый класс функциональных покрытий в различных устройствах электронной техники. К ним относятся пассивные плёночные элементы, токопроводящие каналы микросхем, элементы коммутирующих устройств, контактные площадки переменных непроволочных резисторов.

Наиболее широкое распространение в виде токопроводящих пленок получили благородные металлы – золото, серебро, платина и их сплавы. Оптимальные технологические характеристики, с точки зрения стоимости и рабочих параметров, имеет медь, которая, как в чистом виде, так и в виде основы многих сплавов, перспективна при замене благородных металлов. Выбор легирующих элементов определяется следующими соображениями: улучшением адгезии покрытий к подложкам, повышением свариваемости плёнок с различными элементами схемы, повышением износостойчивости, обеспечением коррозионной стойкости в различных средах.

Вопросы адгезии функциональных конденсационных пленок являются основными при разработке новых изделий электронной техники. До сих пор нет единой теории адгезии в системе “конденсационное покрытие – диэлектрическая подложка”. Основная идея всех исследований – активация поверхности подложки с целью создания центров эффективной конденсации и формирования связей, близких по своей природе к химическим связям.

Традиционно для обеспечения надежного адгезионного контакта применялось осаждение функциональных покрытий на разогретые подложки ( $T_k = 575...625$  К). Еще более прочный контакт обеспечивает легирование основных материалов соответствующими компонентами. Экспериментально установлено, что легирование базового испаряемого материала (меди) Mn, Cr и Al (в определенных концентрациях) позволяет довести адгезию пленок до уровня адгезии Al, Au и Cu с соответствующими подслоями. Получение пленок испарением легированной меди технологически более выгодно, чем получение многослойных конденсационных структур, поскольку существенно сокращается продолжительность производственного цикла.

Анализ литературных данных показал, что на данный момент отсутствует систематизированная информация о закономерностях

формирования адгезионного контакта многокомпонентных функциональных покрытий с диэлектрическими подложками. Однако, учитывая особенности формирования многокомпонентных конденсационных структур, в частности – эффект фракционирования при испарении в вакууме конечных навесок готовых сплавов [1,2], можно использовать имеющиеся экспериментальные данные об адгезии чистых пленок металлов к диэлектрическим подложкам при различных видах предварительной подготовки их поверхности перед нанесением покрытий.

В технологических требованиях к изделиям электронной техники определилась тенденция к устранению термического нагрева подложек как способа обеспечения надежного сцепления пленки с подложкой. На смену приходят электрофизические методы подготовки поверхности, в частности – очистка и модификация поверхности диэлектриков в плазме тлеющего разряда. В первых работах по изучению возможности перехода от нагрева подложек к обработке их поверхности в тлеющем разряде отмечалось, что предварительный нагрев ситалла в вакууме до 673 К с последующим его охлаждением и нанесением конденсационных пленок при  $T_k \approx 298$  К не обеспечивает надежной адгезии. Только повторный нагрев до 475 К дает удовлетворительные результаты.

Эффективным способом оптимизации технологического процесса металлизации в направлении снижения его продолжительности является применение электрофизических методов очистки и модификации поверхности подложек в тлеющем разряде.

1. Кострицкий А.И., Лебединский О.В. Многокомпонентные вакуумные покрытия. – М.: Машиностроение, 1987. – 208 с.
2. Кострицкий А.И., Ляпина Е.В. Многокомпонентные конденсационные пленки высокой проводимости: монография – Одесса: ”Друк”, 2008.– 276 с.

### **Features of Formation of Adhesive Contact at Drawing Condensation Coverings**

Lyapina E.V., Podolyan R.A.

*Odessa national academy of food technologies, Odesa, Ukraine.*

Laws of formation of adhesive contact of multicomponent functional coverings with dielectric substrates are studied. Various processes of preliminary preparation of a surface диэлектриков in plasma of the decaying category before drawing of coverings are considered. The estimation of efficiency of action of the category on adhesion of films is given.



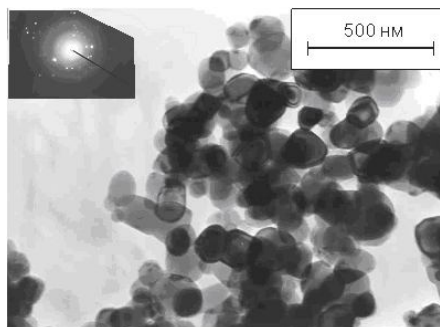
## Сенсибілізовані барвником сонячні елементи

Нагірна Н.І.

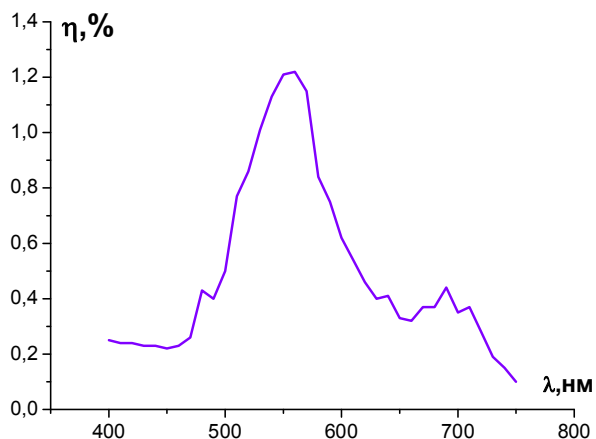
*Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника  
Івано-Франківськ, Україна*

Швидкий розвиток фотовольтаїки визначається необхідністю розробки альтернативних джерел енергетичного забезпечення. Важливим питанням є екологічна чистота енергетичних технологій, що зумовлює підвищену увагу до відновлювальних джерел енергії, зокрема сонячної. Технічну і економічну альтернативу існуючим фотовольтаїчним пристроям, в майбутньому, можуть скласти сенсибілізовані барвником сонячні елементи (СБСЕ), оскільки їх технологія володіє перспективою значного здешевлення та спрощення.

Застосовувався нанодисперсний пірогенний  $\text{TiO}_2$  ("Aldrich", 99,99 % анатазу, розмір частинок 150–200 нм, рис.1). На основі  $\text{TiO}_2$  готувався колоїдний розчин  $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{COOH}/\text{C}_{34}\text{H}_{62}\text{O}_{11}$ , який наносився на провідну прозору підкладку FTO ( $\text{SnO}_2:\text{F}$ ). Після просушування на повітрі осаджена плівка відпалювалася при  $T=400^\circ\text{C}$  протягом 30 хв для створення омичного контакту  $\text{TiO}_2/\text{SnO}_2:\text{F}$ . Товщина плівки становила 29,5–32,0 мкм і контролювалася з допомогою скануючого лазерного оптичного мікроскопа (Olympus Confocal Laser Scanning Microscope). В якості сенсибілізатора було застосовано антоціановий барвник природного походження (ціанідин-3-глюкозид) з різними варіантами екстракції. Як електроліт застосовувався розчин  $\text{I}_2/\text{KI}/\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_2/\text{LiBF}_4$ . Каталізатором виступав графіт.

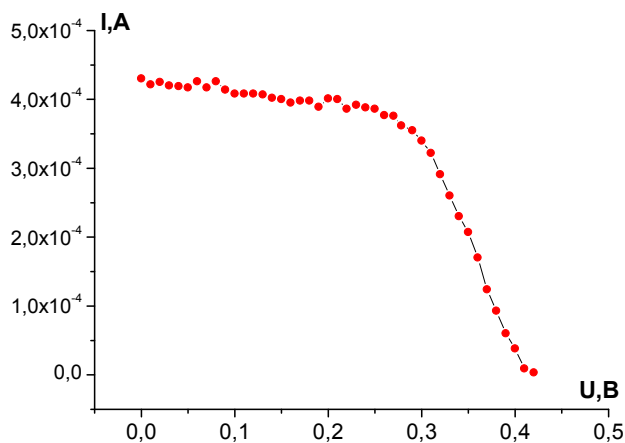


**Рис.1.** Фотографія частинок  $\text{TiO}_2$ , анатазна модифікація концерну "Aldrich" (у верхньому лівому кутку наведено електронограму)



**Рис.2.** Спектральна залежність ККД сонячного елемента на основі сенсибілізованого антоціановим барвником  $\text{TiO}_2$

Виявлено, що значення напруги відкритого кола мало залежить від довжини хвилі та потужності потоку падаючого випромінювання і становить 0,27-0,32 В. Встановлено, що максимальне число фотоелектронів збуджується випромінюванням в спектральному діапазоні 550-610 нм. Інтегральне значення числа фотоелектронів в досліджуваному діапазоні становить  $2,74 \cdot 10^{18} \text{ (м}^2 \cdot \text{с)}^{-1}$ . Використовуючи значення струмів



**Рис.3.** Вольт-амперна характеристика СБСЕ

короткого замикання та напруги відкритого кола, прийнявши фактор заповнення рівним 0,6 було розраховано спектральну залежність коефіцієнта корисної дії СБСЕ (рис.2). Усереднене по досліджуваному діапазону значення  $\eta$  становить 0,6 % з максимумом близько 1,2 % в діапазоні 560-570 нм. ВАХ для СБСЕ площею  $2,25 \text{ см}^2$  при інтегральному падаючому потоці  $500\text{-}550 \text{ Вт/м}^2$  наведена на рис.3.

Одним із напрямків досліджень можна розглядати комплекс заходів, спрямованих на зменшення опору стадії переносу заряду через межу розділу електрод/електроліт. Важливими для збільшення ККД є контроль властивостей електроліту та заходи, щодо збільшення рухливості та концентраційної рівноваги редокс-пар. Технологія СБСЕ гнучка у виборі матеріалу кожного з компонентів фотоелектрохімічної системи, що відкриває широкі можливості для оптимізації її роботи.

### Dye-Sensitized Solar Cells

Nagirna N.I.

*Precarpathion University named after V.Stefanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The DSSC is made on  $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{COOH}/\text{C}_{34}\text{H}_{62}\text{O}_{11}$  basis. The photocurrent and open circuit voltage volues are measured. The photoelectron number are calculated in range of 550-610 nm. It makes  $2,74 \cdot 10^{18} \text{ (м}^2 \cdot \text{с)}^{-1}$ . The efficiency of DSSC is 0,6 %.

## Електрофізичне діагностування надійності субмікронних структур ВІС за ефектами нелінійності їх характеристик

Новосядлий С.П., Фрик О.Б.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна*

Сучасний стан розвитку світової електронної промисловості характеризується неперервним підвищенням вимог до надійності виробів твердотільної електроніки, мікроелектроніки, оптоелектроніки. Пошук оптимальних шляхів забезпечення цих вимог привів до необхідності глибокого розуміння фізики явищ, які приводять до відказів ВІС та зниження їх надійності. Для ефективного вирішення цієї проблеми, ми пропонуємо методи електрофізичного діагностування субмікронних структур ВІС за інтегральними ефектами нелінійності, які відповідають функціональним характеристикам виробів. Вони дозволяють не лише оцінити технічний стан об'єктів діагностування, але й прогнозувати надійність ще на етапі формування їх структур. Стан структури кристалу ВІС відображається на особливостях характеристик, що реєструються на зовнішніх виводах ВІС, а саме: вольт-амперних характеристик (ВАХ), вольт-кулонних чи вольт-фарадних характеристик (ВКХ або ВФХ), ампервеберних характеристик (АВБХ), які описують властивості електропровідності, поляризованості та намагнічуваності фізичного середовища. Відповідно, функціональні характеристики, які відображають особливості руху рухомих носіїв заряду та зв'язаних зарядів у фізичному середовищі структури ВІС при різних рівнях їх енергетичної активації та різних режимах включення, характеризуються інтегральними параметрами нелінійності. Класифікація методів діагностування структур ВІС здійснюється в залежності від способу отримання первинної діагностичної інформації і до цих методів можна віднести: вольт-амперометрію (МВАМ) аналогового і цифрового диференціювання ВАХ; динамічних та імпульсно-модульованих динамічних ВАХ; динамічних і статичних вольт-фарадних характеристик (ВФХ); дифенціональної провідності (МДПр) вищих гармонік (МВР); другої і третьої гармонік (МДрГ) і (МТрГ); нульових биттів (МНБ); різницевої частоти (МРЧ). Кожний із досліджуваних методів фіксує з різною ступінню точності яку-небудь частину інформації про параметри нелінійності функціональних характеристик структур ВІС. На основі елементів цих структур визначають тестові структури, на базі яких моделюються електрофізичні параметри. Моделюючою функцією у цьому випадку може бути степеневий ряд Тейлора, коефіцієнти якого стають показниками надійності елементів. А на основі показників надійності визначаються проектні норми

конструкторсько-технологічних обмежень, які визначають рівень технології, за допомогою якої формуються субмікронні структури ВІС [1].

