

**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 хімії поверхні  
Інститут металофізики імені Г.В. Курдюмова  
Інститут загальної і неорганічної хімії імені В.І. Вернадського  
**АКАДЕМІЯ НАУК ВИЩОЇ ШКОЛИ УКРАЇНИ**  
ЛЮБЛІНСЬКИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ (ПОЛЬЩА)  
УКРАЇНСЬКЕ ФІЗИЧНЕ ТОВАРИСТВО  
АСОЦІАЦІЯ "ВЧЕНІ ПРИКАРПАТТЯ"

*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 1**

*18-23 травня 2009 р.*

Івано-Франківськ  
Україна

УДК 539.2  
ББК 22.373.1  
Ф 83

**Фізика і технологія тонких плівок та наносистем. Матеріали XII Міжнародної конференції: У 2 т. – Т. 1.** / 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. – 484 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, Інститут металофізики  
ім. Г.В. Курдюмова НАН України*

**Харченко М.Ф.**

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

**УДК 539.2  
ББК 22.373.1**

© Прикарпатський  
національний університет  
імені Василя Стефаника  
вул. Шевченка, 57,  
м. Івано-Франківськ,  
76025, 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  
Berdiansk 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 Василия 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. 1. / 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. – 484 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; physic-chemical 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. 1. / 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. – 484 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), Лашкар'єв Г. (Київ), Лєп'як Я. (Одеса), Ліщинський І. (Івано-Франківськ), Лоп'як 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), Рубіш В. (Ужгород), Рувінський М. (Івано-Франківськ), Середа 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. Dzunga** (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 МКФТТПН-XII**



**Дмитро Фреїк**

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

**З короткої історії встановлення наукової школи  
з фізико-хімічних проблем тонкоплівкового матеріалознавства  
Прикарпатського національного університету  
імені Василя Стефаника**

Наукові інтереси до питань фізики і технології тонких напівпровідникових плівок були започатковані Фреїком Д.М. ще у 1964 р. під час його навчання в аспірантурі Львівського державного університету імені Івана Франка за пропозицією наукового керівника Ярослава Йосиповича Дутчака, доктора фізико-математичних наук, професора, завідувача кафедри рентгенометалофізики. Тоді він разом із проф. Миколайчуком О.Г., науковим співкерівником, провів дослідження структури тонких плівок халькогенідів ртуті, сульфідів кадмію і цинку методами електронографії. Результати досліджень були опубліковані в „Українському фізичному журналі” та „Кристалографії”.

Особлива прив’язаність до тонких плівок халькогенідів олова (SnTe, SnSe, SnS) пов’язана з відрядженням у м. Баку Фреска Д.М. разом із проф. Дутчаком Я.Й. з приводу захисту докторської дисертації. Азербайджанські колеги подарували синтезовані злитки цих сполук, які й послуговували вихідним матеріалом для вирощування тонких плівок із парової фази вакуумними методами. Набутий попередній експериментальний досвід дав змогу за короткий проміжок часу провести комплексні дослідження структури і властивостей плівок халькогенідів олова. Одержані результати були синтезовані в кандидатській дисертації Фреїка Д.М. “Структура і електрофізичні властивості деяких напівпровідникових сполук  $A^{IV}B^{VI}$  і  $A^{II}B^{VI}$  у тонких плівках” (Львів, 1968 р.). Так завершився перший етап робіт із тонкоплівкового матеріалознавства.

Другий етап (з 1968 р.) розпочався вже в Івано-Франківському інституті (тепер – Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника), до якого повернувся Дмитро Фреїк після закінчення аспірантури. Тут необхідно було починати все заново – створити колектив, придбати устаткування, розробити технологію і методи дослідження. Новий напрям наукових робіт підтримали кандидат педагогічних наук, доцент Гайдучок Г.М., інженери Войтків В.В., Олесків С.П., студенти Возняк О.М., Максим’як Л.Б., Ключевський П.П. Це був романтичний період. Налагоджувалися творчі зв’язки з науковими і навчальними закладами та виробничими підприємствами України в тоді ще Радянському Союзі. Основним досягненням створеної наукової школи слід вважати запропонований новий напрям подальших наукових досліджень. Він стосувався розробки технології тонких плівок твердих розчинів на основі сполук  $A^{IV}B^{VI}$  та всебічного дослідження особливостей формування їх структури та фізичних властивостей. Серед перших успішних учнів варто відзначити Галушака М.О., Бродин І.І., Солоничного Я.В., Костика Б.Ф. Значний внесок у проведенні досліджень на перших етапах





*Перша установка для вимірювання електричних параметрів напівпровідникових плівок (1969 р.).*



*Дослідження структури тонких плівок проводить Д.М. Фреїк (1970 р.).*



*Одна із перших саморобних вакуумних установок для вирощування тонких плівок (1969 р.).*



*Перші співробітники наукової школи з проблем тонкоплівкового матеріалознавства. Зліва направо: Фреїк Д.М., Бродин І.І., Нич Б.А., Масляк М.Т. (1969 р.).*



*Загальний вигляд лабораторії електрофізичних вимірювань (1979 р.).*



*Колектив лабораторії фізики тонких плівок. Зліва направо: перший ряд – Масляк М.Т., Фреїк Д.М., Качанівська Л.І.; другий ряд – Солоничний Я.В., Костик Б.Ф., Нич Б.А., Шперун В.М., Проконів В.В. (1978).*



*Перші студенти-науковці. Зліва направо: Максим'як Л., Ключевський П. та Фреїк Д.М. за обговоренням результатів досліджень (1971 р.).*



*Співробітники лабораторії електронної мікроскопії (1990 р.).*



*Фреїк Д.М. (посередині) аспіранти Мельник В., Ліщинський І. та Кирста С. обговорюють план досліджень (1994 р.).*



*Обговорення наукових результатів у лабораторії технології тонких плівок (1998 р.).*

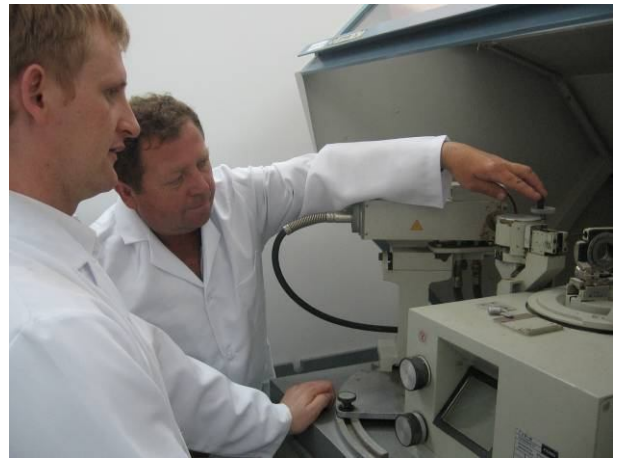


*Під час чергової зустрічі учнів школи (2007 р.)*



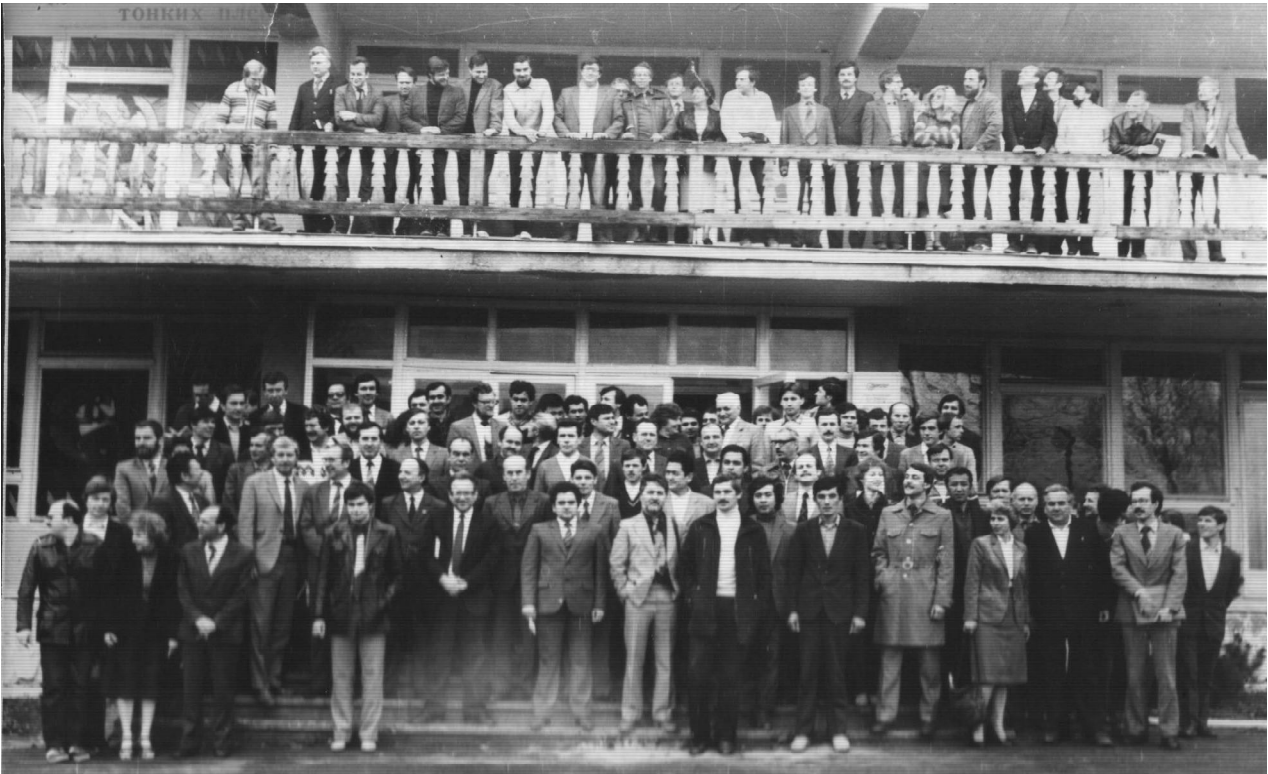
виконання робіт внесли Белей М.І. та Масляк М.Т. Особливо сприяли проведенню наукових досліджень широким фронтом (вирощування плівок, дослідження їх морфології поверхні та структури, визначення основних зонних параметрів на основі вивчення кінетичних явищ), технологічні розробки Нича Б.А. та Павлюка М.Ф. У 80-90 рр. ХХ ст. успішно виконали і захистили кандидатські дисертації Галушак М.О. (Львів, 1977), Бродин І.І (Львів, 1978), Олеськів С.П. (Львів, 1982), Солоничний Я.В. (Чернівці, 1982), Костик Б.Ф. (Чернівці, 1983), Шперун В.М. (Львів, 1983), Перкатюк І.Й. (Львів, 1985), Межиловська Л.Й. (Львів, 1990).

Слід відзначити плідне науково-виробниче і товариське співробітництво з „Родоном” – тоді передовим підприємством мікроелектроніки СРСР. Значні технологічні можливості заводу сприяли розв’язанню прикладних аспектів, про що свідчать дисертаційні роботи головного технолога Остапчука А.І. (Львів, 1989), начальника центрально-заводської лабораторії Школьного А.К. (Львів, 1990) та генерального директора заводу Августимова В.Л. (Кишинів, 1988). У нашій лабораторії дослідження активних елементів оптоелектроніки на основі плівок халькогенідів свинцю велися за участю Чобанюка В.М. (Львів, 1988), Добровольської А.М. (Чернівці 1996), Ткачука Р.З., які забезпечували методичні та теоретичні аспекти. Технологічні деталі були реалізовані Павлюком М.Ф. та Ничем Б.А. разом зі Школьним А.К. і Остапчуком А.І. (завод „Родон”) та нашими співробітниками: Межиловська Л.Й. (Львів, 1990), Огородник Я.В. (Чернівці, 1993), Салій Я.П. (Чернівці, 1994 р.), які виконали важливий цикл робіт із вивчення впливу радіаційного опромінення на структуру, електричні властивості і деградаційні процеси в тонких плівках  $A^{IV}B^{VI}$ , а також оптимізації параметрів великих мікросхем на основі кремнію. Зауважу, що для цієї мети була створена окрема радіаційна лабораторія. Теоретичний аналіз радіаційного дефектоутворення у плівках сполук  $A^{IV}B^{VI}$  розроблений у роботах Салія Я.П., в яких на основі запропонованих кінетичних рівнянь і моделі взаємної рекомбінації френкелівських пар пояснено залежності концентрації носіїв заряду в радіаційно опромінених альфа-частинками тонких плівках  $A^{IV}B^{VI}$  від дози опромінення та температури ізохронного відпалу. Визначено енергії активації процесів і порядок реакції. Зараз над цією проблемою працює аспірант Фреїк І.М. Крім того, прикладні аспекти тонкоплівкового матеріалознавства сполук  $A^{IV}B^{VI}$  конкретизовані в дисертаційних роботах Белей М.І. (Чернівці, 1996), Шепетюка В.А. (Львів, 1998), Запужляка Р.І. (Івано-Франківськ, 1999). На всіх етапах виконання робіт особлива увага приділялася технології тонких плівок – Прокопів В.В. (Чернівці, 1996), Лоп’янка М.А. (Івано-Франківськ, 1999). Це, зокрема, стосується розробок різних вакуумних методик вирощування плівок із парової фази, а також математичного планування і оптимізації багатофакторного експерименту. Підсумком значної частини проведених досліджень була докторська дисертація Фреска Д.М. “Фізико-хімічні властивості і кристалічна структура епітаксійних шарів сполук групи



*У наукових лабораторіях з фізики і технології тонких напівпровідникових плівок  
(2006-2008 р.р.)*





*Учасники ІІ Всесоюзної конференції з фізики і технології тонких плівок  
(14-19 травня 1984 р., м. Верховина)*



*Учасники Х Ювілейної міжнародної конференції  
з фізики і технології тонких плівок  
(16-21 травня 2005 р., м. Яремча)*





*Учасники другої Всесоюзної конференції з фізики і технології тонких плівок перед подоланням Говерли (14-19 травня 1984 р., м. Верховина)*



*Учасники ІХ Міжнародної конференції з фізики і технології тонких плівок на високогірному озері Несамовите (травень 2003 р.).*

$A^{IV}B^{VI}$  і твердих розчинів на їх основі, вирощених із парової фази” (Москва, 1984). На цьому можна завершити короткий екскурс другого етапу виконання робіт з фізики і технології тонких плівок сполук  $A^{IV}B^{VI}$  в нашому університеті.