Дані методи з успіхом можуть бути використані при атестаційному, приймальному контролі на виробництві та на вхідному контролі при їх використанні в схемотехніці [2].

1. С.П. Новосядлий. Фізико-технологічні основи субмікронної технології ВІС. – Івано-Франківськ: Сімик, 2003. – 351 с.
2. С.П. Новосядлий. Технологічний САПР на основі тестових структур // Фізика і хімія твердого тіла. – 2002. – Т. 3, № 1. – С. 179-189.

### **Electrophysical Diagnosis of the LSI Submicron Structures Reliability Based on the Effects of the Nonlinearity of Their Characteristics**

Novosyadly S.P., Fryk O.B

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Nowadays the development of the world electronic industry is characterized by constant increase of the reliability requirements to the products of the solid-state electronics, microelectronics and optoelectronics. The physical approach to the provision of the reliability of semi-conductors was formed in the 70-80-ies. Nowadays it should be also done for the submicron LSI structures.

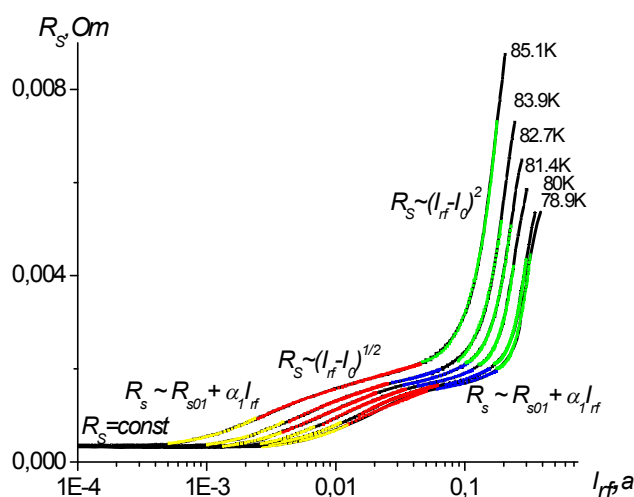
### **Нелінійні ефекти тонких плівок $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ у НВЧ діапазоні**

Скорик М.А., Пан В.М., Каленюк О.А., Касаткін О.Л.

*Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова, Київ, Україна*

Сильна нелінійність є найбільшим фактором що обмежує використання тонких плівок високотемпературних надпровідників (ВТНП) при створенні НВЧ пристроїв та елементів таких як фільтри, антени та ін. Одним з проявів такої нелінійності є зростання значення поверхневого імпедансу ( $Z_s=R_s+iX_s$ ) зі збільшенням амплітуди високочастотного поля ( $H_{rf}$ ), в різних експериментальних роботах приводяться різні типи залежності. В роботі досліджувались амплітудні залежності  $Z_s$  тонких плівок  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$  (YBCO), які були отримані за методом імпульсного лазерного осадження на двох сторонах підкладки з  $Al_2O_3$  (товщина шару YBCO – 300нм,  $Al_2O_3$  – 0.5 мм ). Експериментально досліджувались параметри мікросмужкових резонаторів, що були виготовлені з такої плівки, а саме власна добротність, резонансна частота, включенні втрати в залежності від потужності НВЧ сигналу. Це дало змогу розрахувати залежність  $R_s$  від високочастотного струму ( $I_{rf}$ ) та побудувати відповідні залежності для різних температур (рис.1). Вибір топології резонатору дозволив, за рахунок неоднорідного розподілу  $I_{rf}$  дослідити нелінійну поведінку в широкому діапазоні струму. Детальний аналіз дозволив на

залежності  $R_s(I_{rf})$  виділити ділянки на яких  $R_s$  та  $I_{rf}$  пов'язані залежностями різного вигляду (ділянки позначені на рис.). Виходячі з вигляду залежності на окремі ділянки можна визначити фізичний механізм, що відповідає за прояв нелінійності в цьому діапазоні, так залежність  $R_s \sim (I_{rf} - I_0)^{1/2}$  може бути пояснена наявністю в зразку слабких зв'язків [1], квадратична залежність при великих значеннях струму пояснюється генерацією вихорів Абрикосова в краях плівки під дією високочастотного струму [2].



**Рис.1.** Нелінійна залежність поверхневого опору від НВЧ струму у резонаторі при різних температурах.

1. D. Seron et al. // Physica C. – 2008. – 468. – P. 54-59.
2. Pan V.M., Luzhbin D.A., Kalenyuk A.A., Kasatkin A.L., Komashko V.A., Velichko A.V., Lancaster M.D // Low Temp. Phys. – 2005 – V. 31, № 3-4. – P. 254-262.

## Приймачі міліметрового та субміліметрового діапазонів спектра на основі тонких плівок КРТ

Цибрій З.Ф., Момот Н. І., Забудський В.В., Бунчук С.Г.

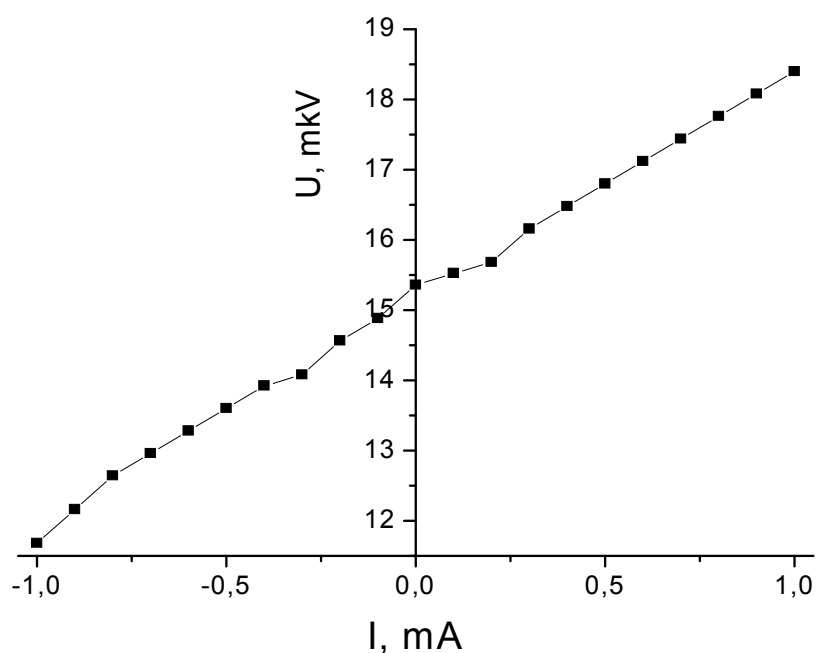
*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Терагерцовому діапазону спектра відповідають частоти збуджень у багатьох конденсованих системах, циклотронний та парамагнітний резонанси, обертальні та коливальні збудження у рідинах, газах та біологічних об'єктах [1]. Значний інтерес викликає можливість застосування терагерцових методів для неруйнівного контролю та візуалізації у медичних дослідженнях, моніторингу навколишнього

середовища, в охоронних технологіях і т.д. Тому проблема створення нових ефективних приймачів випромінювання для цієї ділянки спектра є актуальною та практично важливою.

На теперішній час для детектування терагерцового випромінювання використовують в основному широкосмугові приймачі на основі польових транзисторів GaAs/AlGaAs та змішувачі, що працюють на тунельних переходах надпровідних-діелектрик-надпровідник, які для досягнення високих параметрів чутливості потребують охолодження до температури рідкого гелію. У даній роботі представлені результати по створенню неохолоджуваних або слабоохолоджуваних приймачів на основі тонких плівок кадмій-ртуть-телур.

Розроблена топологія та технологічний маршрут виготовлення неохолоджуваних або слабоохолоджуваних приймачів мм та суб-мм діапазонів спектра на основі гарячих носіїв заряду на епітаксійних шарах кадмій-ртуть-телур. Підібрано технологічні режими нанесення захисного покриття та проведення вибухової фотолітографії з метою формування тонких металічних шарів відповідної конфігурації мікронного масштабу.



*Рис. 1. Залежність сигналу одного з активних елементів від струму зміщення.*

Виготовлено зразок з чутливими елементами розміру  $10 \times 50 \text{ мкм}^2$  на основі епітаксійних шарів  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x \sim 0,2$ ) р-типу провідності з концентрацією носіїв  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , рухливістю  $\mu_p \sim 550 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (при  $T=77 \text{ К}$ ) та  $\mu_p \sim 200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (при  $T=300 \text{ К}$ ). Проведено дослідження залежності фотовідгуку зразка від зміщення та його температури в діапазоні  $T=68 \div 300 \text{ К}$  в спектральному діапазоні  $2 \div 8 \text{ мм}$ .

Розробка базується на ефекті розігріву газу вільних носіїв заряду у вузько-щілинних напівпровідниках [2]. В роботі [3] продемонстрована чутливість подібного приймача до випромінювання з довжинами хвиль 337 та 190 мкм.

1. Гавриленко В.И., Демидов В.Е., Маремьянин К.В. и др. Электронный транспорт и детектирование терагерцового излучения в субмикрометровом полевом транзисторе GaN/AlGaN // ФТП. – 2007. – Т. 41, В. 2. – С. 238-241.
2. V.Dobrovolsky, F. Sizov. A room temperature, or moderately cooled, fast THz semiconductor hot electron bolometer // Semicond. Sci. Technol. – 2007. – 22. – P. 103-106.
3. Sizov F.F., Vasiliev V.V., Dobrovolsky V.N., Gumenjuk-Sichevska J.V. et al. MCT detectors: From IR to sub-mm and mm wavelength bands // Proc. SPIE. – 2008. – V. 7100B-96.

### **The Detectors for Millimeter and Sub-Millimeter Region Based on the MCT Thin Layers**

Tsybrii Z.F., Momot N. I., Zabudsky V.V., Bunchuk S.G.

*V.Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

The topology and process flow for manufacturing of uncooled detectors for mm and sub-mm spectral region are developed. The sample with  $10 \times 50 \mu\text{m}^2$  size of sensitive elements on the base of p-type  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x \sim 0,2$ ) epitaxial layers with carriers concentration  $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , and with mobilities  $\mu_p \sim 550 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  and  $\mu_n \sim 200 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  (at  $T=77 \text{ K}$  and  $T=300 \text{ K}$  respectively) was fabricated. The device operation is grounded on the phenomena in semiconductor bipolar plasma and hot-carrier effect. To examine detector fabricated its sensitivity was measured in the wide range of radiation frequencies ( $2 \div 8 \text{ mm}$ ) and temperature region ( $T=68 \div 300 \text{ K}$ ). The possibility to use MCT layers as ambient or moderately cooled detectors for mm and sub-mm radiation on the base of hot-carrier effect is discussed.

### **Вплив наноплівки $\text{CeO}_x$ масовою товщиною 50 нм на відгук ВАХ гетеро структури $\text{CeO}_x - \text{p-Si}$ на пари $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$**

Ющенко А. В.<sup>1</sup>, Лендел В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Вінницький національний технічний університет, Вінниця, Україна*

<sup>2</sup>*Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Проблеми моніторингу навколишнього середовища, контролю фізіологічного стану людини, а також визначення мікро концентрацій токсичних і вибухонебезпечних газових компонентів в різних технологіях і наукових дослідженнях ставлять питання про отримання і дослідження

нових матеріалів, що володіють високою селективною чутливістю до певного типу молекул, і створення на їх основі нових, більш ефективних і недорогих вимірювальних приладів.