Тепер про третій етап досліджень, який вже, починаючи з 1993 року, був чітко окреслений. Основний науковий напрямок робіт пов’язаний із дослідженнями дефектної підсистеми, моделюванням домінуючих точкових дефектів при вирощуванні тонких плівок  $A^{IV}B^{VI}$  та їх легуванні, взаємодії із зовнішнім середовищем. Так, зокрема, для пояснення експериментальних результатів запропоновано реалізацію у плівках складного спектра зарядових станів точкових дефектів у катіонній підґратці та необхідність врахування внутрішніх напружень і впливу на них роду підкладок. З’ясовано механізм утворення металічної фази у квазірівноважних умовах осадження, що пов’язаний із дисоціацією сполук при випаровуванні і накопиченням міжвузлових атомів металу в локальних областях плівки. Розроблено моделі і механізми утворення власних і домішкових точкових дефектів у легуваних плівках халькогенідів свинцю. На основі квазіхімічного і термодинамічного аналізу показано, що легуюча дія домішки елементів III групи в епітаксійних плівках добре описується в рамках явища самокомпенсації. Визначено константи рівноваги та ентальпії утворення дефектів. Створена фізична модель для пояснення механізму утворення двошарової p-n-структури в ізотермічно відпалених у вакуумі та атмосфері кисню плівках халькогенідів свинцю на основі уявлень про генераційно-рекомбінаційний механізм та амбіполярну дифузію вакансій халькогену і електронів за умови заміщення халькогену киснем з утворенням вакансій свинцю і входження йонів кисню у міжвузловину.

На основі цих робіт, виконаних у співавторстві з проф. Рувінським М.А., доц. Прокопівим В.В., доц. Салієм Я.П., захищено ряд кандидатських дисертацій (Ліщинський І.М. (Чернівці, 1997), Матеїк Г.Д. (Луцьк, 1998), Пиц М.В. (Івано-Франківськ, 2001), Павлюк Л.Р. (Івано-Франківськ, 2002), Рувінський Б.М. (Івано-Франківськ, 2003), Фреїк А.Д. (Луцьк, 2004), Калитчук І.В. (Івано-Франківськ, 2004) Гамарник А.М. (Івано-Франківськ, 2005)). Значний внесок комп’ютерного моделювання процесів дефектоутворення у тонких плівках вніс інженер Козич О.В. Докторська дисертація Галуцака М.О. ”Механізми дефектоутворення та модифікація властивостей напівпровідникових плівок сполук  $A^{IV}B^{VI}$ ” (Суми, 2004) підсумовує результати проведених досліджень.

Окремо слід відзначити роботи, пов’язані із вивченням напрямлених неоднорідностей у структурі та електричних параметрах, що виникають у плівках при їх вирощуванні та під впливом зовнішніх полів (Довгий О.Я., Івано-Франківськ, 2002), розмірних ефектів (Калинюк М.В., Івано-Франківськ, 2000). Зараз виконуються роботи, що стосуються дослідження особливостей явищ переносу і механізмів розсіювання носіїв струму у





*Фрагменти урочистостей з нагоди 40-річчя наукової школи з фізико-хімічних проблем тонкоплівкового матеріалознавства Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника (5 квітня 2008 року)*

плівках сполук  $A^{IV}B^{VI}$  (Дзундза Б.С., Пасічняк В.Ф., Кланічка Ю.В., Яворський Я. С.) та епітаксійних двошарових гетероструктурах (Соколов О.Л.). За цими матеріалами захищена кандидатська дисертація „Вплив між фазних меж на механізми розсіювання носіїв струму у плівках халькогенідів свинцю” (Дзундза Б.С., Івано-Франківськ, 2008).

Не можна не сказати і про нову добу фізики вже ХХІ ст. – нанофізику. Хочеться думати, що це буде складати четвертий етап у наукових пошуках школи. Над розробкою нових нанотехнологій і наноматеріалів працюють докторанти Лоп’янко М.А., Яцишин Б.С., аспіранти Гриджук М.Я., Никируй Р.І., Харун Л.Т., Чав’як І.І., студент Криницький О.С. Робота продовжується, є нові ідеї, необхідно шукати можливості їх реалізації.

Поряд із основним, традиційним, напрямком наукових досліджень із проблем тонкоплівкового напівпровідникового матеріалознавства, ведуться й інші роботи. Серед них слід відзначити вивчення транспортних явищ у напівпровідникових кристалах, які успішно започаткував Никируй Л.І. (Луцьк, 2004) і продовжують Нижникевич В.В., Ільків О.І., Дзумедзей Р.О. Крім того, досить успішним досягненням наукової школи є вивчення кристалохімії точкових дефектів у кристалах  $A^{II}B^{VI}$  та  $A^{IV}B^{VI}$  і твердих розчинів на їх основі. Перші роботи були започатковані разом із Прокоповим В.В. та Павлюком Л.Р. У подальшому під керівництвом проф. Дмитра Фреїка і доц. Володимира Прокопіва виконано ряд дисертаційних робіт: Михайльонка Р.Я. (Івано-Франківськ, 2004), Писклинець У.М. (Івано-Франківськ, 2005), Бойчук В.М. (Івано-Франківськ, 2005), Дмитрів А.М. (Івано-Франківськ, 2006), Іванишин І.М. (Івано-Франківськ, 2006), Галюк О.В. (Івано-Франківськ, 2007). Над цією проблемою зараз працюють науковий співробітник Горічок І.В. (надзвичайно обдарований, перспективний науковець), аспіранти Бабушак Г.Я., Прокопів В.В. (мол.), Ваньчук В.Б., Хацевич І.М., Данилишин М.О., інженер Борик В.В., студенти Туровська Л.В., Сташко Н.В. та гімназистка Фреїк Н.Д. Щасливої їм усім подальшої подорожі в нелегкому, але надзвичайно привабливому науковому світі!

**Володимир Чобанюк**

5 квітня 2009 р.

м. Івано-Франківськ

## ПЛЕНАРНІ ДОПОВІДІ

19-22 травня 2009 р.

## PLENARY REPORT

May, 19-22, 2009

### **Наноструктуровані гібридні системи полімер-напівпровідник**

Аксіментьєва О.І., Монастирський Л.С.

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

Одним із шляхів створення наноматеріалів з покращеними функціональними властивостями є поєднання на молекулярному, нано- та субмікронному рівні субстанцій різної природи [1], зокрема, електропровідних або біополімерів з наноструктурованими матрицями неорганічних напівпровідників [2, 3]. Тонкоплівкові гетероструктури на основі напівпровідників та спряжених полімерів є складними наноструктурованими системами, які виявляють низку цікавих властивостей, а саме - покращенні сенсорні, фотовольтаїчні та електрооптичні характеристики, розширений діапазон фоточутливості, здатність до фотолюмінесценції у видимому діапазоні спектра [3], що зумовлює можливість їхнього використання у гнучких дисплеях, системах пам'яті, оптичних сенсорах та пластичних сонячних комірках великої площі [4]. Вперше встановлено, що такі структури мають здатність до емісії світла під дією електронного пучка [3]. Вплив поверхневого полімерного шару на характер емісійного процесу залежить від типу полімеру, інтегрованого у шарувату чи порувату матрицю напівпровідника, методу виготовлення гетероструктури. Характер і сила міжчастинкової взаємодії компонентів є визначальною у прояві фізичних та фізико-хімічних властивостей одержаних плівок і композитів.

Одержання нанорозмірних гетероструктур полімер - напівпровідник (por-Si, TiO<sub>2</sub>, GaSe, InSe, SnO<sub>2</sub>) здійснювали як за допомогою відомих методів формування гібридних систем, так і нових технологічних прийомів, розроблених і запатентованих авторами (фото-електрохімічне анодування, електрохімічний, темплатний синтез, магнетронне напилення, ультразвукове диспергування і т.д.). Для встановлення фізичних і хімічних особливостей взаємодії компонентів у гібридних системах проведені структурні дослідження (ІЧ, ЕПР спектроскопія, електронна та атомно-силова мікроскопія), вимірювання електричних, оптичних, люмінесцентних, термодформаційних та інших фізико-хімічних характеристик композитних наноматеріалів у широкому інтервалі температур, напруженостей електричного та магнітного поля та їх

порівняння з фізико-хімічними властивостями полімерних і неорганічних напівпровідникових частинок, що є компонентами наносистем.

1. Freik D.M., Yatsyshyn B.P. // Phys. Chem. Solid State. – 2007. – V. 8, №1. – P. 7-24.
2. Монастирський Л.С., Оленич І.Б., Гальчинський О.В. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – Т.6. № 3. – С. 645-648.
3. Aksimentyeva O.I., Monastyrskiy L.S., Savchyn B.M., Stakhira P.Y., Tsizh B.R. // Molec.Cryst.&Liq.Cryst. – 2007. – V.467. – С.73-83.
4. Aksimentyeva O., Vertsimakha Ya., Lutsyk P., Polovyi D. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2008. – V. 496. – P.152-160.

### **Nanostructured hybrid systems polymer-semiconductor**

Aksimentyeva O.I., Monastyrskiy L.S.

*Ivan Franko Lviv National University, 79005, Lviv, Ukraine*

The methods of obtaining and properties of the new hybrid nanomaterials based on conducting or biopolymer composites with inorganic layered or porous semiconductors (GaSe, InSe, por-Si, TiO<sub>2</sub>) and thin film polymer – semiconductor heterostructures have been considerate.

### **Наноструктуровані матеріали в термоелектриці**

Анатичук Л.І., Вихор Л.М.

*Інститут термоелектрики, Чернівці, Україна*

Основною задачею термоелектрики є пошук матеріалів з високим значенням добротності  $Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\kappa}$ , або безрозмірного аналога  $ZT$ . Орієнтовна картина досягнень в напрямку підвищення добротності наведена на рис.1.

Досягнуте в 50–70 роках минулого сторіччя значне підвищення добротності кристалічних напівпровідників ґрунтувалося на застосуванні класичних методів створення оптимальної концентрації носіїв струму і збільшення фононного розсіювання. Значення параметра безрозмірної добротності матеріалів досягло рівня 1.6 – 1.7 і темп зростання добротності помітно знизився. Промислове застосування в основному знайшли матеріали на основі Bi-Te, Pb-Te, Ge-Si, розроблені в ці роки.

В останнє десятиліття можливість подальшого підвищення ефективності термоелектричного перетворення енергії пов'язується з використанням наноструктурованих матеріалів, таких як наноплівки, нанодропи, нанокомпозити [1]. Підвищена добротність таких структур зумовлена двома основними факторами. Перший – це радикальне

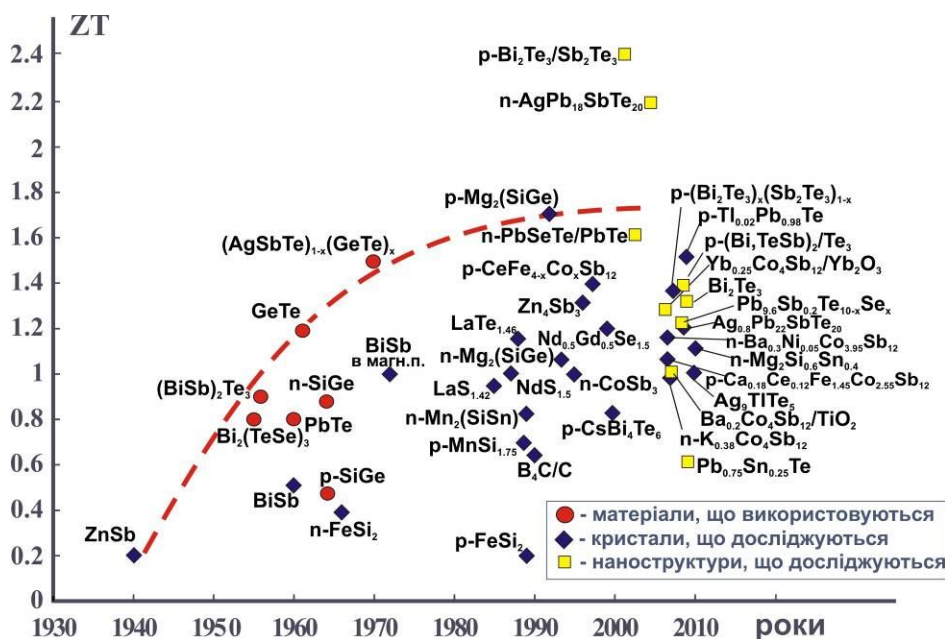


Рис.1. Добротність термоелектричних матеріалів.

зменшення теплопровідності к внаслідок зростання фонного розсіювання на границях шарів у наноплівках та нанодротах, або на границях нанозерен в об’ємних нанокompозитах. Другий – можливе підвищення термоЕРС  $\alpha$  квантово-розмірних структур (наноструктур з квантовими ямами) за рахунок підвищеної густини станів носіїв внаслідок пониженої розмірності структури в 2D надгратках з квантовими ямами, 1D квантових дротах та нанокompозитах з 0D квантовими точками.

Найбільші успіхи у вивченні таких структур належать до теоретичних досліджень, де встановлено важливі особливості термоелектричних явищ у цих матеріалах. На рис.2 наведені результати теоретичних досліджень добротності наноструктурованих термоелектричних матеріалів. Видно, що в цих дослідженнях спостерігається тенденція до зменшення прогнозованих значень

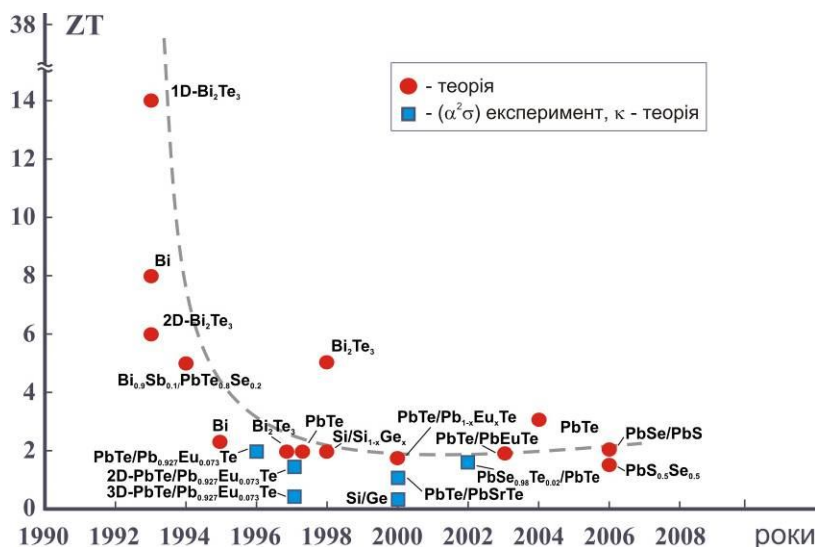


Рис.2. Динаміка теоретичних досліджень добротності наноструктур.



добротності. Якщо на ранніх стадіях досліджень за умов використання найпростіших моделей з квантовими ямами було отримано занадто оптимістичне значення  $ZT$  біля 14, то з уточненням і використанням більш реалістичних фізичних моделей  $ZT$  знизилося до рівня 2 (рис. 2).