В даній роботі ми пропонуємо розглянути наноплівку  $\text{CeO}_x$  масовою товщиною 50 нм яка є чутливим елементом до парів етилового спирту в гетеро структурах  $\text{CeO}_x - p\text{-Si}$ . Відносний відгук ( $\frac{I_0 - I}{I_0}$ , де  $I_0$  та  $I$  - струм через гетероперехід відповідно в лабораторному та газовому середовищах) вольт-амперних характеристик (ВАХ) гетеро структур наноплівка  $\text{CeO}_x - p\text{-Si}$  на газове середовище визначається зміною висоти потенціального бар'єру гетеро переходу та зміною падіння напруги на нанолівці [1].

В даній роботі для досліджень використовували досить товсту наноплівку  $\text{CeO}_x$ . Вибір товщини плівки обумовлений тим, що заміна газового середовища не повинна впливати на зміну висоти потенціального бар'єру гетеро переходу. Висоту бар'єра визначали за ВФХ та ВАХ гетеро переходу. Крива відносного відгуку ВАХ на пари  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ , яка залежить тільки від зміни падіння напруги на наноплівці, має нелінійний характер і змінює знак відгуку при збільшенні від 0 до 3 В напруги на гетеро переході (рис.1).

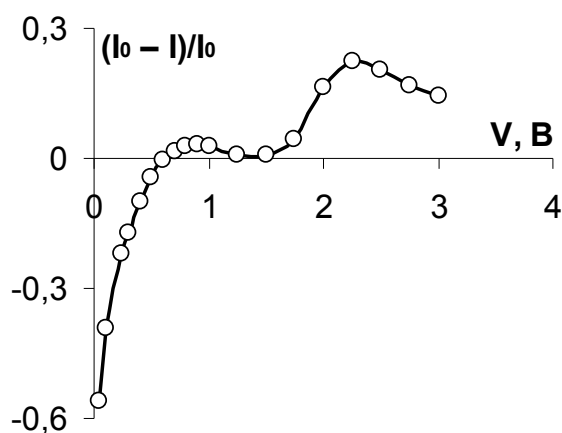


Рис. 1. Відносний відгук ВАХ при заміні лабораторного середовища на середовище з парами етилового спирту концентрацією 49000 ppm.

Залежність відгуку ВАХ гетеро структури  $\text{CeO}_x - p\text{-Si}$  від концентрації парів  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  в лабораторному середовищі при сталій напрузі на гетеро переході носить монотонний, близький до лінійного характер. Аналітично цю залежність можна описати квадратичною функцією. ВАХ наноплівки  $\text{CeO}_x$  отримали методом розкладання напруги на гетеро переході на падіння напруги на ОПЗ кремнієвої підкладки та падіння напруги на наноплівці. Через наноплівку течуть струми обмежені просторовим зарядом з експоненціальним розподіленням пасток за



енергією нижче межі вільної рухливості електронів. В інтервалі малих напруг на наноплівці  $\text{CeO}_x$  де спостерігається від'ємний відгук ВАХ гетероструктури заміна атмосферного середовища на середовище з парами етилового спирту викликає до більш швидке зменшення експоненціально розподілених за енергією пасток. В інтервалі більших напруг на наноплівці  $\text{CeO}_x$  де має місце додатній відгук ВАХ гетеро структури, концентрація пасток при заміні атмосферного середовища на середовище з парами етилового спирту не змінюється, але при цьому зменшується концентрація електронів в зоні провідності.

Підсумовуючи, можна зробити висновок, що від'ємний відгук гетеро структури на пари етилового спирту при малій напрузі на наноплівці визначається зменшенням об'ємної концентрації пасток на наноплівці, додатній відгук гетеро структури при більш високій напрузі визначається зменшенням концентрації вільних носіїв заряду на наноплівці.

1. А.В. Ющенко, В.В. Ільченко, О.М. Шмирева та ін. Формування наноструктурованих плівок  $\text{CeO}_2$ , напорошених вибуховим методом на поверхні p-Si (100) // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2006. – Т. 3, № 4. – С. 1001-1009.

### **Influence of the Thin Film $\text{CeO}_x$ by the Mass Thickness of 50 nm on the Reaction of the CV- Characteristics of Geterostructure of $\text{CeO}_x$ – p-Si on the Pair of Ethyl Alcohol**

Yushchenko A.V.<sup>1</sup>, Lendel V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>National technical university, Vinnytsia, Ukraine

<sup>2</sup>University Shevchenko, Kiev, Ukraine

The paper presents the results of the sensitivity of the heterostructure  $\text{CeO}_x$  – p-Si with the thickness of the adsorptive-active film  $\text{CeO}_x$  equal 50 nm. The sensitivity to environmental changes from the laboratory one to the environmental with the pair of ethyl alcohol changes as for both, the value and sign, with the increase of applied to the heterostructure voltage.

### **Simulation of Binary Sulphide Thin Film p-p Heterojunctions**

Savchenko N.D.<sup>1</sup>, Shchurova T.N.<sup>1</sup>, Popovych K.O.<sup>1</sup>, Kondrat A.B.<sup>1</sup>,  
Opachko I.I.<sup>1</sup>, Leising G.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine

<sup>2</sup>Technical University, Graz, Austria

Nowadays there is a strong trend towards new applications of non-ideal and variable band gap heterojunctions [1, 2]. In the heterojunctions the wide variety of effects and phenomena associated with different properties of semiconductors on each side of heterojunction interface as well as with the origination of a great number of electrically active defects taking part in charge

transfer, light quanta absorption and emission in this area is observed. For understanding of the processes, applicability of the known first principle methods for quantitative energy band diagram calculation for heterojunction is very important [3].

In this work we present results of theoretical studies of the heterojunctions composed of thin films ZnS/Cu<sub>2</sub>S, GeS<sub>2</sub>/Cu<sub>2</sub>S, and As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>/Cu<sub>2</sub>S, especially energy parameters of the interfaces.

The energy level diagrams of *p-p* heterojunctions were constructed based on linear combination of atomic orbitals and pseudopotential methods. Calculation of the energy parameters were performed within theoretical approach developed by W.A. Harrison [4] and modified by us for application to heterojunctions [3, 5, 6, etc]. Energy values were determined in the  $\Gamma$ -point - the centre of the Brillouin zone. We have used the universal tight-binding parameters including  $\varepsilon_s$ ,  $\varepsilon_p$ ,  $\varepsilon_h$ , and  $V_1$  Hartree-Fock terms; intra-atomic Coulomb repulsion energy taken as a weighted value for two components; the energy of polar bond  $V_3$  and the covalent bond energy  $V_2$ . The valence-band maxima were accounted for spin-orbital splitting. Fermi level was determined with account of the position of the levels formed by homopolar bonds, non-bonding and hybrid orbitals according to the procedure described in Ref. [3]. The problem of pair selection with specified properties is considered in terms of relationship between electronic structure and properties accounting modern achievements in this area. Thus, we calculated bulk and surface electronic structure to account for fast surface states and surface bending of energy bands.

Tables show crystal system, main energy parameters of the starting materials (Table 1) and heterojunctions (Table 2) under investigation:  $d$  – average interatomic distance;  $\chi$  - electron affinity energy;  $E_v$  - valence-band maximum;  $E_F$  - Fermi level;  $E_g$  - band gap;  $\Delta E_c$  - conduction band discontinuity;  $\Delta E_v$  - valence band discontinuity;  $\Phi_b$  – barrier height;  $U$  - intratomic Coulomb repulsion energy;  $V_{D1}$ ,  $V_{D2}$  - bending of energy bands at the interface.

The applicability of the proposed theoretical approach to the computation of the energy band diagram of heterostructures is shown.

**Table 1**

Parameter	ZnS	GeS <sub>2</sub>	As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	Cu <sub>2</sub> S
Crystal system	cubic	rhombic	trigonal	cubic
$d$ , nm	2.35	2.24	2.28	2.39
$U/2$ , eV	3.74	4.40	4.49	3.31
$\chi$ , $E_c$ , eV	2.68	2.89	4.74	4.04
$E_v$ , eV	6.29	5.91	6.80	5.86
$E_F$ , eV	4.48	4.65	6.01	5.75
$E_g$ , eV	3.61	3.02	2.06	1.82

**Table 2**

Parameter	ZnS/Cu <sub>2</sub> S	GeS <sub>2</sub> /Cu <sub>2</sub> S	As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> /Cu <sub>2</sub> S
$V_{D1}+V_{D2}$ , eV	1.27	1.1	0.26
$\Delta E_c$ , eV	1.36	1.15	0.7
$\Delta E_0$ , eV	0.43	0.05	0.94
$\Phi_b$ , eV	1.70	1.15	0.91

1. Smyntyna V.A., Borschak V.A., Kotalova M.J., Zatoovskaya N.P., Balaban A.P. External bias influence on transmission processes in nonideal heterojunction // *Photoelectronics*. – 2008. – № 17. – P. 23-27.
2. Levin M. N., Semenov V. N., and Ostapenko O. V. Photovoltaic Converters Based on Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>S/Cu<sub>2</sub>S Variband Heterostructures // *Technical Physics Letters*. – 2002. – V. 28, iss. 05. – P. 409-410.
3. Shchurova T.N., Savchenko N.D., Kondrat A.B., I. I. Opachko. Auger analysis and simulation of electronic states for Ge<sub>33</sub>As<sub>12</sub>Se<sub>55</sub> – *p*-Si heterojunction // *Surface and Interface Analysis*. – 2006. – V. 38. – P. 448-451.
4. Harrison W. A. *Elementary Electronic Structure* / W. A. Harrison. – New Jersey, London, Singapore, Shanghai, Hong Kong, Taipei, Chennai: World Scientific Publishing Co., 2004. – 838 p.
5. Shchurova T.N., Savchenko N.D., Kondrat A.B., Popovych K.O., Rubish V.M., Leising G. Simulation of the surface bending of energy band for binary chalcogenide semiconductors // *Photoelectronics*. – 2008. – № 17. – P. 104-107.
6. Savchenko N.D., Shchurova T.N., Popovych K.O., Rubish I.D., Leising G. Simulation of the electronic states in the band gap for ZnS: Cu, Cl crystallophosphors // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. – 2004. – V.7, N. 2. – P. 133-137.

### **Structural and Physical Problems of Devices Elements in Electronics**

Vorobel V.M., Grinevich V.S., Smyntyna V.A., Filevskaya L.N.

*Odesa I.I.Mechnikov National University, Odesa, Ukraine*

A serious interest is still present for phenomena in systems which are far from equilibrium. Such systems became the basic ones at the elaboration of different sensors and transducers. The typical example of such systems are polycrystalline cadmium selenide layers having intergrain boundaries. Comparatively big band gap value ( $E_g \sim 1,8$  eV) defines their application for electronic and optoelectronic devices [1,2]. As it was established in [3, 4] the polycrystalline layers which are investigated have elastic tensions at their initial state. They are concentrated at the boundaries of a hexagonal matrix of  $\alpha$ -CdSe

and cubical inclusions of  $\beta$ -CdSe which are the sources of structural changes in the layers.

The investigated layers are obtained within the technology of thermal evaporation of CdSe powder in a quasiclosed volume pumped to vacuum no less than  $10^{-5}$  Pa.

As it was established in [5], the obtained films structure is the interchanging regions of  $\alpha$ -CdSe and  $\beta$ -CdSe grains separated by the intergrain boundaries. Investigations in vacuum ( $10^{-5}$ Pa) in the temperature interval 100-300 K gave non Arrhenius equilibrium conductivity temperature dependence (Fig.1), which, according to research in [4], correlated to the structural transformations in bi-phase layers.

It was made an attempt to use a combine analysis of thermoactivated electrophysical and structural processes in the layers. That gave the possibility to consider electrophysical and structural processes as one and the same phenomena.

Basing on the analysis of possible explanations of the ATDEC phenomena it is concluded that the supposition of electrons' bonds breakage in the IGB of crystallites gives reasonable correlation with the experimental and calculations results concerning elastic thermostimulated deformations.

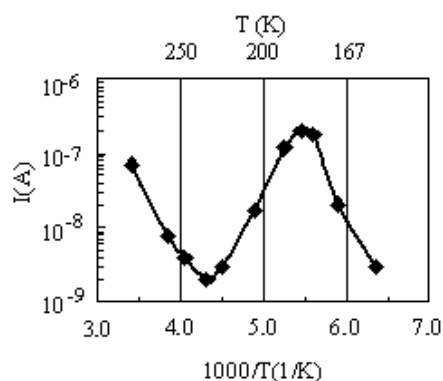


Figure 1. Equilibrium conductivity anomalous temperature dependence (ATDEC) in the polycrystalline cadmium selenide

Gaps dimensions calculated within the analyzed model of elastic deformations exceed the equilibrium CdSe inter-atomic distances.

Hence, the ATDEC phenomenon may be considered as the physical analogy of structural deformations in the fabricated layers and may serve as a manifestation of structural peculiarity

of the element of device.

1. Kodigala Subba Ramaiah, R.D. Pilkington, A.E. Hill, R.D. Tomlison and A.K. Bhatnagar // Mater.Chem.Phys. – 2001. –68. – P. 22.
2. V.A. Gridchin, I.G. Neizvestny, V.N. Shumskiy. Physics of Microsystems. Part 2. – Novosibirsc State Technical university Publishing House, 2006. – 495 p.
3. V.S. Grinevich and V.A. Smyntyna // Sensors and Actuators. – 1994. – B. 18-19. – P. 426-428.
4. V.S. Grinevich, V.A. Smyntyna, L.N. Filevskaya // Physica Status Solidi (c). – 2004. – V. 1, N 4. – P. 690-693.
5. Grinevich V.S. Structural transformations' influence on the electric and

photoelectric properties of cadmium selenide polycrystalline layers. PhD Thesis, Odessa, USSR, 1990..

## New Type the Structure of the Interference Filters for IR Spectrum Region

Yaremchuk I.<sup>1</sup>, Fitio V.<sup>1</sup>, Bobitski Ya.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institute of Technology Rzeszow University, Rzeszow, Poland*

Let us assume that the interference mirror in band of high transmission has effective dielectric permittivity which is less than null (effective negative dielectric permittivity). It is possibility to say that spectrum characteristics of the structure “dielectric layer – interference mirror – dielectric layer” are analogical to characteristics of the structure “dielectric layer – metallic thin film – dielectric layer” [1, 2].

The transfer matrix of such structure is:

$$\begin{bmatrix} -\frac{a}{n} \sin \phi \cos \phi - \frac{n}{a} \sin \phi \cos \phi & -\frac{ian_s}{n^2} \sin^2 \phi + \frac{in_s}{a} \cos^2 \phi \\ ia \cos^2 \phi - \frac{in^2}{a} \sin^2 \phi & -\frac{an_s}{n} \sin \phi \cos \phi - \frac{nn_s}{a} \sin \phi \cos \phi \end{bmatrix} \quad (1)$$

Let reflectance equal nule, so we obtained:

$$tg^2 \phi \left[ \frac{n^2}{a} - \frac{an_s}{n^2} \right] - i tg \phi \left[ (n_s - 1) \left( \frac{a}{n} + \frac{n}{a} \right) \right] + \left[ \frac{n_s}{a} - a \right] = 0 \quad (2)$$

The solutions of this quadratic equation are the dependences  $tg \phi(n)$  (see Fig. 1). The optimal refractive index of dielectrics layer at which  $tg \phi(n)$  maximum is determinated from these curves.

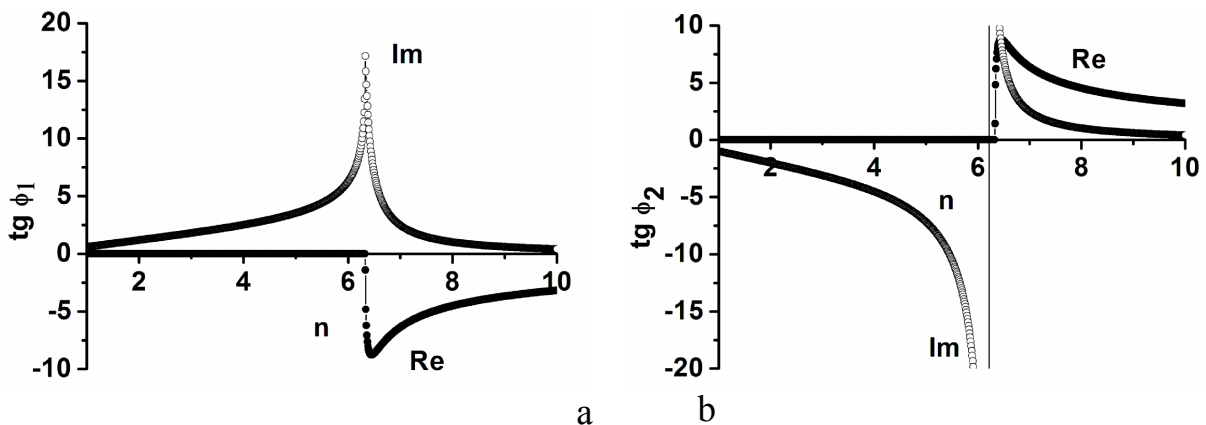


Fig. 1. The dependences  $tg \phi(n)$  from the refractive index of dielectrics layers for the structure “dielectrics layer – interference mirror – dielectrics layer”

The thicknesses of layers with the high refractive index are calculated in depend from choose value of the refractive index:

$$d = \frac{\lambda_0}{2 \cdot \pi \cdot n} \cdot \left( \arctg \left( \frac{-i \cdot (n_s - 1) \cdot \left( \frac{a}{n} + \frac{n}{a} \right) \pm \sqrt{\left[ i \cdot (n_s - 1) \cdot \left( \frac{a}{n} + \frac{n}{a} \right) \right]^2 - 4 \cdot \left( \frac{n^2}{a} - \frac{an_s}{n^2} \right) \cdot \left( \frac{1}{a} - a \right)}}{2 \cdot \left( \frac{n^2}{a} - \frac{an_s}{n^2} \right)} \right) + k\pi \right) \quad (3)$$

The refractive indices of layers of the interference mirror were selected equal 2.3 (6 layers) and 1.38 (5 layers) respectively. The thicknesses of these layers were calculated for operating wavelength  $5 \mu\text{m}$ , the refractive index of the substrate was selected 1.7. The refractive index of the upper layer was selected 6.2 from Fig. 2a. The thicknesses of these layers equal  $0.2014 \mu\text{m}$  following to (3). The spectral curve is deformed when the refractive index not is optimal: the transmission band has dipped when the refractive index (7.2) more than optimal (see Fig. 2b, curve 1); the transmittance decreases when the refractive index (5) less than the optimal (see Fig. 2b, curve 2);

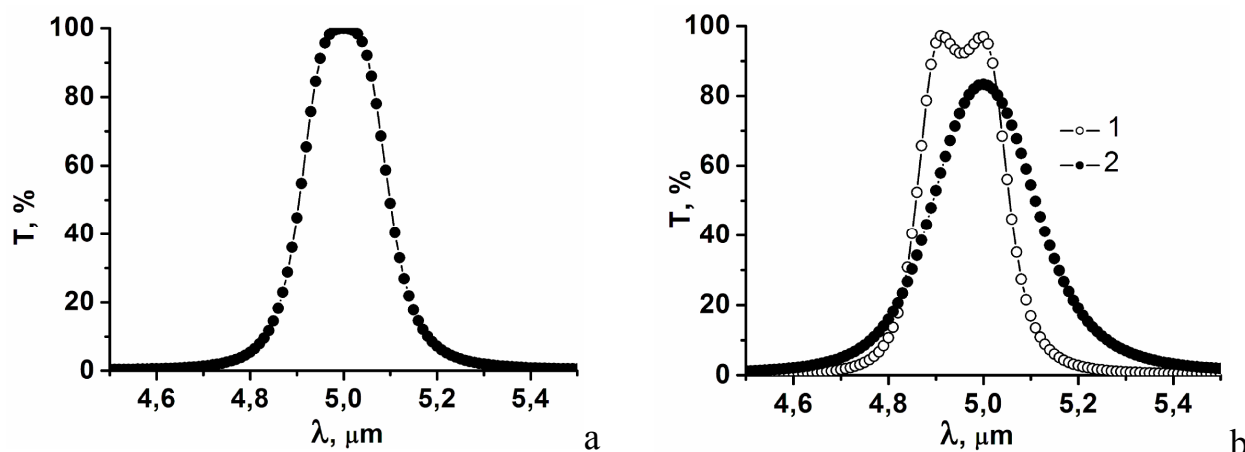


Fig. 2. The dependence of transmittance from wavelength for filter of type “dielectric layer – interference mirror – dielectric layer”

The spectrum characteristics of this structures are analogical to the spectrum characteristics the structure with the metallic film, but transmittance equal 100 % (nonmetering absorption in the dielectrics layers).

1. V. Fitio, Ya. Bobitski. The anomalously high transmission into the system “dielectric grating – metal thin film – dielectric grating // Proc. SPIE. – 2005. – 5950. – P. 405-409.
2. I. Yaremchuk, V. Fitio, Y. Bobitski. New type of narrowband filters for IR spectral region // Izvest. Vuz. Radioelec. (in Russian). – 2008. – 6. – P 67-76.

**ЗМІСТ**

**ПЛЕНАРНІ ДОПОВІДІ  
PLENARY SESSIONS**

<b>Оліх Я.М.</b> Про радіаційно-акустичні ефекти в напівпровідниках при йонній імплантації в умовах ультразвукового навантаження	<b>8</b>
<b>Пелещак Р.М., Бачинський І.Я., Шуптар Д.Д.</b> Моделювання $n^+$ - $n$ переходів у напружених наногетеросистемах з квантовими точками	<b>9</b>

**Секція 3**

**Фізико-хімічні властивості плівок та наноструктур  
(усні доповіді)**

**Session 3**

**Physical-chemical properties of the films and nanostructure  
(oral)**

<b>Белгородский Ю.С., Ширинян А.С.</b> Размерно-индуцированный гистерезис в кинетике фазовых превращений первого рода в нанодисперсных системах	<b>11</b>
<b>Бойцова О.В., Самойленков С.В., Мойзых М.Е., Кауль А.Р.</b> Влияние частиц включений на свойства тонкопленочных композитов на основе сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$	<b>13</b>
<b>Бойчук В.М., Запихляк Р.І., Зломанов В.П., Фреїк А.Д.</b> Кристалохімія точкових дефектів і технологічні аспекти кристалів і плівок сполук $A^{IV}B^{VI}$	<b>14</b>
<b>Бордун О.М., Лукашук В.В.</b> Люмінесцентні властивості тонких плівок оксиду ітрію та ітрію-алюмінієвого гранату, активованих вісмутом	<b>16</b>
<b>Борик В.В., Запихляк Р.И., Кланичка В.М., Меглей Д.Ф., Терлецький А.И., Фреик Д.М.</b> Эффективные термоэлектрические объемные, тонкопленочные и наноразмерные материалы на основе полупроводников $A^{IV}B^{VI}$	<b>17</b>
<b>Бородчук А.В.</b> Хемосорбція кисню на поверхні плівок антимоніду цезію	<b>19</b>
<b>Буджак Я.С., Зуб О.</b> Аналіз вибірки експериментальних залежностей коефіцієнта ефекта Зеебека від температури та товщини плівкових кристалів	<b>21</b>
<b>Буланый М.Ф., Омельченко С.А., Омельчук А.Р., Полежаев Б.А.</b> Фото- и электролюминесценция пленочных и монокристаллических образцов $ZnS:Mn$	<b>23</b>
<b>Ваксман Ю.Ф., Ніцук Ю.А., Яцун В.В.</b> Оптичні властивості плівок і шарів $ZnSe:Ni$	<b>25</b>
<b>Васько Ф.Т., Романець П.М., Стріха М.В.</b> Нерівноважність носіїв у графені, обумовлена термічною радіацією	<b>27</b>
<b>Вашкевич С.І., Поплавський О.П.</b> Катодолюмінісценція деформованих монокристалів і тонких плівок $MgO$ .	<b>29</b>
<b>Водорез О.С., Сипатов А.Ю., Щуркова Н.В., Рогачева Е.И.</b> Гальваномагнитные свойства тонких пленок теллурида германия.	<b>31</b>
<b>Гомоннай О.В., Гутич Ю.І., Соломон А.М., Примак М.В., Красилицець В.М., Лопушанський В.В., Ажнюк Ю.М.</b> Особливості процесів йонізації в опромінених рентгенівським випромінюванням нанокристалах $CdS_{1-x}Se_x$ у боросилікатному склі	<b>32</b>
<b>Гарпуль О.З., Соловко Я.Т.</b> Ростові та модифіковані йонною імплантацією $Si^+$ зміни структури ФГП	<b>34</b>