Аналіз результатів експериментальних досліджень добротності підтверджує можливість досягнення значень  $ZT \sim 2 - 2.5$  для наноструктурованих термоелектричних матеріалів (рис.1). Проте для створення на їх основі промислових перетворювачів енергії такі матеріали потребують технологічних і метрологічних доопрацювань.

1. Thermoelectric Handbook. Macro to Nano / Edited by D.M. Rowe. – N.Y.: CRC Press, 2006.

### **Thermoelectric Nanostructure Materials**

Anatyчук L.I., Vyhor L.M.

*Institute of Thermoelectric, Chernivtsi, Ukraine*

The trends of thermoelectric material science development are analyzed. Possibility for enhancing the figure of merit of nanostructured materials is substantiated. Results of theoretical and experimental research on thermoelectric properties of nanofilms, nanowires and nanocomposites are given. Possibilities for expansion of practical applications of thermoelectricity through the use of nanostructured materials are demonstrated.

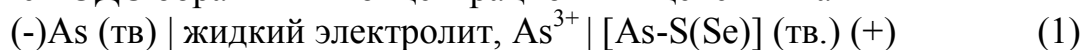
### **Исследование систем As-S(Se) методом ЭДС в стеклообразном и кристаллическом состояниях**

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 глицериновый раствор KCl с добавлением  $AsCl_3$ .

Системы As-S(Se) характеризуются образованием широких областей стеклообразования. Стеклообразные образцы готовили сплавлением соответствующих элементарных компонентов в вакуумированных ( $\sim 10^{-2}$  Па) кварцевых ампулах с последующей закалкой на воздухе. Равновесные кристаллические образцы получали путем длительного (до 2000 ч.) 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 смещения.

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.

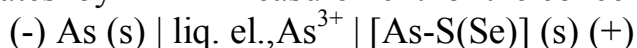
2. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник. под. ред. Новоселовой А.В. и Лазарева В.Б. М.: Наука, 1979. – 339 с
3. Н. И. Копылов, Ю. Д. Каминский, Мышьяк, Сиб.Унив.изд., 2004, 368с.

### **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.%  $\text{AsCl}_3$  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  $\text{As}_2\text{S}_3$ ,  $\text{AsS}$ ,  $\text{As}_2\text{Se}_3$  and  $\text{AsSe}$ , as well as integral thermodynamic functions of mixture of glasses.

With the comparison of the thermodynamic characteristics of  $\text{As}_2\text{S}_3$ ,  $\text{As}_2\text{Se}_3$  and  $\text{AsSe}$  compounds in crystal and amorphous states were calculated the thermodynamic functions of crystallization of glasses.

## Утворення наносарової плівки оксиду на поверхні Mo(110)

Балакін Д.Ю., Осовський В.Д., Петрова Н.В.,  
Птушинський Ю.Г., Яковкін І.М.

*Інститут фізики НАН України, Київ, Україна*

Методами експерименту (молекулярний пучок, термодесорбційна мас-спектрометрія, оже-електронна спектроскопія) і теорії (теорія функціонала густини) виявлені раніше невідомі особливості процесу формування оксидного шару на поверхні Mo(110). Процес поділяється на дві стадії – швидку і повільну. На першій стадії формується хемосорбований моношар атомів кисню з початковою імовірністю прилипання молекули  $\text{O}_2$   $S=0,75$  яка при завершенні стадії зменшується до 0,001. Спектр термодесорбції при цьому містить лише атомарний кисень і незначні сліди оксидів з максимумом при 2000 К.

Утворення оксидного наносару починається після завершення першої стадії, причому лише мала частка молекул  $\text{O}_2$ , що падають на поверхню ( $10^{-3}$ - $10^{-5}$  в залежності від температури підкладки), в кінцевому рахунку бере участь в утворенні молекул оксиду. При експозиціях  $\geq 10^5$  Л вдалося сформувати до 4-х моношарів оксиду. Цей процес не виявляє ознак повного насичення, а продовжується і далі. Швидкість формування оксидної плівки збільшується при підвищенні температури підкладки від 300 до 900 К. В спектрі термодесорбції утвореного моношару спостерігаються оксиди  $\text{MoO}$ ,  $\text{MoO}_2$ ,  $\text{MoO}_3$ , піки яких розташовані поблизу 1500 К, а також пік атомарного кисню в супроводі дуже незначного оксидного піку при 2000 К. Аналіз спектра термодесорбції виявив пеший порядок реакції десорбції, тобто відбувається десорбція «готових» сполук, а не їх утворення в акті десорбції при підвищенні температури. Прояв наявності на поверхні зразка оксидного шару свідчить також поява додаткового піку Mo в оже-спектрі.

Розрахунки в рамках теорії функціонала густини показали, що при досягненні значної концентрації хемосорбованих атомів кисню

створюються умови для подолання відповідного потенціального бар'єра та їх проникнення під поверхневий шар атомів Мо, які відповідно зміщуються. Показано, що поблизу структурних дефектів, зокрема атомних сходинок, проникнення є найбільш імовірним (енергія активації  $\sim 3$  eV порівняно з  $\sim 5$  eV для ідеальної поверхні). В такому підповерхневому положенні атоми кисню здатні досить вільно рухатися вздовж поверхні (енергія активації 0,13 eV), створюючи передумову формування оксидного шару. Таким чином, виконані розрахунки дозволяють уявити процес формування оксидного шару на атомному рівні.

Останніми роками в світовій науковій літературі приділяється все більша увага механізму формування і властивостям оксидних плівок на поверхні металів в зв'язку з перспективою створення на їх основі ефективних каталізаторів для знешкодження газових викидів промисловості та транспорту. Пропонована робота знаходиться в руслі подібних досліджень. На жаль, ми позбавлені можливості використання деяких витончених методів діагностики поверхні (STM, HREELS), проте наша установка „чорна камера” надає унікальну можливість визначення істинного складу десорбованих продуктів, що в сполученні з методами молекулярного пучка, оже-електронної спектроскопії та ін. дозволяє отримати важливу інформацію щодо механізму формування адсорбованого шару.

Наукове значення результатів роботи полягає в тому, що вони надають нові достовірні відомості про механізм утворення наночарів оксидів. Практичне – визначається перспективою використання таких шарів як каталізаторів.

### **Formation of the nanolayer oxide film on the Mo(110) surface**

Balakin D.Yu., Osovskii V.D., Petrova N.V., Ptushinskii Yu.G., Yakovkin I.N.

*Institute of Physics NASU, Kyiv, Ukraine*

The formation of oxide film on the Mo(110) surface have been studied experimentally and theoretically. It is found that the sticking coefficient of O<sub>2</sub> molecules on the stage of oxide formation is of  $10^{-8}$ - $10^{-5}$ , depending on the substrate temperature. The process of the oxide formation does not reveal a complete saturation and is activated in character. It is shown that the formation of molecules of oxides takes place already at the stage of adsorption. Basing on density-functional calculations, an atomistic model of the forming oxide layer is suggested.

## **Радіаційна і термічна стійкість тонких шарів, гетеросистем і наноструктур, створюваних на основі елементарних напівпровідників і напівпровідникових сполук**

Баранський П.І., Гайдар Г.П.<sup>1</sup>

*Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*  
*<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Нанокластери (НКЛ) і квантові точки (КТ), тонкі і надтонкі шари, гетероструктури (ГС) і надгратки (НГ), тобто, практично весь набір нанооб'єктів (НО) характеризується наявністю високорозвинutoї поверхні і, отже, має підвищену хімічну активність. З огляду на цю обставину, як сам процес створення НО, так у подальшому й особливості їх функціонування розглядати без врахування впливу оточуючого середовища практично неможливо.

Другою невід'ємною особливістю НО є характерна для них гетерогенність - матриця і наявні в ній нановключення або шари, що відрізняються між собою за хімічною природою (чи лише за ізотопним складом) і періодично повторюються в НГ - з наявністю міжфазних границь між ними. Факт гетерогенності суттєво ускладнюється наявністю просторової неоднорідності розподілу речовини в межах кожної із компонент НО (тобто, в межах окремо взятої КТ чи будь-якого із шарів НГ).

Із наявності просторових неоднорідностей у розподілі атомів (у межах окремо взятих компонент НО) беззаперечно впливає факт співіснування сил міжатомної взаємодії, характерних як для атомів, що знаходяться в об'ємі кристала, так і для атомів, що знаходяться на його поверхні (з усіма можливими проміжними значеннями). Цією обставиною забезпечується відсутність єдиної міжатомної відстані в межах НО (що прийнято називати постійною ґратки), а, отже, і відсутність трансляційної симетрії з усіма впливаючими звідси наслідками. З цим пов'язано також і те, що внутрішній потенціал в НО може змінюватися на відстанях, сумірних з міжатомними. А в цьому випадку і використання методу ефективної маси стає необґрунтованим.

Величезні внутрішні механічні напруження (~ ГПа), що виникають із-за невідповідностей усереднених міжатомних відстаней окремих елементів НО (наприклад, для сусідніх шарів НГ) і відмінності їх коефіцієнтів теплового розширення, можуть ефективно стимулювати деградаційні процеси в НО (і на межах НО з матрицями) при зміні температурних умов усередині НО та за його межами [1].

Будуть обговорені превентивні міри по зниженню деградаційних процесів у тонких шарах і НО при їх зберіганні і в процесі експлуатації.

1. П.І. Баранський, А.В. Федосов, Г.П. Гайдар. Неоднорідності

напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології. Київ-Луцьк, РВВ ЛДТУ. – 2007. – 316 с.

**Radiation and thermal hardness of thin layers, heterosystems and nanostructures produced on the basis of elementary semiconductors and compound semiconductors**

Baranskii P.I., Gaidar G.P.<sup>1</sup>

*V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Specific features of nanoobjects and nanostructures, for example: the developed surface and as a result increased chemical reactivity; the high level of discontinuity results in lack of lattice constant and disturbance translation symmetry; the size of intrinsic variations of potential may be same order with inter-atomic distance that prejudices the appropriateness of effective mass method; etc. The presence of huge mechanical stress and discrepancy of thermal expansion coefficient can stimulates the structure degradation processes under changes of temperature condition. The preventive measures to decrease the rate of degradation processes in the nanostructures will be discussed.

**Фемтооптика наноконкомпозитів на основі благородних металів**

Блонський І.В., Дмитрук І.М., Дмитрук А.М., Кадан В.М., Коренюк П.І., Павлов І.А., Алексєєнко А.А.<sup>1</sup>

*Інститут фізики НАН України, Київ, Україна*

<sup>1</sup>*Гомельський державний технічний університет ім. П.О. Сухого, Гомель, Білорусь*

Оглядова доповідь присвячена висвітленню закономірностей розповсюдження та взаємодії лазерних фемтосекундних імпульсів з композитами на основі наночасток благородних металів та матрицями, в які ці наночастки інкорпоровані.

Використовуючи створені часороздільні методики фемтосекундної поляриграфії і індукованого поглинання світла в реальному часі і просторі досліджено розповсюдження фемтосекундного імпульсу в прозорих середовищах. Зареєстровано явище „надсвітлової” швидкості переміщення максимуму імпульсу і пояснена його природа. Досліджено процес розпаду суцільного фемтосекундного променя на систему локалізованих філаментів та вивчено кінетику індукованого поглинання світла в окремому філаменті. Виявлено явище „виштовхування” світла в філаменті з формуванням конфігурації типу „ластівчиний хвіст”. Доведено, що філамент не є солітоноподібною самовідтворюваною структурою і визначено механізм його енергоживлення.

Проаналізовано вплив динамічного ефекту Керра на часову еволюцію параметрів поверхневих плазмонів в наночастках металів в часовому діапазоні  $10^{-14} \div 10^{-10}$  с. Визначені часові інтервали появив різних механізмів остигання гарячих електронів в наночастках.

Обговорюється явище „кулонівського вибуху” наночасток та особливості його проявів.

### **Femtooptics of nanocomposites based on noble metals**

Blonskyi I.V., Dmitruk I.M., Dmytruk A.M., Kadan V.M., Korenyuk P.I.,  
Pavlov I.A., Alekseenko A.A.<sup>1</sup>

*Institute of Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>1</sup>*Pavel Sukhoi State Technical University of Gomel, Gomel, Belarus*

Using time-resolving techniques, influence of dynamic Kerr effect on the temporal evolution of surface plasmon parameters in metallic nanoparticles has been analyzed. Filamentation and accompanying phenomena (“superluminal” translation of the pulse maximum, light expulsion from the filament core) were investigated in matrix media.

### **Применение метода конденсации в квазизамкнутом объеме для формирования пленок полупроводниковых соединений**

Бойко Б.Т., Харченко Н.М.

*Национальный Технический Университет*

*«Харьковский Политехнический Институт», Харьков, Украина*

Метод конденсации в квазизамкнутом объеме в сравнении с другими вакуумными методами нанесения тонких пленок обладает рядом преимуществ, основным из которых является возможность получать поликристаллические слои в условиях близких к термодинамическому равновесию. Однако этот метод все еще не нашел широкого применения, что является следствием сложности контроля таких параметров конденсации как плотность пара, его состав и температура, неопределенность момента начала и окончания конденсации.

Нами предложена простая методика, позволяющая для выбранной температуры испарителя  $T_{И}$  определить диапазон значений температуры подложки  $T_{К}$ , в котором реализуются условия квазиравновесия. Методика базируется на определении значения показателя газодинамичности  $A$  – критерия для определения характера течения пара в камере КЗО [1]. В [2] показано, что критическое значение  $A=A^*$ , при котором скорость течения пара равняется местной скорости звука, зависит только от рода испаряемого материала. Выбранные значения  $T_{И}$  и  $T_{К}$  дают возможность до начала выращивания пленки определить максимально достижимый для

них коэффициент газодинамичности  $A_{\max}$ . Квазиравновесные условия конденсации реализуются в случае  $A_{\max} \leq A^*$ .

Описана камера КЗО и методика получения слоев полупроводниковых соединений CdTe и CuInSe<sub>2</sub>. При этом использован метод контроля температуры конденсации, предложенный в [3].

Поликристаллические пленки CdTe получены на аморфных подложках в квазиравновесных условиях при испарении порошка CdTe в диапазоне температур испарителя 450-560°C. Показано, что структурные характеристики полученных пленок выше, чем для пленок CdTe, полученных методом сублимации в ограниченном объеме и вакуумным резистивным испарением.

Разработанная методика формирования в КЗО поликристаллических пленок CuInSe<sub>2</sub> позволяет объединить в один цикл синтез непосредственно в испарителе камеры КЗО промежуточного соединения In-Se и формирование слоя тройного соединения CuInSe<sub>2</sub> при взаимодействии пара полученного селенида индия с пленкой Cu, предварительно нанесенной на подложку. Предложенная методика позволяет получать поликристаллические пленки CuInSe<sub>2</sub> высокого качества при более низких температурах испарителя и подложки по сравнению с другими методами.

С нашей точки зрения, разработанные методики получения слоев полупроводниковых соединений CdTe и CuInSe<sub>2</sub> позволят объединить в один технологический цикл формирование тандемных структур CdTe/CuInSe<sub>2</sub>, которые являются базисом перспективного типа фотоэлектрических преобразователей.

1. Бойко Б.Т, Марунько С.В, Панчеха П.А, и др. Количественный критерий характера течения пара при конденсации в квазизамкнутом объеме. – Деп. в УкрНИИНТИ. – 1987. – N. 513. – Ук 87.
2. Бойко Б.Т, Марунько С.В, Панчеха П.А, и др. Особенности переноса легирующей примеси в квазизамкнутом объеме. – Деп. в УкрНИИНТИ. – 1987. – N. 329. – Ук 87.
3. Кобзев В.А, Марунько С.В., Харченко Н.М., и др. Контроль температуры конденсации при нанесении тонких пленок в квазизамкнутом объеме. Научнотехн. Сборник. Технология приборостроения. Харьков. НИТИП, 1995. – N1.

### **Application of a closed box deposition technique for formation of semiconductor compound layers**

Boyko B., Kharchenko M.

*National Technical University «Kharkov Polytechnic Institute», Kharkov, Ukraine*

The technique for formation of CdTe and CuInSe<sub>2</sub> polycrystalline layers by closed box deposition technique is described. The offered technique allows to obtain a high quality CdTe and CuInSe<sub>2</sub> films at lower evaporator and substrate



temperatures as contrasted to other methods. The simple methodic which allows to determine a range of substrate temperature conforming to semiequilibrium at selected evaporator temperature is offered.

## **Дослідження енергетичного спектру акцепторної домішки у центрі сферичної наногетероструктури кристалів типу GaSb / AlSb**

Бойчук В.І., Білинський І.В., Лешко Р.Я.

*Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка,  
Дрогобич, Україна*

У багатьох напівпровідникових гетеросистемах, зокрема на основі *GaSb* та *AlSb*, необхідно враховувати, що зони кристалів складні. Тому в цьому випадку неврахування складної зонної структури призведе до неточних результатів при обчисленні діркових та акцепторних станів. У зв'язку з тим, що валентна зона у гетероструктурах такого типу чотирикратно вироджена в точці  $k = 0$  виникають певні труднощі при розв'язку рівняння Шредінгера. Однак задачу можна спростити, якщо знехтувати гофрованістю ізоенергетичних поверхонь в  $k$ -просторі (сферичне наближення). Для кристалів з великою забороненою зоною та сильною спин-орбітальною взаємодією можна знехтувати зоною провідності та спин відщепленою зоною.

Для КТ гетеросистеми *GaSb/AlSb* проведено обчислення акцепторної домішки, розміщеної у її центрі. У наближенні ефективної маси записано матричний гамільтоніан 4x4 у сферичному наближенні, одержано систему зв'язаних диференціальних радіальних рівнянь другого порядку для парних та непарних станів. Потенціал обмеження для дірки вибрано у вигляді нескінченно високого бар'єру. Це наближення справедливе для великих значень радіусів КТ.

Точні загальні розв'язки для акцептора у сферичній КТ одержати не можна, тому його енергетичний спектр визначено варіаційним методом для конкретних значень квантових чисел. Одержано залежність енергії акцептора від радіуса КТ. Результати обчислень порівняно з даними експериментальних та теоретичних робіт інших авторів.

### **Study of the acceptor impurity energy spectrum in the spherical nanoheterostructure centre of GaSb / AlSb crystals**

V.I. Boichuk, I.V. Bilynskyi, R.Ya. Leshko

*Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University, Drohobych, Ukraine*

The acceptor admixture has been studied in the spherical *GaSb/AlSb* quantum dot center. The 4x4 spherical matrix Hamiltonian is obtained in the effective mass approximation, the system of coupled second-order differential

radial equations for even and odd states is derived.

The acceptor energy spectrum is determined by the variation technique for specific quantum numbers. The acceptor energy dependence is presented as a function of QD radius. Results of calculations are found in good agreement with the data of recent experimental and theoretical studies.

## **Технологія вирощування віскерів напівпровідників на основі нанорозмірних структур**

Большакова І.А., Кость Я.Я., Макідо О.Ю., Шуригін Ф.М.

*Національний університет «Львівська політехніка», Львів, Україна*

Представлено результати розроблення технології вирощування напівпровідникових віскерів з газової фази, одним з основних етапів якої є утворення нанодротин за механізмом пара-рідина-кристал. Такі нанодротини представляють також інтерес як об'єкти для наукових досліджень, а технологія їх одержання є доступною для реалізації. Віскери різних напівпровідникових матеріалів IV групи та III-V сполук: Si, Ge, GaAs, InAs, InSb та їх твердих розчинів є основою для створення чутливих елементів сенсорів фізичних величин [1,2].

Для отримання віскерів використовується технологія осадження з газової фази за участю хімічних транспортних реакцій. Як транспортні реагенти використовуються галогени (йод або бром), а також хлористий водень. Основними реакціями, які відповідають за перенесення компонентів, є реакції диспропорціонування галогенідів.

Розроблювана технологія отримання віскерів складається з декількох етапів. На першому етапі формуються нанодротини напівпровідника за механізмом пара-рідина-кристал. При цьому ініціюючою домішкою для отримання нанодротин служить золото, яке утворює з основним матеріалом евтектичний сплав на вершині нанодротини. Нанодротини отримуються в нерівноважному режимі з високим рівнем пересичення, яке необхідне для забезпечення ефективного живлення краплі евтектичного сплаву з малим радіусом кривизни згідно з формулою Гіббса-Томсона.

На наступному технологічному етапі відбувається нарощування нанодротин до віскерів мікронних діаметрів. Цей процес проводиться в іншому температурному режимі і є значно тривалішим за попередній.

Отримані таким чином напівпровідникові віскери використовуються для створення чутливих елементів сенсорів фізичних величин: магнітного поля, температури, деформації, тиску.

1. Bolshakova, I. Duran, R. Holyaka, E. Hristoforou, A. Marusenkov. Performance of Hall Sensor-Based Devices for Magnetic Field Diagnosis at Fusion Reactors // Sensor Letters. – 2007. – V. 5. – P. 283-288.

2. Bolshakova I. Semiconductor sensor materials stable under conditions of hard ionizing radiation // Sensors and Actuators: A. Physical. – 2003. – V. 106 – P. 344-347.

**The technology of growing semiconductor whiskers  
on the basis of nanostructures**

Bolshakova I., Kost Ya., Makido O., Shurygin F.

*Magnetic Sensor Laboratory, Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

The results of developing the technology for growing semiconductor whiskers from vapour phase are presented. One of the basic stages of this technology is nanowire generation using vapour-liquid-solid technique. Such nanowires are also of interest as scientific research objects, while the technology for their obtainment is realizable.

**Вплив тиску на молекулярну структуру водних систем з  
одностінними вуглецевими нанотрубками**

Булавін Л.А., Адаменко І.І., Королович В.Ф., Мороз К.О.

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

В нашій роботі представлені експериментальні результати дослідження впливу макропараметрів: тиску, температури на термодинамічні властивості та структуру водних суспензій з одностінними вуглецевими нанотрубками. Актуальність дослідження пояснюється відсутністю статистичної теорії рідин з складними молекулами і широким спектром практичного застосування рідинної системи вода – ВНТ, від робочих рідин при точному позиціюванні нанотрубок в напівпровідникових мікросхемах до застосування в різних галузях біології та медицини. Складність вивчення таких об'єктів полягає в тому, що розглядувані вуглецеві структури є гідрофобні за своєю природою і молекулярно, практично, не розчиняються у воді.

$P$ — $V$ — $T$  данні отримані метод сільфонного п'єзометра з диференційним трансформаторним датчиком лінійних переміщень в інтервалі тисків від 0,1МПа до 103,2МПа та температур від 293,8К до 352,8К.

На основі експериментально отриманих  $P$ — $V$ — $T$  даних ми розрахували ізотермічний модуль пружності ( $K_T = -V \left( \frac{\partial P}{\partial V} \right)_T = \rho \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_T$ ), ізотер-

мічний приріст ентропії ( $T\Delta S = -T \int_{P_0}^P \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dP$ ), повну внутрішню енергію

$$\left( \Delta U = -T \int_{P_0}^P \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dP - \int_{V_0}^V V dP \right), \text{ ентальпію } \left( \Delta H = \int_{P_0}^P (V - T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P) dP \right).$$

Методом молекулярної динаміки, реалізованим в пакеті програм GROMACS, розраховані: бінарна функція атом-атомного розподілу кисню, функція розподілу атомної густини.

Отримані результати свідчать, що зростання енергії міжмолекулярної взаємодії в рідинній системі вода - ВНТ при малих домішках одностінних ВНТ можна пояснити вищою упорядкованістю молекулярної структури у порівнянні з водою.

### **The influence of pressure on molecular structure of water systems with single wall carbon nanotubes**

Bulavin L.A., Adamenko I.I., Korolovych V.F., Moroz K.O.

*Department of Physics Kyiv Taras Shevchenko Universit, Kyiv, Ukraine*

Water is very important in vital human activity. Nevertheless, small additions of some substances external fields: temperature and pressure can essentially influence the structure of water changing its properties. In this work we present the results of experimental investigation of PVT data and results of investigation of density by picnometer measurements along the liquids-vapour equilibrium curve of the water systems with single wall carbon nanotubes (SWCNT). PVT measurements were carried out by using the metallic bellows method with differential inductive sensor of linear shifts in the wide interval of pressures and temperatures. We obtained the isothermal modulus of elasticity, isobaric expansion, isothermal deviation of entropy, enthalpy, total internal energy and isobaric-isothermal Gibbs potential. These properties of the investigated water systems were analyzed depending on pressure and temperature in comparison with corresponding properties of pure water. The equation of state for the investigated CNT - water system was obtained. Its parameters were analyzed in detail depending on temperature.

### **Квантово-размерный эффект в микрорельефных наносистемах с собственным оксидом**

Венгер Е.Ф., Горбач Т.Я., Матвеева Л.А., Нелюба П.Л.

*Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев, Украина*

Исследование квантово-размерных эффектов в полупроводниковых наносистемах (НС) является одним из приоритетных направлений в физике

и технологии тонких пленок и наноструктур. Известно, что специфические морфологические особенности микрорельефа (МР), полученного на поверхности полупроводника анизотропным химическим травлением (АХТ), приводят к уникальным оптическим и фотоэлектрическим свойствам рельефных образцов по сравнению с плоскими. К ним относятся уменьшение отражения и пропускания света, возрастание поглощательной способности практически до единицы, спектральная селективность и деполяризация излучения, увеличение ширины индикатрисы рассеяния и угла захвата излучения, расширение области угловой и спектральной фоточувствительности, возрастание сигналов собственной и примесной фотопроводимости и фотолюминесценции. АХТ паттерные поверхности имеют естественные грани МР и являются более совершенными по сравнению с обычными плоскими. На них отсутствует нарушенный слой, уменьшаются параметры уширения спектров, снижается рассеяние, возрастают подвижность и энергетическое время релаксации возбужденных светом носителей заряда. Целью данной работы являлось выявление особенностей электронной зонной структуры в области микрорельефной границы раздела (ГР) полупроводниковых наносистем с собственным оксидом или полимером.

Для изготовления гетеросистем использовались подложки Si и GaAs с плоской или рельефной морфологией поверхности, полученной АХТ, а также гомоэпитаксиальные слои с p-n- переходом. Исследования спектра носителей заряда на ГР в гетероструктурах проведены на автоматизированной установке для диагностики полупроводниковых материалов и тонкопленочных структур на основе модуляционной спектроскопии электроотражения (ЭО) света в полупроводниках. Установка позволяет проводить измерения в области 0,5...6 эВ со спектральным разрешением 3 мэВ. Особенностью ЭО является высокая разрешающая способность выявления полезного сигнала из бесструктурного фона, появление его на прямых переходах в критических точках зоны Бриллюэна полупроводника и отсутствие при отдалении от них, сочетание оптических и электронных свойств исследуемой поверхности. При измерениях спектров ЭО предусмотрено автоматическое деление переменного сигнала, модулированного электрическим полем, на постоянный сигнал отражения с чувствительностью  $10^{-5}$ , линейаризация измеряемого спектра по энергии и вывод результатов на дисплей.

Образование МР на поверхности подложки АХТ способствует ее развитию: появляются ступеньки, изломы, входящие углы, т.е. готовые позиции для присоединения атомов кислорода к атомам подложки. В итоге травления Si и GaAs на их поверхности образуются наноструктуры  $\text{SiO}_2$ -Si и  $\text{As}_2\text{O}_3$ -GaAs с паттерн-интерфейсом. Оксиды, полученные химической эпитаксией, толщиной 10-300 нм имели кристаллическую модификацию разновидности кристобалита для Si и арсенолита для GaAs. В спектрах ЭО

таких структур регистрировалась смена знака сигнала, обусловленная инверсией поверхностной проводимости из-за наличия положительного заряда в оксиде, который притягивает электроны из объема полупроводника к ГР. При этом появлялись знакопеременные осцилляции в области выше энергии перехода (ширины запрещенной зоны), происходило смещение пиков сигнала в энергетической шкале и уменьшение параметра столкновительного уширения, который характеризует совершенство ГР, так как он связан с временем релаксации электронов по энергии вблизи энергетического перехода и определяется подвижностью носителей заряда и межзонной эффективной массой в конкретной точке перехода. Наблюдалось также расщепление полос основного сигнала ЭО. После удаления оксида химическим травлением исчезало расщепление основных полос и знакопеременные осцилляции, восстанавливалась полярность сигнала, пики смещались в другую сторону.

В тонком инверсионном слое полупроводника на ГР с собственным оксидом носители заряда свободно движутся параллельно ГР, а в перпендикулярном направлении их энергия квантуется в треугольной квантовой яме с двумерным электронным газом, образованной поверхностным потенциалом. Это приводит к тому, что в результате квантования энергии носителей заряда появляются квантованные уровни с глубиной залегания  $e_n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). При этом наряду с основным сигналом с энергией перехода  $E_g$  в спектре появляются также переходы с энергией  $E_g + e_n$  в виде расщепленных пиков. В структурах  $pnp^+$ -GaAs с  $As_2O_3$  патерн-интерфейсом наблюдались три квантованных уровня. Фотоприемники и фотопреобразователи с микрорельефной морфологией светоприемной области р-п-перехода и тыльным рельефом имеют более высокую эффективность преобразования оптического излучения в электрический сигнал. В них улучшается спектральное и пространственное распределение фоточувствительности, возрастает эффективное поле зрения до  $60 \dots 70^\circ$ . Конструкции фотопреобразователей с рельефными р-п-переходами имеют широкие возможности управления параметрами и характеристиками, хорошо сочетаются с интегральной технологией, могут выполняться в матричном варианте, работать в лавинном режиме и в составе с устройствами с применением интегральных микросхем.