<b>Горіна О. В., Трунов М.Л., Гасинець С.М., Штець П.П., Риган М.Ю., Шпирко Г.М.</b> Дослідження процесів термо- і фотокристалізації аморфного селену методами термічного аналізу та наноіндентування	<b>36</b>
<b>Горічок І.В.</b> Антиструктурні дефекти у кристалах CdTe:Te	<b>37</b>
<b>Гургула Г.Я.</b> Комплекси точкових дефектів у кристалах халькогеніду цинку з участю фонової домішки кисню.	<b>38</b>
<b>Дзундза Б.С.</b> Вплив міжфазних меж на механізми розсіювання носіїв струму в плівках халькогенідів свинцю	<b>40</b>
<b>Дмитрук М.Л., Кондратенко О.С., Пінковська М.Б., Хіврич В.І.</b> Модифікація поверхні кремнію прискореними протонами та альфа-частинками	<b>42</b>
<b>Долгова Г.Н., Гальцов Н.Н., Стеценко Ю.Е.</b> Структурные исследования фуллерита C <sub>60</sub> , допированного молекулярными примесями	<b>43</b>
<b>Доманцевич Н.І., Ковальчук Х.І.</b> Паропроникисть полімерних плівок на основі вторинних полімерів	<b>44</b>
<b>Драненко А.С., Дворина Л.А.</b> Влияние наноструктуры на электрофизические свойства тонких аморфно-кристаллических пленок CrSi <sub>2</sub>	<b>46</b>
<b>Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Цмоць В.М., Павловський Ю.В., Павловська Н.Т., Поварчук В.Ю.</b> Вплив опромінення $\gamma$ -квантами на властивості ниткоподібних кристалів Si-Ge	<b>48</b>
<b>Жилинский В.В., Дроздович В.Б., Жданок С.А., Жарский И.М.</b> Гальвано-плазменный синтез и свойства наноразмерных углеродных материалов	<b>49</b>
<b>Задорожный В.Г., Полищук С.Г., Кобрин В.Л.</b> Исследование полимерных вакуумных конденсатов методом ИК-спектроскопии	<b>51</b>
<b>Замковец А.Д., Понявина А.Н., Баран Л.В.</b> Усиление плазмонных резонансов в планарных наноструктурах Cu/Ag	<b>53</b>
<b>Іванків Л.І., Козак М.М., Пастирський Я.А.</b> Про модель механізму хемосорбції	<b>54</b>
<b>Кланічка Ю.В.</b> Деградація електричних властивостей плівок PbX (X = S, Se, Te) під впливом кисню	<b>55</b>
<b>Колендовский М.М., Богатыренко С.И., Гладких Н.Т., Крышталь А.П.</b> Температурный гистерезис при плавлении – кристаллизации в пленочных системах	<b>57</b>
<b>Константинович А.В., Константинович І.А.</b> Тонка структура спектра випромінювання трьох електронів, що рухаються вздовж гвинтової лінії у вакуумі та середовищі	<b>59</b>
<b>Крамар В.М., Ткач М.В.</b> Двофононне наближення у задачах перенормування енергетичного спектра квазічастинки у плоскій напівпровідниковій наноплівці	<b>60</b>
<b>Кулик Б., Капустяник В., Турко Б., Рудик В., Фіга В., Сахроуї Б.</b> Вплив домішок Ag, Cu на генерацію другої і третьої оптичних гармонік у плівках ZnO	<b>62</b>
<b>Лемеш Н.В., Хаврусь В.О., Трипольський А.І., Стрижак П.Є.</b> Розробка технології каталітичного синтезу вуглецевих нанотрубок з заданим розподілом діаметрів	<b>64</b>
<b>Мар'ячук П.Д., Андрущак Г.О., Козярьський Д.П., Майструк Е.В.</b> Вплив термообробки на нанорозмірні утворення і фізичні властивості кристалів Hg <sub>1-x-y</sub> Mn <sub>x</sub> Fe <sub>y</sub> S, (3HgSe) <sub>1-x</sub> (Al <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> ) <sub>x</sub> :<Fe>, Hg <sub>1-x-y</sub> Mn <sub>x</sub> Fe <sub>y</sub> Te	<b>66</b>
<b>Марончук И.Е., Кулюткина Т.Ф., Марончук И.И., Быковский С.Ю.</b> Нанотехнология полупроводниковых гетероэпитаксиальных структур соединений III-V из жидкой фазы	<b>68</b>
<b>Махній В.П., Сльотов М.М., Хуснутдінов С.В.</b> Особливості оптичних властивостей гетерошарів $\alpha$ - і $\beta$ -ZnO	<b>70</b>



<b>Межиловська Л.Й., Жуковскі П.В.</b> Кристалохімія точкових дефектів та їх комплексів у халькогенідах металів II і IV підгруп Періодичної таблиці	72
<b>Найдіч Ю.В., Габ І.І., Костюк Б.Д., Стецюк Т.В., Куркова Д.І., Дукаров С.В., Кришталь О.П., Литвин О.С.</b> Дослідження капілярних явищ та коагуляційних процесів при відпалі металевих наноплівочок нанесених на оксидні матеріали	74
<b>Никируй Л.І., Дзюмедзей Р.О.</b> Особливості явищ переносу у твердих розчинах на основі халькогенідів свинцю	75
<b>Никируй Р.І.</b> Механізми масопереносу газодинамічного потоку пари халькогенідів кадмію і свинцю та їх вплив на процеси росту плівок і фізичні властивості	77
<b>Овруцкий А.М., Прохода А.С.</b> Образование и рост центров кристаллизации в аморфной фазе	79
<b>Пилипів В.М., Ткачук В.М., Григорук О.О.</b> Глибинний розподіл параметрів надтонкої взаємодії в поверхневому шарі плівки ЗПГ	81
<b>Прокопів В.В.</b> Термодинаміка власних точкових дефектів у кристалах сполук $A^{IV}B^{VI}$	83
<b>Проценко З.М.</b> Структурно-фазовий стан електрохімічно осаджених покриттів на основі Cu і Co або Ni	84
<b>Ромака В.А., Стадник Б.І., Крайовський Р.В., Ромака В.В.</b> Механізм усунення локальної аморфізації сильнолегованого інтерметалічного напівпровідника n-ZrNiSn	86
<b>Романюк Р.Р., Миколайчук О.Г.</b> Фізичні властивості та особливості структури аморфних плівок GeS та GeSe, модифікованих вісмутом	88
<b>Савчук А.В., Бурикін М., Степанков Д., Бугайчук С., Корчемська О.</b> Нелінійно-оптичні властивості тонких плівок, що містять фрагменти пурпурових мембран з молекулами бактеріородопсину	89
<b>Салій Я.П., Прокопів В.В. (мол.)</b> Розподіл власних дефектів в монокристалічних епітаксійних плівках PbTe	91
<b>Самсоненко С.Н., Самсоненко Н.Д.</b> Наноразмерные полупроводниковые нити в алмазе-изоляторе	94
<b>Сергеєва О. Є., Бутенко А. Ф.</b> Модель перемикування поляризації в тонких плівках полімерного сегнетоелектрика	95
<b>Сташко Н.В.</b> Механізми утворення кисневих комплексів в легованих міддю кристалах цинк селеніду	96
<b>Стебленко Л.П., Коплак О.В., Мудрий С.І., Кулик Ю.О., Науменко С.М., Кобзар Ю.Л., Курилюк А.М.</b> Зміни внутрішніх напружень та параметру ґратки кристалів кремнію, стимульовані комбінованою дією рентгенівського опромінення та магнітного поля	98
<b>Сухов В.Н., Чурилов И.Г.</b> Плавление в бинарных пленочных системах	99
<b>Татарчук І., Назаров О., Гоменюк Ю., Васін О., Русавський О., Лисенко В.</b> Дослідження процесів протікання заряду в тонких плівках гідрогенізованого аморфного карбїду кремнію на кристалічному кремнії	101
<b>Туровська Л.В.</b> Кристалохімічні моделі дефектної підсистеми у чистому і легованому плюмбум телуриді	102
<b>Тягульский С.И., Назаров А.Н, Тягульский И.П., Леман Я., Реболе Л., Скорупа В.</b> Влияние термических обработок на спектр электролюминесценции пленок SiO <sub>2</sub> , имплантированных ионами Eu <sup>+</sup>	104
<b>Федосов С.Н., Сергеева А.Е., Сеггерн Х.</b> Пироэлектрическая активность и переключение поляризации в поливинилиденфториде	106

<b>Фекешгазі І.В., Міца В.М., Сіденко Т.С., Толмачов І.Д.</b> Формування структурних угруповань у неупорядкованій халькогенідній системі Ge-As-S	108
<b>Фреїк Н.Д.</b> Фізико-хімічні властивості і кристалохімія точкових дефектів у нестехіометричному цинк сульфіді	109
<b>Харун Л.Т., Дзундза Б.С., Балан В.Р., Пасічняк В.Ф.</b> Розмірні ефекти в кінетичних параметрах тонких плівок халькогенідів свинцю	111
<b>Храновський В.Д., Лашкар'юв Г.В., Лазаренко В.Й.</b> Приладово орієнтована наноінтеграція ZnO з Si та SiC: епітаксійний самоорганізований ріст наноструктур	113
<b>Шевчук М.О.</b> Фізико-хімічні властивості і механізми утворення твердих розчинів телуриду свинцю – телуриди рідкісноземельних елементів	115
<b>Шірінян А.С., Білогородський Ю.С.</b> Розмірно-індукований температурний термодинамічний гістерезис нанопорошку, що зазнає поліморфного перетворення	117
<b>Юркович Н.В., Мар'ян М.І.</b> Моделювання процесів формування градієнтних структур на основі склоподібного Ge <sub>2</sub> S <sub>3</sub> з урахуванням технологічних режимів одержання	118
<b>Юрчишин Л.Д., Іванишин І.М.</b> Нестехіометрія у телуридах германію і олова та її вплив на домінуючі точкові дефекти	120
<b>Яворський Я.С.</b> Вплив процесів відпалу на електричні властивості тонких плівок халькогенідів свинцю	122
<b>Gamkrelidze K., Tchelidze T.</b> Exciton energies and probability of their radiative decay in GaN/AlN quantum structures.	124
<b>Melnichuk O.V., Venger E.F., Davidenko S.M., Maricheva I.L., Melnichuk L.Yu.</b> Investigation of polaritons in optically-anisotropic ZnO–6H–SiC systems	125
<b>Karachevtseva L.A., Ivanov V.I., Onyshchenko V.F., Sachenko A.V., Stronska O.J.</b> Photophysical phenomena in the structures “metal-macroporous silicon” with the surface state participation	126
<b>Тельбіз Г.М., Тихонов Е.Г., Безродний В.І., Леоненко Е.В., Тананайко О.Ю., Манорик П.А.</b> Квазікристалічна самоорганізація органічних барвників в структурно впорядкованих мезоструктурних золь-гель плівках	128
<b>Шпак І.І.</b> Термооптичні параметри тонких плівок системи As-S-Se	129

### Секція 3

#### Фізико-хімічні властивості плівок та наноструктур

(стендові доповіді)

#### Session 3

#### Physical-chemical properties of the films and nanostructure

(poster)