## **Розподіл острівців за розмірами в умовах дислокаційно-поверхневої дифузії**

Венгреневич Р.Д., Москалюк А.В., Іванський Б.В., Стасик М.О.

*Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича, Чернівці, Україна*

Утворення нової фази, в його класичному варіанті, передбачає три стадії – це виникнення центрів (зародків, кластерів) нової фази, їх

незалежний ріст та подальший розвиток цих центрів у взаємодії між собою. Взаємодія між частинками нової фази здійснюється через «узагальнене самоузгоджене дифузійне поле». При цьому маленькі частинки через свою більшу кривизну поверхні (або основи острівця в плівках і гетероструктурах), у відповідності до ефекту Гіббса–Томсона (залежність тиску або концентрації на межі з частинкою від кривизни її поверхні) розчиняються і пропадають, а великі – зростають. Цей процес називається оствальдівським дозріванням (ОД), рідше – коалесценцією.

Дислокаційний механізм дифузії в процесі ОД можливий за умови, коли потік адатомів до острівця за рахунок дислокаційної дифузії набагато більший від потоку, за рахунок поверхневої дифузії, тобто:

$$D_s^{(d)} Z d \left( \frac{dC}{dR} \right)_{R=r} \gg D_s 2\pi r \left( \frac{dC}{dR} \right)_{R=r}, \quad (1)$$

де  $D_s^{(d)}$  – коефіцієнт дифузії вздовж дислокаційних канавок,  $D_s$  – коефіцієнт поверхневої дифузії,  $\left( \frac{dC}{dR} \right)_{R=r}$  – градієнт концентрації на поверхні острівця,  $Z$  – число дислокацій, закріплених біля основи острівця, радіусом  $r$  ( $Z = \text{const}$ )  $d$  – ширина дислокаційної канавки ( $d = 2\sqrt{\frac{2q}{\pi}}$ ,  $b^2 \leq q \leq 60b^2$ ,  $q$  – перетин дислокаційної канавки,  $b$  – вектор Бюргерса).

Співвідношення (1) накладає обмеження на розміри острівців, ріст яких відбувається за рахунок дислокаційної дифузії, а саме:

$$r \ll \frac{Zd D_s^{(d)}}{2\pi D_s}. \quad (2)$$

Якщо умова (2) порушується, то в загальному потоці адатомів за рахунок дислокаційної дифузії, необхідно враховувати також складову за рахунок поверхневої дифузії. В умовах дислокаційно-поверхневої дифузії загальний потік адатомів до острівця  $j$  буде рівний:

$$j = j_d + j_s \quad (3)$$

де  $j_d$  – потік до острівця за рахунок дифузії вздовж дислокацій,  $j_s$  – потік за рахунок поверхневої дифузії; їх значення задаються відповідно лівою і правою частинами нерівності (1).

Нами розраховано функцію розподілу острівців за розмірами в умовах дислокаційно-поверхневої дифузії, коли жодним із потоків нехтувати не можна. Острівці вважалися дископодібними у вигляді шайб, постійної висоти  $h$ .

Функція розподілу острівців за відносними розмірами в умовах дислокаційно-поверхневої дифузії має вигляд [1]:

$$g(u) = \frac{u^3 \cdot (u^2 + au + b)^{\frac{D}{2}}}{(1-u)^B} \cdot \exp\left(\frac{C}{1-u}\right) \cdot \exp\left[\frac{E - \frac{Da}{2}}{\sqrt{b - \frac{a^2}{4}}} \operatorname{arctg} \frac{u + \frac{a}{2}}{\sqrt{b - \frac{a^2}{4}}}\right], \quad (4)$$

де  $A = 3, E = \frac{E_1}{E_2},$

$$E_1 = \left\{ \begin{array}{l} -6b^2 + [2x^2 + (4x - 3 + 2A - x^2) \cdot a + 2A + 8 - 8x] \cdot b - \\ -Aa^3 + (-8 - 2A + 16x - 4x^2) \cdot a^2 + \\ + (32x - 8x^2 - 16 - A) \cdot a + 16x - 4x^2 - 8 \end{array} \right\},$$

$$E_2 = a^2 + (2 + 2b) \cdot a + b^2 + 2b + 1, \quad (5)$$

$$C = \frac{(6 - A + E) \cdot b + Aa^2 + (A + E + x^2 - 4x - 3) \cdot a + E + x^2 - 4x - 3}{a^2 + 2a + 1 - b},$$

$$D = \frac{C + E - A - 3a + 3}{1 + a},$$

$$B = A + D + 3.$$

$$a = 2, b = x^2 - 4x + 3$$

1. Венгреневич Р.Д., Іванський Б.В., Москалюк А.В., Метолофізика і новітні технології. – 2008. – Т. 30. – С. 247.

### Size distribution of islands under dislocation-surface diffusion

Vengrenovich R.D., Moskalyuk A.V., Ivans'kiy B.V., Stasyk M.O.

*Yu.Fed'kovich Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The mechanism of the Ostwald ripening of islands in the conditions of dislocation-surface diffusion for semiconductor heterostructures with quantum dots is suggested in the work given. The function of distribution of islands according to the size of the mechanism suggested is calculated.

### Динаміка формування хімічного зв'язку в дефектних напівпровідниках, як базових елементів наноструктур

Гуцул І.В., Маник О.М., Маник Т.О., Олійнич-Лісюк А.В.

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

Потік досліджень у фізиці твердого тіла останнім часом спрямований у напрямку вивчення все менших за просторовими розмірами систем [1]. Відкриті принципово нові фундаментальні явища фізики



різномірних систем і виняткові прикладні можливості (елементна база наноелектроніки, нанолазерної техніки) стимулювали розвиток фізики наногетеросистем.

Основною відмінністю таких систем є те, що внаслідок просторового обмеження та малих розмірів нанооб'єктів у них втрачається просторова періодичність, набувають особливої ваги процеси самоорганізації дефектних структур в дислокаційні ансамблі, що зумовлюють локалізацію деформацій і утворення в кристалі різних неоднорідних дислокаційних структур. У зв'язку з цим, особливої актуальності набувають питання динаміки формування хімічного зв'язку в дефектних напівпровідниках, як базових елементів наноструктур. Саме такі дослідження можуть стати основою для розробки нових штучних матеріалів з підвищеними деформаційними характеристиками.

В даній роботі проводились дослідження зміни структури приповерхневих шарів монокристалічного кремнію вирощеного методом Чохральського (Cz-кремнію) в процесі природного старіння. Методика досліджень була експериментально-теоретично-розрахункова.

В роботі представлені результати комплексних досліджень розсіювання пружної енергії і поведінки ефективного модуля зсуву ( $G_{ef}$ ) в досконалому монокристалічному Cz-кремнії в інтервалі  $20 - 425^\circ\text{C}$  і відносних деформацій  $(2 - 8) \cdot 10^{-5}$  після різних обробок (механічного полірування і послідуочого стандартного хімічного полірування, тривалого (на протязі декількох років) природного старіння, а також після короткочасного штучного старіння (в інтервалі  $200 - 400^\circ\text{C}$ )). Методами теорії пружності та теорії хімічного зв'язку проведені розрахунки сил зв'язку між атомами в досконалих та дефектних кристалах [2].

Величина  $Q^{-1}$ -обернена до механічної добротності зразка визначалась із співвідношення

$$Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W}, \quad (1)$$

де  $\Delta W$  -енергія, що розсіюється за один період у всьому об'ємі зразка, а  $W$  -енергія коливань усього зразка, що відповідає амплітудним значенням напруги і деформації.

Динамічний модуль зсуву  $G_{ef}$  визначався за формулою

$$G_{ef} = \frac{8\pi j}{r^4} f^2, \quad (2)$$

де  $\ell, r$  -довжина та радіус зразка;  $j$  -момент інерції системи,  $f$  -частота власних крутильних коливань.

При наявності дисперсії зв'язок між напруженням і деформацією формально зберігався в формі закону Гука.

$$\varepsilon = L\sigma, \quad (3)$$

де  $\epsilon, \sigma$ -тензори деформації і напруження, а величину  $L$  слід трактувати як оператор.

Загальна деформація зсуву в рамках дислокаційної моделі складалась з деформації кристалічної ґратки та дислокаційної деформації, зумовленої зміщенням дислокації з положення рівноваги.

В рамках таких припущень було отримано рівняння руху одиничного відрізка дислокаційної петлі та рівняння для дислокаційної деформації. Встановлено вид оператора  $L$  в формі (3). Отримано дисперсійні співвідношення, що зв'язують дійсну та уявну частини  $L(\omega)$ , як функцію комплексної частоти. На основі отриманих результатів були проведені розрахунки коефіцієнта затухання, декремента затухання. Показано, що виявлена температурна інверсія модуля пружності кремнію в процесі старіння може бути пояснена динамікою формування хімічного зв'язку в дефектних напівпровідниках.

1. Микола Ткач Квazăчастинки у наногетеросистемах. Квантові точки та дроти. Чернівці: ЧНУ ім.Ю.Федьковича. – 2003. – 312с.
2. О.М.Маник Багатофакторний підхід у теоретичному матеріалознавстві. Чернівці: Прут. – 1999. – 432с.

### **The dynamic of formation of chemical bond in defect semiconductors as a bases elements of nanostructure**

Gutsul I.V., Manyk O.N., Manyk T.O., Oliynich-Lysiuk A.V.

*Yuriy Fedkovych National University, Chernivtsi, Ukraine*

The complex investigations of surface layers changes in Cz–Si single crystals during natural ageing was made. By the method of theory of chemical bond was analyzed the inversions of shere modulus in Cz – Si .

### **Неохолоджуваний фотовольтаїчний фотоприймальний пристрій ІЧ випромінювання**

Дериглазов В.О., Савкіна Р.К., Смірнов О.Б., Сизов Ф.Ф.

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

До фотонних детекторів ІЧ випромінювання, які працюють без застосування охолодження [1], відносять, по-перше, фоторезистори на основі  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , які демонструють високу виявляючу здатність (до  $2 \times 10^8$  Вт<sup>-1</sup> см Гц<sup>1/2</sup> при 300 К та до  $3 \times 10^9$  Вт<sup>-1</sup> см Гц<sup>1/2</sup> при охолодженні до 220 К) та малу інерційність ( $\leq 1$ нс), але працюють тільки при прикладанні зміщення, величина якого, а отже і величина корисного сигналу, обмежена тепловою потужністю, що розсіюється під час роботи фотоприймального пристрою (ФПП). Інші ФПП - помірноохолоджувані (170 К, 200 К, 245 К) фотодіоди на основі  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , мають низький диференційний опір та

квантову ефективність, тому не знайшли широкого практичного застосування.

Крім фоторезисторів та фотодіодів відомі також фотовольтаїчні детектори на основі ефекту Дембера та фотоелектромагнітного (ФЕМ) ефекту [2]. Принцип дії таких фотовольтаїчних детекторів оснований на появі в напівпровіднику електрорушійної сили (ЕРС) внаслідок просторового розділення електронів та дірок.

Нами запропоновано ФПП на основі гетероструктури  $Cd_xHg_{1-x}Te/Si$  (плівка/підкладинка), який є швидкодіючим, фотовольтаїчним за принципом дії, не потребує охолодження і може бути використаний при конструюванні тепловізійних приймачів для обробки сигналу в інфрачервоній частині спектру.

Принцип дії пристрою базується на тому, що при поглинанні в епітаксійній плівці  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ІЧ випромінювання з довжиною хвилі, що відповідає енергії, більшій за ширину забороненої зони (спектральний діапазон обумовлений складом твердого розчину), наступна релаксація фотозбудження призводить до теплового розширення ( $\varepsilon_{th}$ ) та дилатації кристалічної ґратки, спричиненої надлишком електронів в зоні провідності ( $\varepsilon_{el}$ ). Внаслідок теплового розширення на границі  $Cd_xHg_{1-x}Te/Si$  виникає деформація невідповідності, обумовлена різницею коефіцієнтів лінійного розширення  $\alpha_{1,2}$  матеріалів:  $\varepsilon_{th} = (\alpha_1 - \alpha_2)\Delta T$ , де  $\Delta T$  – приріст температури на границі. Додаткова деформація виникає внаслідок дилатації кристалічних ґраток підкладинки та плівки, обумовленої генерацією нерівноважних носіїв:  $\varepsilon_{el} = 1/3 \sum \Delta n \partial \varepsilon_g / \partial p$  [3]. Причому, ґратка  $Cd_xHg_{1-x}Te$  розширюється ( $\partial \varepsilon_g / \partial p > 0$ ), а ґратка  $Si$  стискається ( $\partial \varepsilon_g / \partial p < 0$ ). Оскільки  $Cd_xHg_{1-x}Te$  має п'єзоелектричні властивості, то наслідком деформації буде генерація електричного сигналу, тобто появи ЕРС в епітаксійній плівці внаслідок просторового розділення фотозбуджених носіїв заряду п'єзоелектричним полем.

Механічне напруження в п'єзоелектричній плівці  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , яке виникає після поглинання ІЧ випромінювання внаслідок деформації на границі між плівкою та підкладинкою напівпровідникової структури, можна записати у вигляді:  $\sigma = k (\varepsilon_{el} + \varepsilon_{th}) = E/3(1-2\mu) \cdot (1/3 \sum \Delta n \partial \varepsilon_g / \partial p + (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot \Delta T)$ , де  $E$  - модуль Юнга,  $\mu$  - коефіцієнт Пуассона,  $\Delta n = (\beta \cdot \tau \cdot I) / V$  – концентрація фотозбуджених носіїв заряду,  $\beta$  - квантова ефективність,  $\tau$  - час життя носіїв заряду,  $V$  – об'єм, в якому поглинається випромінювання інтенсивністю  $I$ . Груба оцінка його величини дає  $\sim 16.8$  кПа при умові, що випромінювання поглинається на ділянці площею  $1\text{мм} \times 1\text{мм}$ , товщина плівки  $Cd_xHg_{1-x}Te$  складає  $h = 5$  мкм, розігрів границі між плівкою та підкладинкою складає  $0.1$  К. Відповідно сила, з якою тонка, напружена плівка діє на підкладинку дорівнює добутку  $F = \sigma \cdot h$ . Якщо на таку плівку нанести електричні контакти, то внаслідок п'єзо ефекту на контактах виникає різниця потенціалів, яку можна записати у вигляді  $u = q/C = (F$

$d_{ik}/(\epsilon\epsilon_0 S/a)$ , де  $S$  – площа контакту,  $a$  – відстань між контактами,  $\epsilon$  - діелектрична проникність матеріалу плівки,  $d_{ik}$ - п'єзомодуль матеріалу плівки (для  $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$   $d_{ik}=8\cdot 10^{-12}$  Кл/Н). Якщо прийняти площу контакту рівною  $1\text{ мм}^2$  та відстань між контактами  $1\text{ мм}$ , то різниця потенціалів між контактами складатиме  $\sim 2\text{ В м}^{-1}$  або  $2\text{ мВ}$ . Оцінка вольтової чутливості та виявляючої здатності запропонованого ФПП дала величини відповідно  $3\text{ В/Вт}$  та  $\sim 10^9\text{ Вт}^{-1}\text{ см Гц}^{1/2}$ .

1. Piotrowski J. and Rogalski A. Uncooled long wavelength infrared photon detectors // Infrared Physics Technology. – 2004. – № 46. – P. 115-131.
2. Piotrowski J. Uncooled operation of IR photodetectors // Optoelectronics Review. – 2004. – № 12. – P. 111-122.
3. Figielski T., Photostriction effect in germanium. // Phys. Status Solidi. – 1961. – № 1. P 306-316.

### **Uncooled photovoltaic infrared detector**

Deryglazov V.O., Savkina R.K., Smirnov A.B., Sizov F.F.

*V.Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics at NA S of Ukraine, Kiev, Ukraine*

The operation of an uncooled, photovoltaic infrared detector is demonstrated. It based on the effect of the development of a local mechanical strain on the interface of a semiconductor structure ( $Cd_xHg_{1-x}Te/Si$ ) in consequence of the photogeneration of free charge carriers. The heating and subsequent pressure buildup has resulted in acoustic waves with conventional photoacoustic techniques.

### **Субхвильеві металеві плівки як основа сучасної плазмоніки**

Дмитрук М.Л., Коровін О.В., Кондратенко О.С., Романюк В.Р.

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

Завдяки успіхам технології мікроелектроніка нині переходить в нанорозмірний масштаб електронних схем, а фотоніка залишається в області мікромасштабів, оскільки розміри оптичних хвильоводів обмежені знизу дифракційною межею, що визначається довжиною хвилі світла  $\lambda/2n$  ( $n$  – показник заломлення хвильовода), і в діелектричних хвильоводах може досягати  $\sim\lambda/3$ . Проте перехід від діелектричних хвильоводів до металізованих, в яких оптичний сигнал поширюється вздовж межі поділу метал/діелектрик, дозволяє зменшити дифракційну межу до  $\sim\lambda/10$  і наблизити розміри електронних і фотонних схем. Поскілки носієм інформації тут є поверхневий плазмонний поляритон (ППП) як суперпозиція електромагнітної хвилі і хвилі електронної поляризації металу, то відповідну галузь оптики називають плазмонікою. Основним

елементом плазмоніки слугують тонкі металеві плівки – від острівцевих, через перколюючі, до суцільних, товщиною 40-100 нм.

Дана робота присвячена виготовленню тонких металевих плівок і дослідженню їх структурних та оптичних властивостей методами спектроскопії відбивання/пропускання і еліпсометрії, в тім числі в поляритонному режимі, тобто при збудженні ППП призмовим методом ОПВВ (ослабленого повного внутрішнього відбивання) або методом дифракційної ґратки. Крім того, поступовий топологічний перехід здійснюється двома шляхами: 1) від ізольованих металевих 0D частинок (періодично розташованих на діелектричній підкладці) через перколюючий їхній ансамбль до суцільної металевої плівки, або 2) від ізольованих 1D нанодротів через їхній електродинамічно-зв'язаний ансамбль до суцільних 2D металевих плівок зі слабкою модуляцією рельєфу. Варіювання форми структурних елементів дозволяє реалізувати різні поляритонні моди і керувати оптичними властивостями.

В роботі теоретично і експериментально вивчались такі питання плазмоніки:

- особливості заломлення світла на межі прозорого і дисипативного середовищ (наприклад, металу), та модифікація класичного закону Снеліуса, зумовлена нерезонансним збудженням ППП; аналіз можливості експериментальної перевірки розрахунку;
- особливості проходження світла крізь тонкі металеві плівки з шорсткою або періодично-профільованою поверхнею, зумовлені збудженням ППП;
- аномальне проходження світла крізь тонкі плівки та природа мод ППП (Фано, Ценнека, Брюстера), відповідальних за цей ефект;
- особливості проходження світла крізь ансамблі металевих наночастинок (0D) і нанодротів (1D), дисперсія відповідних ППП мод та умови плазмон-індукованого поверхнево-посиленого пропускання або відбивання світла;
- експериментальне вивчення оптичних властивостей тонких металевих плівок, від острівцевих до суцільних, та розв'язування оберненої спектроскопічної (еліпсометричної) задачі для *p*- та *s*-поляризованого світла в залежності від кута падіння;
- вивчення топологічного (зміна зв'язності системи) та класичного розмірного (поверхневе розсіяння електронів) ефектів в тонких плівках золота;
- експериментальне дослідження впливу термічного відпалу (50-300°C) на оптичні властивості золотих плівок різної топології з метою встановлення оптимального режиму, що забезпечує максимальний «коефіцієнт якості» плазмонного резонансу  $|\text{Re } \epsilon / \text{Im } \epsilon|^2$ .

## Subwavelength metal films as basis of modern plasmonics

Dmitruk N.L., Korovin A.V., Kondratenko O.S., Romanyuk V.R.

*Institute for Physics of Semiconductors NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

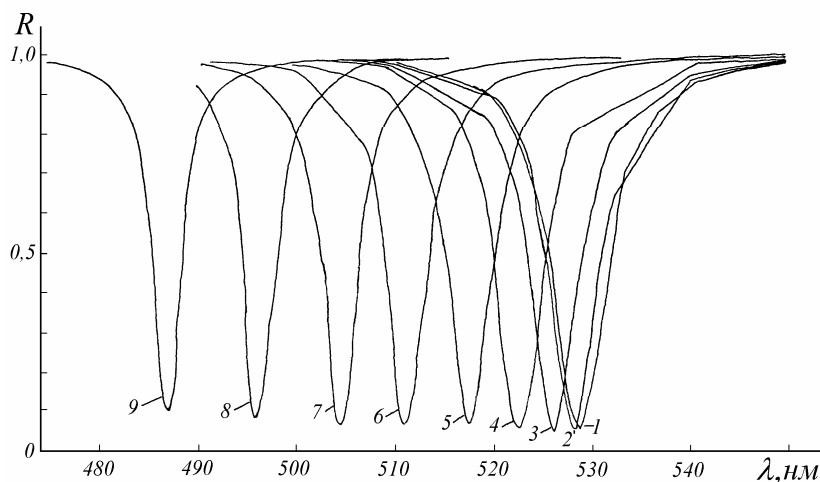
Thin (subwavelength) metal films (island, percolating, continuous), nanoparticles, rods and wires are basic elements of modern plasmonics. Peculiarities of surface plasmon polaritons (SPP) spectroscopy for lossy media, transmittance enhancement of rough metal films, physical nature of anomalous optical transmittance of thin absorptive corrugated films, experimental study of size effects (classical, topological) and influence of thermal annealing on optical properties of various metal films (using polaritonic ellipsometry) and transmittance/reflectance of polarized light have been investigated in this report.

## Багатошаровики для позарезонаторної селекції ліній генерації „білих” лазерів

Довгий Я.О.

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

Пропонується позарезонаторний метод селекції ліній генерації „білих” гелій-селенових лазерів, що генерують одночасно на декількох десятках переходів у Se II в області 0,44-1,25 мкм [1]. Метод базується на ефекті спектрального переміщення смуги пропускання багатошарового тонкоплівкового інтерференційного вузькосмугового фільтра при зміні кута падіння лазерного пучка. Розрахунок багатошаровика здійснювався з використанням методу колових діаграм [2], в основі якого – узагальнені рекурентні співвідношення для амплітудних коефіцієнтів відбивання і пропускання. Цей метод виявився вельми зручним для вирішення задачі синтезу оптимізованих багатошаровиків [3].



**Рис. 1.** Зміни спектральних характеристик 15-шарового інтерференційного світлофільтра у залежності від кута падіння: 1 –  $\varphi = 0^\circ$ , 2 –  $\varphi = 5^\circ$ , 3 –  $\varphi = 10^\circ$ , 4 –  $\varphi = 15^\circ$ , 5 –  $\varphi = 20^\circ$ , 6 –  $\varphi = 25^\circ$ , 7 –  $\varphi = 30^\circ$ , 8 –  $\varphi = 35^\circ$ , 9 –  $\varphi = 40^\circ$

За спеціальною програмою шляхом комп'ютерного моделювання при варіації таких параметрів, як кількість шарів ( $13 \div 19$ ), їх почерговість та показники заломлення оптимізувалися умови синтезу інтерференційного фільтра. Напилення проводилося на установці A1504 фірми „Leuybold AG”. Режим напилення: електронно-променевий випарник, швидкість нанесення плівки  $\text{TiO}_2 - 0,25 \text{ нм/с}$ ,  $\text{SiO}_2 - 0,40 \text{ нм/с}$ . Тиск  $\text{O}_2$  в камері –  $10^{-5}$  тор, температура підкладки витримувалась строго  $300^\circ\text{C}$ . Установка автоватизована.

На рисунку показані спектральні характеристики одержаного багатошаровика при різних кутах падіння  $\varphi$ . Коефіцієнти відбивання вимірювали на прецизійній спектрофотометричній установці „Lambda-2” фірми Perkin-Elmer з точністю  $\pm 0,1\%$ . Інтерференційні фільтри такого типу можуть використовуватися як зовнішні приставки для селекції потрібних ліній генерації в „білих” лазерах при їх застосуванні, наприклад, в оптичній томографії або в схемах кольорового голографування.

1. Довгий Я.О., Заморский М.К., Китык И.В., Колтун В.Л. Гелий-селеновые лазеры. (Обзор) // Квантовая электроника. – 1990. – Т. 39. – С.14-25.
2. Довгий Я.О., Микитюк Б.В. Розрахунок відбивної здатності багатошарових діелектричних дзеркал з використанням діаграмної методики // Доповіді АН України. Сер.А. – 1983. – №4. – С. 62-64.
3. Бондарчук Я.М., Довгий Я.О. Теоретичні і технологічні аспекти синтезу лазерних дзеркал. (Огляд) // Фізика і хімія твердого тіла. – 2002. – Т. 3, № 2. – С.199-214.

**Multilayer filters for outside resonator selection  
the lines of generation the „white” lasers**

Dovhyj Ya.O.

*Ivan Franko Lviv National University, Lviv, Ukraine*

The outside resonator method of selection the line of generation the “white” He-Se laser has been proposed in the lens wave of  $0.44 - 1.25 \mu\text{m}$ . This method base upon the effect of spectral displacement of transmission band of the special calculated and maked 15-th layers narrow (-band) filter when the angle of incidence of the laser beam was changed.

## Оптоэлектронные свойства нанопленок соединений III-V

Дороган В., Виеру С., Виеру Т.

*Технический Университет Молдовы, Молдова*

В работе представлены результаты исследования фотоэлектрических свойств наноструктурированных пленок GaP и рассмотрена возможность их применения для изготовления оптоэлектронных приборов.

Наноструктурированные пленки GaP формировались селективным электро-химическим травлением подложки n-GaP с концентрацией основных носителей заряда  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и отделялись от нее химическим травлением. Толщина наноструктурированной пористой пленки составляла ~10мкм, длина и ширина - 15 и 5 мм, средний диаметр пор и расстояние между ними ~100нм.

Проведенные исследования позволили нам разработать физическую модель процессов происходящих в наноструктурированной пленке. На рисунке 1 представлены ВАХ такой структуры измеренные при различных условиях освещения. У пористой пленки области объемного заряда ( $W_0$ ) потенциального барьера «воздух-полупроводник», окружающие каждую пору, перекрываются, закрывая каналы протекания тока, и темновой ток отсутствует до напряжений более 300 V (рис.1, кривая 1).

Потенциальный барьер  $\phi_b$  и область объемного заряда -

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s\phi_b}{q^2N_D}},$$

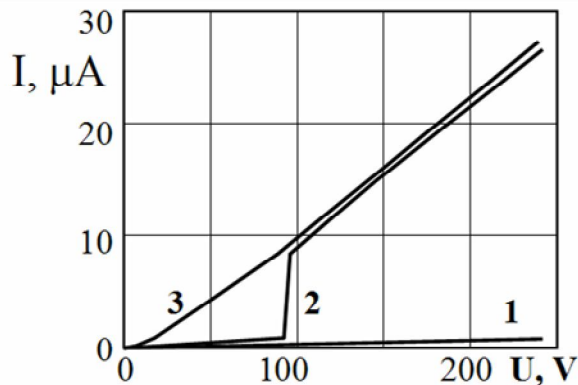
могут быть изменены внешними факторами, наиболее значимый из которых – оптическое излучение. Излучение с энергией фотонов больше ширины запрещенной зоны поглощается в материале, генерируя электрон-дырочные пары. Фотогенерированные неосновные носители заряда разделяются потенциальным барьером  $\phi_b$ , при этом уменьшается ширина области объемного заряда  $W$  до значений

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s(\phi_b - U_{ph})}{q^2N_D}}.$$

Таким образом, с увеличением мощности падающего оптического излучения ширина области объемного заряда вокруг пор уменьшается и, при определенном значении падающей оптической мощности, между порами появляются каналы для протекания тока. В этот момент, напряжение, приложенное к контактам, перераспределяется вдоль каналов в соответствии с их сопротивлением и потенциальный барьер исчезает. Далее, пористая пленка ведет себя как классический резистор (рис.1, кривая 2).

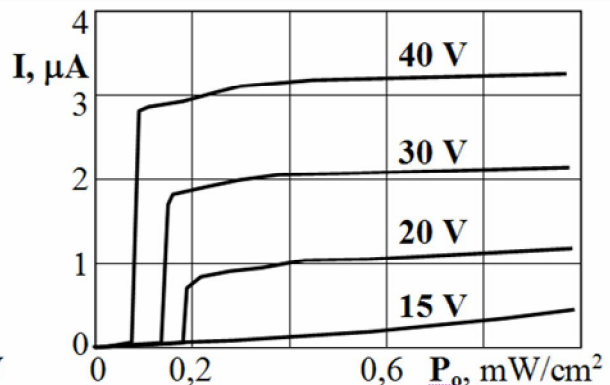


При освещении пленки излучением с большой оптической мощностью эффект «открывания» происходит практически сразу, при малых напряжениях (рис.1, кривая 3).



**Рис. 1.** ВАХ при различных условиях освещения:

1 –  $P_o=0 \text{ mW/cm}^2$ ; 2 –  $P_o=0.05 \text{ mW/cm}^2$ ; 3 –  $P_o=2.5 \text{ mW/cm}^2$ .



**Рис. 2.** Энергетические характеристики при различных напряжениях питания.

питания.