<b>Ананьїна О.Ю., Яновський О.С., Бутрімов П.О., Северїна О.В.</b> Квантово-хімічне дослідження адсорбції молекул та радикалів на графені	131
<b>Ажнюк Ю.М., Гутич Ю.І., Лопушанський В.В., Примак М.В., Гомоннай О.В.</b> Оптична діагностика параметрів нанокристалів CdS <sub>1-x</sub> Se <sub>x</sub> у діелектричних матрицях	133
<b>Бабанлы М.Б., Ильяслы Т.М., Велиева Г.М., Мурадова Г.В., Алиев З.С.</b> Исследование систем As-S(Se) методом эдс в стеклообразном и кристаллическом состояниях	134

<b>Балабай Р.М., Мерзликін П.В.</b> Електронні властивості легованих плівок ZnO: розрахунок із перших принципів	136
<b>Балазюк В.Н., Єрьоменко О.І, Раранський М.Д.</b> Гістерезисна поведінка швидкості ультразвуку в твердих розчинах CdZnSb	137
<b>Борук С.Д., Дремлюженко С.Г., Юрийчук І.М., Савчук О.А.</b> Вплив модифікатора на стійкість мікрогетерогенних систем телуриду кадмію	139
<b>Бурик І.П., Гричановська Т.М.,Однорець Л.В.</b> Терморезистивні властивості двошарових плівкових систем Ni/Cr та Ni/Mo	141
<b>Ваньчук В.Б.</b> Еволюція власних точкових дефектів у бездомішкових кристалах кадмій телуриду при охолодженні до низьких температур	143
<b>Вірт І.С., Шкумбатюк Т.П., Курило І.В., Лопатинський І.Є., Рудий І.О., Линник Л.Ф., Тетьоркін В.В.</b> Властивості тонких плівок $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ отриманих методом ІЛО	144
<b>Возняк О.М.</b> Розрахунки локалізованих станів носіїв у домішкових напівпровідниках халькогенідів свинцю	145
<b>Войтович М.В., Лісовський І.П., Литовченко В.Г., Данильченко Б.О., Войтович В.В., Поварчук В.Ю., Хацевич І.М., Шепелявий П.Є.</b> Радіаційно-термічне підсилення люмінесценції плівкових структур nc-Si/SiO <sub>2</sub>	146
<b>Вуйцік В., Горічок І.В., Жуковські П.В., Прокопів В.В., Фреїк Д.М.</b> Інженерія точкових дефектів у кристалах кадмій телуриду	148
<b>Гасюк І.М., Угорчук В.В., Мокляк В.В.</b> Електрохімічні властивості катодного матеріалу на основі літій-залізної шпінелі допованої йонами титану	150
<b>Гера Е.В., Поп М.М., Гуранич О.Г., Рубіш В.М., Семак Д.Г., Дуркот М.О., Тарнай А.А.</b> Вплив опромінення на структуру і оптичні властивості аморфних плівок $\text{As}_{28}\text{Sb}_{12}\text{S}_{60}$	152
<b>Гомоннай О.О., Гуранич П.П., Риган М.Ю., Роман І.Ю., Сливка О.Г.</b> Баричні ефекти в квазідвовимірних халькогенідних фероїках $\text{TlGaSe}_2$ та $\text{TlInS}_2$	153
<b>Гомоннай О.О., Ажнюк Ю.М., Соломон А.М., Риган М.Ю., Гуранич П.П., Сливка О.Г., Цан Д.Р.Т.</b> Рентгеноструктурні дослідження та фононні спектри квазідвовимірних фероїків $\text{TlGaSe}_2$ та $\text{TlInS}_2$	154
<b>Грабко Т. В.</b> Імпедансна спектроскопія шпінелей складу $\text{Li}_{0,5+0,5x}\text{Fe}_{2,5-1,5x}\text{Ti}_x\text{O}_4$ ( $0,1 \leq x \leq 1,67$ )	156
<b>Давидюк Г.Є., Галян В.В., Парасюк О.В., Кевшин А.Г., Шевчук М.В.</b> Особливості фотолюмінісценції іонів $\text{Er}^{3+}$ в склоподібних сплавах $\text{AgGaS}_2\text{-GeS}_2$	158
<b>Демченко В.Л., Штомпель В.І., Віленський В.О.</b> Вплив постійного електричного поля на структуру наноккомпозитів на основі сітчастого полімеру та оксидів алюмінію і заліза	159
<b>Дзундза Б.С., Матеїк Г.Д., Кланічка Ю.В., Пасічняк В.Ф.</b> Особливості транспортних явищ у тонких напівпровідникових плівках халькогенідів свинцю	161
<b>Дзямко В.М, Милян П.М.</b> Дослідження деяких фізико-хімічних властивостей морденіту	163
<b>Димарчук В.О., Огенко В.М., Набока О.В., Дубровіна Л.В., Зауличний Я.В., Хижун О.Ю.</b> Електронна структура продуктів карбонізації полівініліденфториду в оксидних матрицях	164
<b>Драпак С.І.</b> Електричні властивості та фотопровідність шаруватих кристалів $\text{In}_2\text{Se}_3$ із нанорозмірними включеннями $\text{In}_6\text{Se}_7$	166
<b>Дукаров С.В., Сухов В.Н.</b> Образование переохлажденной жидкой фазы в островковых пленках хлоридов металлов	168

<b>Дурягіна З.А., Бахматюк Б.П., Щербовських Н.В.</b> Вплив лазерного легування ніобієм на корзійну тривкість сталей 12x17т та 12x18н10т в модельних середовищах	170
<b>Дьяконенко Н.Л., Петренко Л.Г., Гаман Д.А., Белозерцева В.И., Баран Л.В.</b> Исследование тонких пленок $\text{NaBiTe}_2$ методом электросиловой микроскопии	172
<b>Євменова А.З., Одарич В.А., Сизов Ф.Ф.</b> Особливості формування природної окисної плівки на телуриді кадмію	174
<b>Житарюк В.Г., Цалий В.З.</b> Структуризація поверхневих шарів силікатно-натрієвих стекл в процесі йоно-плазмової обробки	175
<b>Жуковський М.А., Смірнова Н.П., Стрюк О.Л., Кучмій С.Я., Плюснін В.Ф.</b> Лазерний імпульсний фотоліз пліткових наногетероструктур $\text{TiO}_2/\text{CdS}$	177
<b>Злобін С.О., Лісовський І.П., Євтух А.А., Литовченко В.Г., Братусь О.Л., Манойлов Е.Г.</b> Оптичні та електрофізичні властивості пліткових структур $\text{p-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$	179
<b>Зыман З.З., Рохмистров Д. В., Корнеева Е. А., Глушко В.И.</b> Образование гидроксипатита из аморфного фосфата кальция	181
<b>Ілащук М.І., Орлецький І.Г., Ковалюк З.Д., Уляницький К.С., Парфенюк О.А.</b> Електричні властивості випрямляючих контактів $\text{Cr}/\text{n-CdTe}:\text{Sc}$	183
<b>Ілащук М.І., Орлецький І.Г., Уляницький К.С., Парфенюк О.А.</b> Вплив параметрів бази на електричні властивості поверхнево-бар'єрних структур $\text{Cr}/\text{n-CdTe}$	184
<b>Карпович В.Б., Комаров Ф.Ф., Кожевко А.Н., Власукова Л.А.</b> Выращивание углеродных нанотрубок на различных подложках методом CVD	186
<b>Карпович В.Б., Комаров Ф.Ф., Мильчанин О.В., Родионова В.Н., Стельмах В.Ф.</b> Электрофизические свойства бумаги из унт, а также ее взаимодействие с электромагнитным излучением	187
<b>Клето Г.І., Воробець М.О.</b> Особливості фізичних властивостей гетероструктур з тонким квазішаром на границі розділу $\text{GaSe}/\text{InSe}$	188
<b>Клюй М.І., Литовченко В.Г., Лук'янов А.М., Данильченко Б.О., Клюй А.М.</b> Вплив УФ- та $\gamma$ -опромінення на оптичні властивості алмазоподібних вуглецевих плівок	190
<b>Клюка С.Я., Остафійчук Б.К., Кравець В.І., Яремій І.П.</b> Вплив відпалу на кристалічну структуру плівок залізо-ітрієвого гранату, імплантованих важкими йонами	192
<b>Когут І.Т.</b> Тривимірні елементи мікросистем на основі базового матричного кристала зі структурою «кремній-на-ізоляторі»	193
<b>Когут І.Т., Довгий В.В.</b> Використання біполярного ефекту при подвійному управлінні в матричних КМОН КНІ приладних структурах	195
<b>Котлярчук Б.К., Попович Д.І., Середницький А.С.</b> Вивчення процесів конденсації тонких нітридних шарів та їх властивості	197
<b>Коцюбинський В.О., Мокляк В.В., Челядин В.Л.</b> Супермагнітний $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ : синтез та властивості	199
<b>Крамар В.М., Деревянчук О.В., Крамар Н.К.</b> Вплив взаємодії з оптичними фононами на положення і форму смуг екситонних переходів	201
<b>Крупа М.М.</b> Управління спіновим струмом і перемикування мікроконтактів $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ лазерним випромінюванням	203
<b>Кузишин О.В., Сіренко Г.О.</b> Навантажувальна здатність та товщини квазітвердих наноплівки з мастильних матеріалів на основі полігліколевих та мінеральних олив на металевих поверхнях	205

<b>Куліш М.П., Дмитренко О.П., Буско Т.О., Заболотний М.А, Прилуцький Ю.І., Єременко А.М, Вітюк Н.В, Смірнова Н.П., Жоховець С.В., Шарфф П., Ріггер У.</b> Оптичні властивості тонких нанорозмірних плівок $TiO_2$ , легованих благородними металами, активних в фотокаталітичних процесах	206
<b>Курмашев Ш.Д., Бугаєва Т.М, Лавренова Т.І., Садова Н.М.</b> Вплив геометричних розмірів часток скла на електрофізичні параметри плівок на основі скло – $RuO_2$	208
<b>Кутько К.В., Каплиенко А.И., Николова Э.П., Андерс А.Г.</b> Магнитная анизотропия в сверхрешетках $Co/Cu$ (111)	210
<b>Лазоренко В.И., Бугаєва М.Э., Стельмах Я.А., Лашкарев Г.В.</b> Ферромагнитные наноконпозиты (ФМНК) как магниторезистивные материалы	212
<b>Ластівка Г.І., Балазюк В.Н., Брайловський В.В., Ковалюк З.Д., Раранський М.Д.</b> Термічне розширення $In_{1,03}Se_{0,97}$	213
<b>Лашнева В.В., Шевченко А.В., Дудник Е.В., Матвеева Л.А., Литвин О.С.</b> Биокерамика на основе диоксида циркония нового поколения	215
<b>Ліщинський І., Кабан І., Фреїк Д., Кланічка В., Гоєр В., Варварук В.</b> Фазові перетворення у халькогенідних стеклах на основі $As-Te$ , $As-Te-Ag$	216
<b>Литвин О., Гриценко К., Коломзаров Ю., Прокопець В., Толмачов О., Сломінський Ю., Фішер Ж., Детерт Х., Конвертіно А., Шрадер С., Кронгауз А.</b> Незвичні властивості кластерів барвників в матриці політетрафторетилену	217
<b>Малик О.П.</b> Розсіяння носіїв заряду на близькодіючому потенціалі дефектів у твердих розчинах $ZnCdTe$ та $ZnHgTe$	219
<b>Мар'ян В.М., Козусенок О.В., Туряниця І.І., Горіна О.В., Кутчак О.В., Гуранич О.Г., Гуранич П.П., Рубіш В.М.</b> Особливості кристалізації аморфних плівок халькогенідів та халькогалогенідів сурми	221
<b>Межиловська Л.Й., Галюк О.В., Юрчишин Л.Д.</b> Дефектна підсистема і фізико-хімічні властивості твердих розчинів $Sn-Sb-Te$ , $Sn-Bi-Te$	222
<b>Мухуров Н.И., Гасенкова И.В., Жвавый С.П., Жавнерко Г.К.</b> Особенности морфологии пленок анодного оксида алюминия по данным атомно-силовой микроскопии	224
<b>Мухуров Н.И., Грабчиков С.С., Гасенкова И.В., Шарко С.А.</b> Композитные материалы на основе пористого анодного оксида алюминия	225
<b>Никируй Л.І., Дзумедзей Р.О., Лисак А.В., Ільків О.І.</b> Механізми розсіювання носіїв струму і термоелектричні властивості $PbTe:In$	226
<b>Новосад О.В., Божко В.В., Давидюк Г.Є., Козер В.Р., Парасюк О.В.</b> Оптичне поглинання, ефект Холла та магнітоопір твердих розчинів $CuInSe_2-ZnIn_2Se_4$	228
<b>Одарич В.А.</b> Структура плівок $HfO_2$ , напилених на кварцове скло	229
<b>Опанасюк А.С., Косяк В.В., Кшнякіна С.І, Буківський П.М., Гнатенко Ю.П.</b> Структурні та люмінесцентні характеристики плівок $CdTe$	231
<b>Остафійчук Б.К., Гарпуль О.З., Яремій І.П., Кравець В.І.</b> Деформація приповерхневих шарів ФГП при імплантації йонами $Si^+$	233
<b>Остафійчук Б.К., Яремій І.П., Яремій С.И., Фодчук И.М., Заплитны Р.А.</b> Структурные изменения в монокристаллах галлий-гадолиниевых гранатов после облучения ионами $He^+$	234
<b>Павленко О.Л., Дмитренко О.П., Куліш М.П., Білий М.М., Прилуцький Ю.І, Грабовський Ю.С., Заболотний М.А.</b> Полімеризація фулериту $C_{60}$ при взаємодії з атомами $Ti$	236
<b>Перкатюк І.Й., Ваньчук В.Б., Михайлик Л.І.</b> Ентальпія утворення власних точкових дефектів у кадмій телуриді	237