Измеренные энергетические характеристики для такой структуры представлены на рисунке 2. Чем больше напряжение приложено к контактам, тем меньше оптическая мощность требуется для «открытия» структуры.

Наноструктурированные пленки могут использоваться для изготовления оптических детекторов и ключей. Основное преимущество таких детекторов, что рабочий ток формируется основными носителями заряда, инжектированными приложенным напряжением, а фотогенерированные неосновные носители заряда влияют только на формирование каналов проводимости между порами.

### Optoelectronic properties of III-V compounds nanostructured films

Dorogan V., Vieru S., Vieru T.

*Technical University of Moldova*

Nanostructured films were formed by selective electro-chemical etching of the n-GaP substrate and were separated from it by wet chemical etching. Photovoltaic properties of nanostructured films make it possible to use such structures for the manufacture of optical detectors and switches.

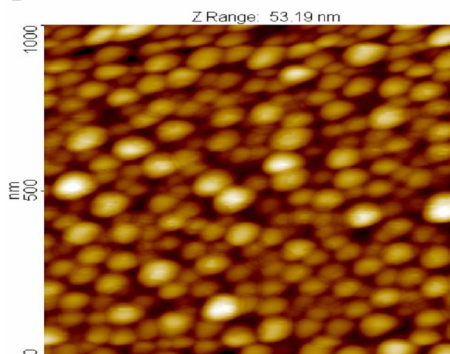
## Особливості створення нанорозмірних кристалів кремнію

Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І.

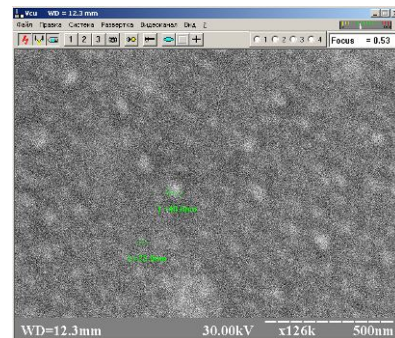
Національний університет “Львівська політехніка”, Львів, Україна

Ниткоподібні кристали Si мікронних розмірів широко використовуються як сенсори фізичних величин (температури, тиску, деформації), працездатних у широкому інтервалі температур, включаючи криогенні [1]. Такі кристали вирощуються у закритій бромідній системі методом хімічних транспортних реакцій [2]. Перспективним для сенсорів є використання нанодротин Si, зокрема для створення наноелектромеханічних систем. Однак, метод закритої системи є непридатним для створення таких систем.

Робота присвячена вивченню особливостей росту ансамблю квантових точок та нанодротин Si методом хімічної газофазової епітаксії у відкритій транспортній системі. Нанодротини вирощують з вихідних матеріалів SiCl<sub>4</sub> та H<sub>2</sub> згідно відомого механізму ПРК [3]. Процес вирощування включає два етапи. Перший – утворення крапель Si-метал на пластині кремнію. На другому етапі з крапель виростають нанодротини Si. Існує чимало методів формування Si-метал квантових точок. Найбільш прецизійним є нанолітографія. Проте даний метод не завжди доступний. Створення мікросхем на основі наноструктур потребує пошуку нових методів з використанням технологій самоорганізації. Найпростішим методом одержання крапель Si-метал є осадження тонкої плівки золота на кремнійовій підкладці та підігріву підкладки до температури утворення евтектики Si-метал. На наступному етапі відбувається утворення нанодротин Si з крапель Si-метал.



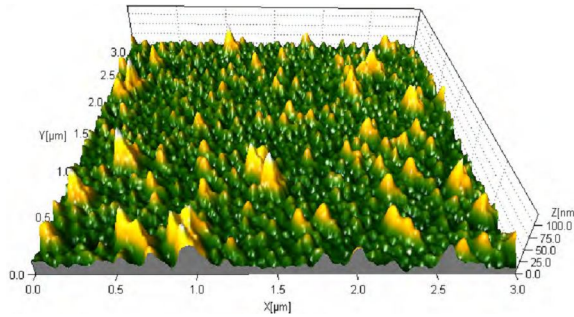
**Рис.1.** Розподіл крапель Si-Au на Si підкладці з плівкою золота товщиною 9 нм після відпалу при 600°C



**Рис.2.** Вигляд Si-підкладки з плівкою золота товщиною 4 нм після відпалу при 620°C

Нанодротини кремнію вирощували з використанням золота як ініціатора росту. В результаті на кремнійовій підкладці орієнтації <100> були вирощені плівки золота різного діаметра – від 3 до 10 нм (рис.1, 2). Дослідження в АСМ показали, що плівки були однорідними за структурою. Середній діаметр крапель Si-Au істотно залежить від товщини вирощених

плівок і зменшується від 100 до 40 нм при зменшенні товщини плівки від 9 до 4 нм.



**Рис. 3.** Утворення Si-дротин на Si підкладці з плівкою золота товщиною 9 нм при 600°C

Вирощування нанодротин Si відбувається при пропусканні над кремнійовою підкладкою газової суміші SiCl<sub>4</sub> та H<sub>2</sub> при температурі 600°C. В результаті на пластині утворюється ансамбль нанодротин Si (рис.3). Середній діаметр нанодротин залежить від товщини плівок золота подібно, як діаметр крапель Si-Au. Крім того, збільшення часу росту приводить до зростання діаметра нанодротин. Важливо зазначити, що, не зважаючи на дисперсність, утворюються нанодротини з двома характеристичними діаметрами. Більшість кристалів мають діаметр порядку 30 та 50 нм. Цей факт можна пояснити на основі методу самоорганізації з урахуванням уявлень про “зони живлення”. Розглянуто основні положення даного підходу, які добре узгоджуються з експериментальними результатами. Вирощені нандротини можна використати для створення ряду мікроелектромеханічних систем, зокрема сенсорів механічних величин.

1. Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I. et al. Studies of Pieoresistance and Piezomagneto-resistance in Si Whiskers at Cryogenic Temperatures // Cryst.Res. Technol. – 2002. – V. 37. – P. 243-257.
2. Druzhinin A., Ostrovskii I. Investigation of Si-Ge whiskers growth by CVD // Phys. Stat. Sol. (C). – 2004. – V. 1, No. 2. – P. 333-336.
3. Givargizov E.I. Growth of Si plate from vapour. – Moscow, Nauka, – 1977.  
*Робота виконана за часткової підтримки проекту УНТЦ №4080.*

### **Peculiarities of silicon nanowires forming**

A.A. Druzhinin, I.P.Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, S.I.Nichkalo

*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

The paper deals with a study of growth peculiarities of Si nanowires array by CVD method in open system. The wires are grown from SiCl<sub>4</sub> and H<sub>2</sub> precursors with use of Au as initiator of growth according to VLS mechanism. Growth procedure includes two stages: first – creation of Si-Au dots on silicon substrate; second – growing of Si wires from Si-Au droplets.

## **Кристалохімічна залежність енергетичного перерозподілу валентних електронів та зміна зонної енергії матеріалів при їх диспергуванні до нанорозмірів**

Зауличний Я.В.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
Київ, Україна*

Внаслідок зникнення розщеплення  $Sp$ -рівнів при розриві ковалентних  $sp^3$ -гібридних зв'язків після подрібнення алмазів до нанорозмірів відбувається енергетичний перерозподіл  $Sp$ -електронів. В вуглецевих наноматеріалах з замкненими  $sp^2$ -гібридними зв'язками (фулеренах і бездефектних нанотрубках) виявлено енергетичний перерозподіл тільки  $Sp_\pi$ -станів, завдяки зміні ступеня  $\pi$ -перекриття при зменшенні радіусів фулеренів та нанотрубок. В фрагментованих оніонах, дефектних нанотрубках і нановолокнах в такий перерозподіл  $Sp$ -станів вносить додатковий вклад розрив  $sp^2$ -зв'язків.

Після розриву в  $c$ -BN,  $TiO_2$ ,  $BaTiO_3$ ,  $SiO_2$  Me-X-зв'язків, енергетичні рівні, що їм відповідають, перерозподіляються до стелі валентної зони, де зосереджені незв'язуючі стани. Виявлена також кристало-структурна залежність таких енергетичних перерозподілів валентних електронів.

Співвідношення питомих звужень емісійних смуг -  $\eta_{XK\alpha}/\eta_{TiL\alpha} \sim Q_{Xp}/Q_{Tid}$ . Після консолідації нанопорошків  $TiC$  та  $TiN$  при кімнатних температурах і тисках 7 ГПа  $TiL\alpha$ ,  $CK\alpha$  та  $NK\alpha$ -смуги емісії розширились в тих діапазонах енергії, де вони були звужені в спектрах нанопорошків, внаслідок розщеплення рівнів поверхневих атомів контактуючих наночастинок при утворенні прямих хімічних зв'язків між ними.

Експериментально показано, що енергетичний перерозподіл валентних  $Op$ - і  $Tid$ -станів внаслідок диспергування рутилоподібного  $r$ - $TiO_2$  та  $BaTiO_3$  до середніх розмірів  $d=10$  нм і  $d=24$  нм призводить до збільшення зонної енергії в нанопорошках (в  $TiO_2$  - на 18 %, в  $BaTiO_3$  - на 11 %).

Розрахунки розподілу щільності електронів в різних атомних площинах  $r$ - $TiO_2$  та  $p$ - $BaTiO_3$  показали наявність в  $r$ - $TiO_2$  крім  $Tisd+Op$  ще й  $Opp$ -зв'язуючих станів, які відсутні в  $BaTiO_3$ .

### **Crystal-chemical dependence of energy redistribution of valence electrons and changes of band energy when dispersing materials to nanosizes**

Zaulychnyy Ya.V.

*Frantsevich Institute for Problems of Materials Science of NASU, Kyiv, Ukraine*

The electronic structure in carbon nanomaterials,  $c$ -BN,  $TiO_2$ ,  $BaTiO_3$ ,  $SiO_2$  has been investigated by means of the ultra-soft X-ray emission

spectroscopy. Calculations of density distribution in different atomic planes have been realized.

## Домішки рідкісноземельних елементів гадолінію та європію в телуридах свинцю й олова: поведінка, вплив на властивості і взаємодія з власними дефектами

Заячук Д.М.<sup>1</sup>, Микитюк В.І.<sup>2</sup>, Хандожко О.Г.<sup>2</sup>, Шлемкевич В.В.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича, Чернівці, Україна

В доповіді узагальнюються, підсумовуються й аналізуються результати технологічних та експериментальних досліджень, виконаних протягом останніх років, що стосуються проблем поведінки в телуридах свинцю й олова домішок рідкісноземельних елементів гадолінію і європію, їх впливу на властивості легованих кристалів та взаємодії з власними точковими і неточковими типу преципітатів телуру дефектами кристалічної матриці.

Гадоліній і європій як легуючі домішки в телуридах свинцю й олова вибрані для дослідження з тих міркувань, що вони є оптимальними об'єкти для співставлень, які могли би дати відповідь на питання, що є більш важливим у процесі легування – притаманний домішці як такій власний зарядовий стан іона, чи зарядовий стан іона кристалічної матриці, яку цей іон заміщає. Гадоліній у більшості випадків веде себе як тривалентна домішка  $Gd^{3+}$ , віддаючи на зв'язки свої  $5d^1$  і  $6s^2$  валентні електрони. Європій є типовою двовалентною домішкою  $Eu^{2+}$ , що віддає на зв'язки  $6s^2$  валентні електрони. Основний стан іонів свинцю й олова в  $PbTe$  і твердому розчині  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  відповідає станам  $Pb^{2+}$  і  $Sn^{2+}$ , що і дозволяє очікувати на деякі відповіді у поставленому питанні. Крім того, тривалентний іон  $Gd^{3+}$  і двовалентний  $Eu^{2+}$  знаходяться у  $S$ -стані, який є дуже зручним для детектування магнітоактивних центрів методом ЕПР за будь-яких температур, включаючи кімнатну.

Відповідно до завдань дослідження в роботі розглядаються й аналізуються такі питання:

- вплив домішок  $Gd$  і  $Eu$  на характер електропровідності легованих кристалів;
- електронний парамагнітний резонанс легованих зразків (кристалічних і порошкових);
- магнітна сприйнятливість кристалічних легованих матеріалів;
- вплив низькотемпературного та високотемпературного відпалу на характер спектрів ЕПР та магнітну сприйнятливість досліджуваних матеріалів.

Виявлено і аналізуються спільні і відмінні риси поведінки легуючих домішок гадолінію і європію в кристалах телуридів свинцю і олова, а також їх можливі причини і наслідки.

**Rare-earth element impurities of gadolinium and europium with lead and tin telluride: behavior, influence on the properties and interaction with native defects**

Zayachuk D.M.<sup>1</sup>, Mykytyuk V.I.<sup>2</sup>, Khandozhko O.G.<sup>2</sup>, and Shlemkevych V.V.<sup>2</sup>

*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

*Yu. Fed'kovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Influence of *Gd* and *Eu* impurities on conductivity of lead and tin telluride doped crystals, EPR crystal and powder doped samples, magnetic susceptibility of crystal doped samples, influence of low and high temperature annealing on EPR spectra and magnetic susceptibility are considered and analyzed. Common and different traits of behavior of gadolinium and europium doped impurities with crystals under study as well as their possible causes and consequences are revealed and discussed.

**Особливості структури та оптичних й експлуатаційних властивостей тонкоплівкових покриттів на основі оксидів, фторидів та халькогенідів металів**

Зінченко В.Ф.<sup>1</sup>, Кочерба Г.І.<sup>2</sup>, Соболь В.П.<sup>3</sup>,  
Мозкова О.В.<sup>3</sup>, Марків В.Я.<sup>4</sup>, Белявіна Н.М.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Фізико-хімічний інститут ім. О.В. Богатського НАН України, Одеса, Україна*

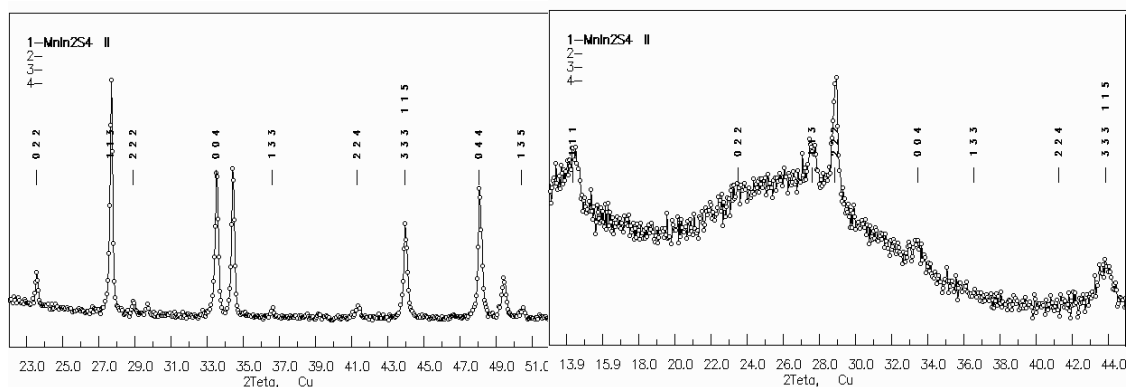
<sup>2</sup> *СНВП "Нові матеріали і технології", Одеса, Україна*

<sup>3</sup> *КП "Центральне конструкторське бюро "Арсенал", Київ, Україна*

<sup>4</sup> *Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Плівкоутворюючі матеріали (ПУМ) широко застосовуються в оптиці, оптоелектроніці та лазерній техніці для створення інтерференційних, захисних, провідних та інших функціональних покриттів [1,2].