<b>Пилипів В.М., Ткачук В.М., Ткачук О.М., Григорук О.О.</b> Моделювання радіаційних та релаксаційних процесів в поверхневих шарах плівок ЗІГ, імплантованих йонами кисню	238
<b>Пінчук Т.М., Дмитренко О.П., Куліш М.П., Прилуцький Ю.І., Грабовський Ю.Є., Білий М.М., Мацуй Л.Ю., Заболотний М.А., Шут М.І.</b> Фізико-механічні властивості полівінілхлориду з багатостінними вуглецевими нанотрубками	239
<b>Покладок Н.Т., Григорчак І.І., Мокляк В.В.</b> Вплив FeCl <sub>3</sub> -інтеркаляційної модифікації нанопористого вугілля на структуру і властивості подвійного електричного шару межі його розділу з електролітом	240
<b>Польовий Д., Аксіментьєва О., Конопельник О., Євчук О.</b> Електрохромні полімери як “розумні” покриття в електрооптичних пристроях	243
<b>Прокопів В.В. (мол.)</b> Термодинаміка власних точкових дефектів у плюмбум сульфіді	244
<b>Прокопів В.В., Фочук П.М., Горічок І.В., Писклинець У.М.</b> Самокомпенсація у легованих хлором кристалах кадмій телуриду	245
<b>Ребиков А.И., Касаткин А.Л., Каленюк А.А., Флис В.С., Москалюк В.О., Пан В.М.</b> Электрофизические свойства бикристаллических границ в пленках высокотемпературного сверхпроводника YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-δ</sub>	246
<b>Ревенюк Т.А.</b> Формирование и релаксация поляризации в пленках легированного полистирола	247
<b>Рик Л.В.</b> Дослідження впливу концентрації затверджувача на фізико-механічні властивості клеїв, приготовлених з КФС різних виробників	249
<b>Родіонова Т. В., Находкін М.Г. Куліш М.П.</b> Фасетирование границ зерен в поликремниевых пленках при отжиге”	250
<b>Ромака В.А., Стадник Б.І., Крайовський Р.В., Ромака Л.П., Горинь А.М.</b> Особливості провідності сильнолегованого акцепторною домішкою Y інтерметалічного напівпровідника n-ZrNiSn	252
<b>Русавский А.В., Васин А.В., Muto S., Ishikawa Y., Kimura T., Назаров А.Н., Лысенко В.С.</b> Термически стабильные и коррозионно-стойкие аморфные пленки SiC осажденные при низкой температуре магнетронным распылением кристаллического карбида кремния	254
<b>Савчук С.А., Савчук А.Й., Федів В.І., Смолінський М.М.</b> Морфологія поверхні та оптичні спектри тонких плівок потрійних і чотирьохкомпонентних оксидів	256
<b>Салтикова А.І., Лобода В.Б., Кравченко В.О., Шкурдода Ю.О.,</b> Магніторезистивні властивості асиметричних плівкових систем Co <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub> /Ag/Co	258
<b>Саєа Б.С., Штомпель В.І.</b> Наноструктурування в інтерполіелектролітних комплексах на основі карбоксиметилцелюлози і поліетиленіміну	259
<b>Севостьянов С.В.</b> Гібридні плівки на основі хітозану	260
<b>Сіренко Г.О., Солтис Л.М., Базюк Л.В.</b> Утворення та властивості поверхневих плівок під час фрикційного контакту пари полімерний композит – метал	261
<b>Силенко П.М., Данько Д.Б., Пилипчук О.Ф., Солонін Ю.М.</b> Особливості синтезу та властивості тонких плівок TiO <sub>2</sub> , перспективних для фотокаталітичного розкладу води	264
<b>Сиротюк С.В., Швед В.М.</b> Електронний енергетичний спектр у кристалі GaN, отриманий з урахуванням градієнтних поправок до функціонала обмінної енергії	266

<b>Складанюк М.Б., Сіренко Г.О., Базюк Л.В., Мідак Л.Я., Кириченко Л.М.</b> Технологія та антифрикційні властивості карбонізованих вуглецевих волокон, покрытих тонкими шарами міді	268
<b>Сльотов М.М., Косоловський В.В., Сльотов О.М., Ткаченко І.В.</b> Ефективна люмінесценція дифузійних шарів ZnSe:Mg	272
<b>Сльотов О.М., Косоловський В.В., Ульяницький К.С., Ткаченко І.В.</b> Фізичні властивості шарів CdTe:Mg	274
<b>Солонін Ю.М., Грайворонська К.О.</b> Кількісне оцінювання ступеню розупорядкування в тонких плівках фулериту C <sub>60</sub> методами теорії інформації	275
<b>Спиридонова И.М., Дорогань К.И.</b> Влияние предварительного ударно- волнового нагружения на диффузию бора в железные сплавы	276
<b>Тихомиров С.А., Буганов О.В., Замковец А.Д.</b> Динамика электронных возбуждений в слоистых плазмонных нанокompозитах Ag/SiO	278
<b>Ткач О.П., Чернов С.В., Отодворець Л.В.</b> Тензорезистивні властивості ферромагнітних плівок Fe і Со	279
<b>Ткаченко А.В., Ананьїна О.Ю.</b> Моделювання взаємодії атомів фосфору з поверхнею SiO <sub>2</sub> /Si(100)	281
<b>Третяк А.П., Божко В.В., Булатецька Л.В., Парасюк О.В., Булатецький В.В.</b> Оптичне поглинання твердих розчинів AgCd <sub>2-x</sub> Mn <sub>x</sub> GaSe <sub>4</sub>	283
<b>Федів В.І., Рудько Г.Ю., Гуле Є.Г., Савчук А.Й.</b> Нанокompозитні плівки "полівініловий спирт-напівпровідникові наночастинки CdS": синтез та оптичні характеристики	284
<b>Федорів В.Д., Яремій С.І.</b> Кінетика низькотемпературної релаксації монокристалів ГГГ імплантованих йонами He <sup>+</sup>	285
<b>Филоненко Н.Ю., Федоренкова Л.И., Спиридонова И.М.</b> Влияние статического и динамического деформационного воздействия на диффузию бора в среднеуглеродистом сплаве	286
<b>Хомяк В.В.</b> Механізм протікання струму в омичних контактах Al – Zn <sub>1-x</sub> Mn <sub>x</sub> O	287
<b>Хурсенко С.М., Андрусенко І.М., Лобода В.Б.</b> Особливості формування кристалічної структури та електрофізичні властивості надтонких плівок Pd	290
<b>Цоцко В.І., Пелешенко Б.Г., Денисенко О.І.</b> Розподіл температури в тонких плівках при енергетичній дії на поверхню	292
<b>Чебан Т.В.</b> Формирование вакуумных железохромовых покрытий	294
<b>Чурилов И.Г., Сухов В.Н.</b> Плавление в бинарных пленочных системах	296
<b>Шпикина Н.О., Новиков В.В.</b> Прогнозирование эффективной теплопроводности и вязкоупругости наполненных полимерных нанокompозитов	298
<b>Шумакова Н.І., Проценко С.І., Шіфаловіч П., Чешко І.В., Проценко І.Ю.</b> Магнітооптичні властивості нанокристалічних плівок на основі Со і Cu, Ag, Au	299
<b>Юнакова О.М., Коваленко О.М., Милославський В.К., Вітанова Є.В.</b> Спектр поглинання тонких плівок Rb <sub>2</sub> ZnI <sub>4</sub>	301
<b>Юргелевич І.В., Одарич В.А., Поперенко Л.В., Лопатинський А.М.</b> Дослідження плівок оксиду титана методом спектральної еліпсометрії	303
<b>Andreeva A.F., Pysklynets U.M.</b> Nature of point defects in undoped and doped cadmium telluride at room temperature	304
<b>Chukova O., Malashkevich G., Shevchenko G., Bokshits Yu., Nedilko S., Scherbatskii V.</b> VUV-excited luminescence of GeO <sub>2</sub> -Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Au films	305
<b>Hizhnyi Yu., Nedilko S., Chornii V., Slobodyanik M., Terebilenko K., Boyko V.</b> New materials for micro- and nano-sized cryogenic fluorescence thermometers based on the Cr <sub>3</sub> -doped NaAl(MoO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> and NaAlP <sub>2</sub> O <sub>7</sub> compounds	306

<b>Holota V.I., Kogut I.T.</b> The devices elements based on the local 3D SOI-structures	<b>306</b>
<b>Jovari P., Yannopoulos S.N., Kaban I., Lishchynskyy I., Varvaruk V.</b> Structure investigation of As–Te glasses	<b>308</b>
<b>Petrova N.V., Yakovkin I.N.</b> DFT and Monte Carlo simulation of CO adsorption on the Mo surface	<b>309</b>
<b>Potlog T., Maticiuc N, Spalatu N., Ghimpu L.</b> The influence of interface states on the efficiency of CdTe photovoltaic devices	<b>310</b>
<b>Shcherba I.D., Kostyk L.V., Dobrjanska L.O., Jatcyk B.M.</b> Electron structure of garnets $R_3Ga_5O_{12}$ type	<b>310</b>
<b>Skatkov L. Gomofov V.</b> Investigation of properties changes in $Nb_2O_5$ films due to ionic transport processes on their surface	<b>311</b>
<b>Tchelidze T., Noselidze I.</b> Excitonic states in spherical and ellipsoidal quantum dots	<b>313</b>
<b>Korshak V.F., Tkachenko M.V.</b> The Structure Amorphization of Typical Superplastic Alloys under External Compressing Stresses	<b>313</b>

**Секція 4**

**Тонкоплівкові елементи електронних пристроїв, наноелектроніка  
(усні доповіді)**

**Session 4**

**Thin film elemental compounds for electronic devices  
(oral)**

<b>Афанасьєва О.В., Дроздов В.О., Дроздов М.О., Зикін О.І., Ковальчук В.В., Лещенко О.І.</b> Ефекти провідності плівок керметів атомарно-кластерної дисперсності	<b>316</b>
<b>Балицький О.О., Грищенко С.А.</b> Тонкоплівкові елементи для електрохімічного перетворення сонячої енергії на основі шаруватих сполук	<b>318</b>
<b>Белявский В.С., Ушаков Д.В., Манак И.С., Кононенко В.К.</b> Спектральные и поляризационные характеристики квантоворазмерных лазеров на GaInAsSb гетероструктурах	<b>320</b>
<b>Бурлаченко Ю.В., Савченко А.А., Бєляєв О.Є., Кругленко І.В.</b> Пошук нових матеріалів для тонких плівок сенсорів	<b>321</b>
<b>Гамов Д., Мельник В., Оберемок О., Попов В., Хацевич І.</b> Вплив низькотемпературних відпалів на випромінювальні властивості кремнієвих нанокластерних структур	<b>322</b>
<b>Гапонов О.В., Глот О.Б., Коваленко О.В.</b> Електричні властивості варисторної кераміки на основі $SnO_2$ з нанорозмірними міжзеренними прошарками	<b>324</b>
<b>Горбанюк Т.І., Литовченко В.Г., Євтух А.А., Солнцев В.С.</b> Адсорбційні сенсори з нанорозмірними поверхневими каталізаторами	<b>325</b>
<b>Дикун Н.І.</b> Механізми легуючої дії натрію і йоду у PbTe та його термоелектрична ефективність	<b>327</b>
<b>Драпак С.І.</b> Нетрадиційний ефект пам'яті у плівках власного оксиду, сформованих на поверхні сколу (0001) монокристалів селеніду індію	<b>329</b>
<b>Каленюк А.А., Ребиков А.И., Скорик Н.А., Пан В.М.</b> Ограничитель СВЧ мощности на основе высокотемпературного сверхпроводящего пленочного ( $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ) сосредоточенного элемента	<b>331</b>
<b>Каліцінський В.З., Григорчак І.І.</b> Розширений графіт як активний матеріал для йоністорів багатофункціонального призначення	<b>333</b>
<b>Ковалюк З.Д., Юрценюк С.П., Боднарашек В.М., Юрценюк Н.С.</b> Електродні матеріали суперконденсаторів з рослинної сировини	<b>335</b>



<b>Крикун К.Ю., Копач Г.І., Хрипунов Г.С.</b> Прозорі плівкові електроди для гнучких фотоелектричних перетворювачів	337
<b>Куданович О.Н., Полевская Л.Г.</b> Тонкопленочные газовые сенсоры на основе термоэлектрического преобразования	339
<b>Казанцева З.І., Івашенко О.О., Льченко В.В.</b> Газова чутливість структур на основі кремнію з тонкими плівками каліксаренових сполук	340
<b>Косяченко Л.А., Склярчук В.М., Склярчук О.Ф., Ковальчук М.Л., Раренко А.І., Салань В.П.</b> Залежність електричних параметрів фотоприймачів на поверхнево-барерних структурах Ni-In <sub>2</sub> Hg <sub>3</sub> Te <sub>6</sub> від технології, вирощування і підготовки підкладок	341
<b>Лисюк І.О., Оліх Я. М., Сизов Ф.Ф., Варавін В.С.</b> Вплив ультразвуку на ВАХ в тонкоплівкових фотодіодних структурах CdHgTe/GaAs	343
<b>Миколайчук О.Г., Мороз М.В., Демченко П.Ю.</b> Система Ag–Sn–S–Br. Нові суперіонні сплави	344
<b>Остафійчук Б.К., Будзуляк І.М., Магомета О.Д., Рачій Б.І., Гамарник А.М.</b> Отримання та електрохімічні властивості пористого вуглецю для електродів суперконденсаторів із шкаралупи фісташок	346
<b>Павлик Б.В., Грипа А.С., Лис Р.М., Слободзян Д.П., Дідик Р.І., Шикоряк Й.А.</b> Особливості характеристик опромінених поверхнево-бар'єрних структур Bi-Si	348
<b>Паранчич С.Ю., Паранчич Л.Д., Андрійчук М.Д., Білинський-Слотило В.Р., Романюк В.Р., Романюк А.В.</b> ВАХ – структур напівмагнітний напівпровідник – діамагнітний напівпровідник	349
<b>Петровська Г.А.</b> Стабілізація спектральних характеристик лазерних інтерференційних дзеркал	351
<b>Птащенко О.О., Птащенко Ф.О., Маслєєва Н.В., Богдан О.В., Шугарова В.В., Ємець О.В.</b> Механізми чутливості газових сенсорів на основі р-п-переходів	353
<b>Сизов Ф.Ф., Ключ М.І., Лук'янов А.М., Мороженко В.О., Савкина Р.К., Смірнов А.Б., Євменова А.З.</b> Просвітлюючі властивості алмазоподібних вуглецевих плівок в ІЧ області, нанесених на монокристали Cd <sub>1-x</sub> Zn <sub>x</sub> Te (x ~0,04)	355
<b>Федосов С.Н., Бутенко А.Ф.</b> Пьезо- и пьезоэлектрические сенсоры на основе тонкопленочных полимерных сегнетоэлектриков	357
<b>Фреїк Д.М., Чобанюк В.М., Галушак М.О., Лоп'янок М.А.</b> Напівпровідникові наноматеріали, нанотехнології та наноелектроніка	359
<b>Atamanyuk R.</b> The optimization of topology and CTL of big integrated circuits on the nano-level by mathematical methods	361
<b>Khrypunov G., Bereznev S., Meriuts A, Kopach G., Kovtun N., Deyneko N.</b> Development organic back contact for thin-film CdS/CdTe solar cell	362
<b>Potlog T., Spalatu N., Maticiuc N.</b> Flexible ITO/CdS/CdTe solar cells	363
<b>Vieru S., Dorogan V.</b> The use of III-V compounds heterostructures for laser diodes	364
<b>Kladko V.P., Safriuk N.V., Kuchuk A.V., Belyaev O.E., Machulin V.F.</b> The influence of dislocation structure on deformation processes of GaAlN/GaN geterostructures based on sapphire	366
<b>Борик В.В.</b> Технологічні аспекти синтезу термоелектричних матеріалів на основі телуридів германію, олова і свинцю	367

**Секція 4**

**Тонкоплівкові елементи електронних пристроїв, нанoeлектроніка  
(стендові доповіді)**

**Session 4**

**Thin film elemental compounds for electronic devices  
(poster)**

<b>Бахтінов А.П., Водоп'янов В.М., Ковалюк З.Д., Нетяга В.В.</b> Спін-поляризований транспорт в гібридних наногетероструктурах на основі шаруватого напівпровідника GaSe	<b>369</b>
<b>Болгов С.С., Манойлов Э.Г., Каганович Э.Б.</b> Пассивация поверхности германиевых диодных структур наночастицами	<b>370</b>
<b>Бурлаченко Ю.В., Снопок Б.А., Carone S., Epifani M., Siciliano P.</b> Органічно-неорганічні наноструктуровані плівки на основі оксиду цинку та фталоціанінів як високочутливі покриття хімічних сенсорів	<b>373</b>
<b>Бурлій П.В., Ільїн П.П., Козаченко В.В.</b> Вплив п'єзоелектричного ефекту на дисперсію хвиль лемба у пластинах кристалів класу 6 mm	<b>374</b>
<b>Бушма А.В.</b> Модель взаимодействия средств отображения информации с внешней средой	<b>376</b>
<b>Бушма А.В., Сукач Г.А.</b> Матричная модель искажения данных при отказах схемы сканирования пленочного шкального индикатора	<b>378</b>
<b>Варцаб'юк А. Р., Кропивич В. В.</b> Створення ефективного кремнієвого світловипромінюючого діода на основі КНІ-структури	<b>380</b>
<b>Горват Г.Т., Сакалош І.І., Шаркань Й.П., Попович І.І.</b> Інтегрально-оптичні хвилеводні структури з нанорозмірним активним шаром на основі ХСН	<b>381</b>
<b>Горлей П.М., Фрасуняк В.М., Орлецький І.Г., Білічук С.В.</b> Бар'єрні структури на основі Co/CdMnTe	<b>382</b>
<b>Горлей П.М., Фрасуняк В.М., Орлецький І.Г., Чупира С.М.</b> Гетероструктури на основі CdMnTe/муміє	<b>384</b>
<b>Горячев Ю.М., Дехтярук В.И., Малахов В.Я., Симан Н.И., Фиялка Л.И.</b> Фото-термоэлектрический датчик энергии на основе системы InN-(Pr, Y)O	<b>385</b>
<b>Іванків Л.І., Козак М.М., Пенюх Б.Р.</b> До питання про кінетику хемосорбції	<b>387</b>
<b>Іванов І. І., Скришевський В. А., Горбулик В. І.</b> Кремнієві сонячні елементи з Брегівськими дзеркалами	<b>388</b>
<b>Конорева О.В., Литовченко П.Г., Манжара В.С., Тартачник В.П.</b> Інжекційна електролюмінісценція епітаксціальних фосфідо-галієвих структур	<b>390</b>
<b>Казанцева З.І., Кошець І.А., Філенко Д.А., Богословський О.С.</b> Хімічні датчики газу, засновані на острівцевих золотих плівках з каліксареновими покриттями	<b>392</b>
<b>Кукла О.Л., Кругленко І.В., Вахула О.А.</b> Наноструктуровані плівки трет-бутил каліксаренів як чутливі елементи хімічних сенсорів	<b>393</b>
<b>Ляпина Е.В., Подолян Р.А.</b> Особенности формирования адгезионного контакта при нанесении конденсационных покрытий	<b>395</b>
<b>Нагірна Н.І.</b> Сенсibiliзовані барвником сонячні елементи	<b>397</b>
<b>Новосядлий С.П., Фрик О.Б.</b> Електрофізичне діагностування надійності субмікронних структур ВІС за ефектами нелінійності їх характеристик	<b>399</b>
<b>Скорик М.А., Пан В.М., Каленюк О.А., Касаткін О.Л.</b> Нелінійні ефекти тонких плівок YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-d</sub> у НВЧ діапазоні	<b>400</b>

<b>Цибрій З.Ф., Момот Н. І., Забудський В.В., Бунчук С.Г.</b> Приймачі міліметрового та субміліметрового діапазонів спектра на основі плівок КРТ	<b>401</b>
<b>Ющенко А.В., Лендел В.В.</b> Вплив наноплівки $\text{CeO}_x$ масовою товщиною 50 нм на відгук ВАХ гетероструктури $\text{CeO}_x$ -p-Si на пари $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	<b>403</b>
<b>Savchenko N.D., Shchurova T.N., Popovych K.O., Kondrat A.B., Opachko I.I., Leising G.</b> Simulation of binary sulphide thin film p-p heterojunctions	<b>405</b>
<b>Vorobel V.M., Grinevich V.S., Smyntyna V.A., Filevskaya L.N.</b> Structural and physical problems of devices elements in electronics	<b>407</b>
<b>Yaremchuk I., Fitio V., Bobitski Ya.</b> New type the structure of the interference filters for IR spectrum region	<b>409</b>

Наукове видання

**Фізика і технологія тонких плівок та наносистем**

**Матеріали**

**XII міжнародної конференції**

МКФТТПН-XII

**Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems**

**Materials**

**of the XII International Conference**

ІСРТТФН-XII

Редактор *Дмитро Фреїк*

Технічний редактор *Володимир Прокопів*

Комп'ютерна верстка *Віктор Борик, Богдан Дзундза,*

*Олександр Соколов, Володимир Пасічняк*

Відповідальний за випуск *Любомир Никируй, Олександр Соколов*

Здано до набору 30.03.2009. Підписано до друку 09.04.2009.

Формат 60x84<sub>/16</sub>. Папір офсетн. Гарнітура "Таймс".

Умовн. друк. арк. 15,34. Тираж 300.

Видавництво «Плай» ЦІТ

Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника,

вул. С. Бандери, 1, м. Івано-Франківськ, 76000.

Тел. 8(0342) 71-56-22.

E-mail: [vdvcit@pu.if.ua](mailto:vdvcit@pu.if.ua)

**Ф 83 Фізика і технологія тонких плівок та наносистем. Матеріали XII Міжнародної конференції:** У 2 т. – Т. 2. / За заг. ред. заслуженого діяча науки і техніки України, д.х.н., проф. **Фреїка Д.М.** – Івано-Франківськ: Видавництво «Плай» ЦІТ Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2009. – 424 с.