Проведено аналіз впливу складу ПУМ на основі оксидів, фторидів та халькогенідів металів та умов термічного випаровування на структуру та параметри отримуваних з них тонкошарових покриттів. Показано, що при достатньо високих швидкостях випаровування, особливо, на холодні підкладки халькогенідів металів з розвиненою системою полярних ковалентних зв'язків утворюються покриття переважно аморфної природи. Натомість сполуки кубічної структури, наприклад, сульфошпінель  $MnIn_2S_4$  при випаровуванні утворюють покриття, що поряд з аморфною компонентою містять кристалічну фазу (рис. 1).



**Рис. 1.** Фрагмент дифракційного спектра ПУМ на основі сульфошпінелі  $MnIn_2S_4$  (а) та фрагмент дифракційної картини покриття з нього (б)

Ще більш характерними є рентгеноаморфні покриття для складнооксидних ПУМ, зокрема дититанатів та танталатів РЗМ. При випаровуванні індивідуальних фторидів металів одержувані покриття мають кристалічну структуру, подібну до такої для вихідних ПУМ. У випадку складнофторидних ПУМ, отримані з них покриття мають аморфну природу (табл.). Особливі риси притаманні ПУМ на основі сульфофторидів РЗМ складу RESF (RE – Sc, Y, La÷Lu), при термічному

**Таблиця**

Структура вихідних ПУМ та тонкоплівкових покриттів та їх оптичні й експлуатаційні властивості

Вихідний ПУМ		Тонкоплівкове покриття	
Склад	Структура	Структура	Розсіювання,%
$Sm_2Ti_2O_7$	куб.	p/a	0,04÷0,05
$NdTaO_4$	монокл.	p/a	0,11÷0,13
$BaY_2F_8$	монокл.	p/a	0,5
$MgF_2-LuF_3$	$MgF_2$ ,тетр.+ $LuF_3$ ,ромб.	$MgF_2$ , тетр.+p/a	0,05÷0,06
$YbF_3-SrF_2-HfF_4$	$YbF_3$ , ромб.+ $YbF_3$ , гекс.	p/a	0,01÷0,02
$ZnIn_2S_4$	ромбоедр.	p/a	0,04÷0,05
$MnIn_2S_4$	куб.	$MnIn_2S_4$ , куб.+ p/a	0,04÷0,05
$YbIn_2S_4$	ромбоедр.	p/a	0,03÷0,04

Примітка: p/a – рентгеноаморфна структура

випаровуванні яких утворюються покриття, що містять кристалічну фазу відповідного фториду та аморфну компоненту невідомої природи. Утворення аморфно-кристалічних покриттів сприяє покращенню їх оптичних та експлуатаційних властивостей.

1. И.Я.Бубис, В.А.Вейденбах, И.И.Духопел. Справочник технолога-оптика: Справочник / Под общ. ред. С.М.Кузнецова и М.А.Окатова. – Л.: Машиностроение, Ленингр. Отделение, 1983.– 414 с.

2. В.Ф.Зинченко. Научные основы прогнозирования и создания пленкообразующих материалов для интерференционной оптики // Оптич. журн.– 2006. – Т. 73, № 12. – С. 72-77.

**Peculiarities of structure and optical & operational properties of thin-film coatings based on oxides, fluorides and chalcogenides of metals**

Zinchenko V.F.<sup>1</sup>, Kocherba G.I.<sup>2</sup>, Sobol' V.P.<sup>3</sup>,  
Mozkova O.V.<sup>3</sup>, Markiv V.Ya.<sup>4</sup>, Belyavina N.M.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>A. V. Bogatsky Physico-Chemical Institute of NAS of Ukraine, Odesa, Ukraine

<sup>2</sup>JV "New Materials and Technologies", Odesa, Ukraine

<sup>3</sup>Taras Shevchenko Kyiv National University, Kyiv, Ukraine

<sup>4</sup>SE "Central Design Office "Arsenal", Kyiv, Ukraine

Analysis of the effect of composition of film-forming materials (FFM) and conditions of their thermal evaporation on the structure and properties of the obtained coatings is carried out. It is established that complex oxides, fluorides and chalcogenides form an amorphous coating at the rapid evaporation and condensation on the cold substrate. While the initial FFM has a cubic structure, a significant part of crystalline phase appears in the coating. Formation of amorphous-crystalline structures in the coating promotes improvement of its optical and operational properties.

**Динаміка зміни параметрів InGaN/GaN наногетероструктур при критичних режимах навантаження**

Киселюк М.П., Власенко О.І., Ляшенко О.В.<sup>1</sup>, Велешук В.П.

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

<sup>1</sup>*Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Збільшення інтенсивності випромінювання *InGaN/GaN* наногетероструктур, як і інших світловипромінюючих структур, досягається збільшенням струмів (як постійних, так і імпульсних), однак якщо вони значно перевищують задані (виробником) максимальні, то це звичайно призводить до катастрофічного зменшення часу їх роботи.

Раніше авторами відмічалось у [1], що величини максимальних струмів (критичні для збереження робочого стану хоча б на деякий час) залежать від способу підвищення струму – однокрокового чи багатокрокового з певним функціональним зв'язком.

В роботі досліджено функціонування *InGaN/GaN* структур при протіканні через них постійного струму, що значно перевищує заявлений виробником постійний максимальний струм світлодіоду ( $I_m=20$  мА), в залежності від передісторії їх навантаження. Для експерименту



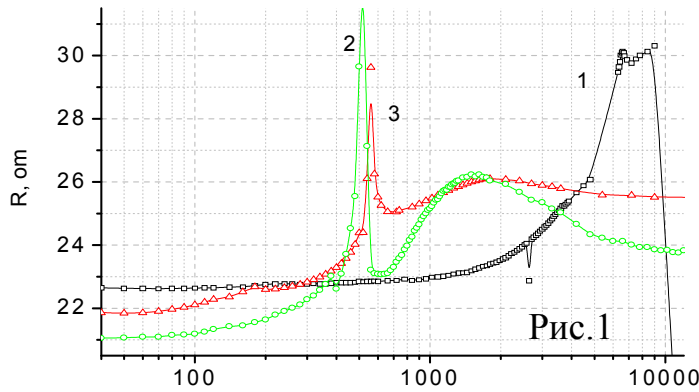


Рис.1

відбирались структури з початковим статичним опором  $R_{co}=298\div 300$  Ом при постійному струмі  $I=20$  мА.

На рис. 1 зображено залежність величини  $R_c$  від часу роботи  $t$  при  $I=160$  мА. Навантаження відбувалось покровоко із затримкою 6 хв між

кроками за формулами  $I_1=1,86n^2+10$  (визначена в [2] як “оптимальна”, крива 1) та, для порівняння,  $I_2=1,03n^2+10$  (крива 2) та  $I_3=16,7n+10$  (крива 3), де  $n$  — номер кроку (рис.2).

Вказана залежність  $I_1$  (крива 1) визначена емпірично, на основі досліджень більше 300 світловипромінюючих структур на основі  $InGaN/GaN$ , а також  $GaAsP$  та  $GaAlAs$  [1,2]. Одним з основних критеріїв її

визначення була відсутність, припинення, або значне зменшення інтенсивності акустичної емісії (АЕ). При цьому протяжна в часі (5-10 хвилин) інтенсивна АЕ при надпорогових для виникнення АЕ  $J$  вказує на поточні активні процеси локальної динамічної пере-будови дефектної підсистеми, схильність до деградації та на понижену надійність структури.

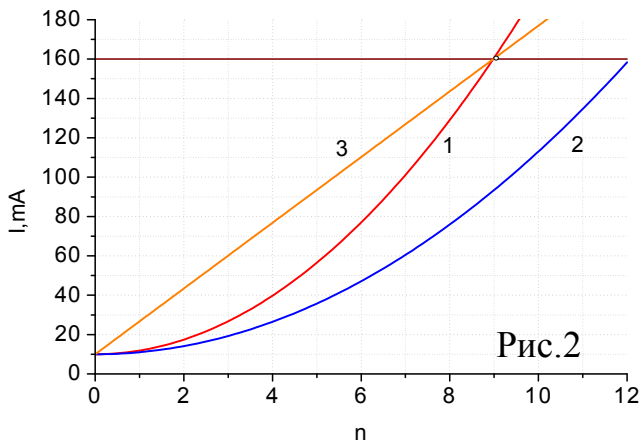


Рис.2

Відсутність АЕ (або короткочасна АЕ) в кожному наступному кроці вказує на підвищену надійність структури (приладу). Це дозволяє здійснити попередній відбір більш стабільних структур та пристроїв, оскільки припинення АЕ означає припинення інтенсивних процесів дефектоутворення та перехід структури (при заданому  $J$ ) у більш стійкий метастабільний стан і є підставою для збільшення  $J$  (нового кроку).

При інших “неоптимальних” способах навантаження отримані криві, аналогічні до кривих 2 та 3. В максимумах  $R_c(t)$  спостерігається різке збільшення швидкості деградації ефективності електролюмінесценції.

Оскільки при  $I>120$  мА деградація цих структур супроводжується інтенсивними процесами дефектоутворення (зі спонтанним виділенням механічної енергії, [1,2]), то, очевидно, що релаксація  $R_c$  свідчить про зміну механізмів провідності та зв'язок їх з цими процесами.

1. A.I. Vlasenko, O.V. Lyashenko, V.P. Veleschuk, M.P. Kisseluk Dynamics of acoustic emission in light-emitting  $A_3B_5$  structures // Sem. Phys., Quant. Elec. & Optoe. – 2008. – Т. 11. № 4. – Р. 385-391.
2. В.Ф. Мачулін, О.І. Власенко, П.Ф. Олексенко, О.В. Ляшенко та ін. Акустична емісія в світловипромінюючих InGaN/GaN наногетероструктурах // Мат. конф. “НСС-2008”, Ужгород, 13-16 жовтня 2008. – С.56.

### **Dynamics of parameters change of InGaN/GaN nanoheterostructures at critical loading modes**

Kysselyuk M.P., Vlasenko O.I., Lyashenko O.V.<sup>1</sup>, Veleschuk V.P.

*V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>1</sup>*Taras Shevchenko Kyiv National University, Kyiv, Ukraine*

It is investigated functioning *InGaN/GaN* nanoheterostructures at flowing of a direct current, which considerably exceeds the constant maximal current of these structures, depending on history of their loading by current.

### **Використання високороздільної Х-променевої дифрактометрії для характеристики тензорних деформаційних полів у напівпровідникових наноструктурах**

Кладько В.П.

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

Явище самоорганізації в напівпровідникових гетероструктурах InGaAs/GaAs з квантовими точками (КТ), або ланцюгами КТ є останнім часом об'єктом інтенсивного дослідження. Для досягнення оптимальних умов їх росту необхідно встановити механізми взаємодії між пружною релаксацією деформацій і ступенем впорядкування КТ. Це потребує інформації про цілий ряд структурних і деформаційних характеристик структури, зокрема, товщина шарів і період, значення деформації ґратки в шарах і на границях.

Високороздільна Х-променева дифрактометрія (ВРХД) застосовується для дослідження внутрішньої структури напівпровідникових кристалів. Останнім часом досить часто виникає необхідність дослідження об'єктів субмікронного масштабу – надґраток, структур з квантовими точками і дротами. Тому, методи високороздільної рентгенівської дифрактометрії для розв'язку подібних задач повинні забезпечувати субмікронну роздільну здатність по об'єкту, а також достатню точність визначення параметрів таких структур.

Дана доповідь буде присвячена висвітленню основних нових методів ВРХД на основі динамічної теорії дифракції Х-променів в багатошарових структурах, а також результатам досліджень деформаційних та

композиційних властивостей багат шарових напружених структур з квантовими точками.

Зокрема відмічено можливості ВРХД для визначення фізичних механізмів відповідальних за процеси релаксації деформацій, динаміку зміни просторового впорядкування масивів квантових точок в багат шарових наноструктурах і встановлення оптимальних режимів росту і термообробок, які забезпечують отримання найбільш однорідного впорядкування квантових точок заданого розміру, форми та складу.

При цьому показана можливість реконструкції елементарної комірки квантових точок в багат шарових структурах при використанні двовимірних карт оберненого простору. Аналізуються результати дослідження механізму початкової стадії переходу від пошарового росту плівки до утворення тривимірних (3D) острівців, зокрема, залежності 2D-3D переходу від різних факторів, що впливають на процес самоорганізованого формування InGaAs острівців (температури росту, швидкості осадження, компонентного складу, орієнтації підкладки). Встановлена роль поверхневої сегрегації індію в структурних та композиційних змінах і спонтанній латеральній модуляції складу.

Представлені нові результати по дослідженню впливу зовнішніх чинників (температура росту, температура відпалу, молекулярний потік арсену) на деформаційний стан багат шарової системи та просторове впорядкування КТ. Встановлено взаємозв'язок між макродеформацією багат шарових структур (кривизною системи) та мікродеформаційними параметрами і геометричними характеристиками та його впливу на дифракційну картину.

Ще однією важливою проблемою є неоднозначність визначення розподілу компонентів на границях інтерфейсу в багаткомпонентних квантових шарах НГ та вплив анізотропії деформаційних полів на криві дифракційного відбиття (КДВ).

Частина доповіді буде присвячена аналізу теоретичних підходів для опису і аналізу спостережуваних одно-, та двовимірних профілів розподілу дифрагованих інтенсивностей, які базуються на динамічній теорії дифракції. Розглянута проблема отримання з аналізу однієї КДВ багатьох структурних параметрів.

1. Yu.I. Mazur, Z.M. Wang, G.J. Salamo, V.V. Strelchuk, V.P. Kladko, V.F. Machulin, M.Ya. Valakh, M.O. Manasreh // J. Appl. Phys. – 2006. – V. 99. – P. 023517.
2. V.P. Kladko, M.V. Slobodian, V.V. Strelchuk, O.N. Yefanov, V.F. Machulin, Yu.I. Mazur, Zh.M. Wang, G.J. Salamo // Phys. Stat. Sol. – 2007. – A204. – С. 675.
3. Кладько В.П., Мачулін В.Ф., Григор'єв Д.О., Прокопенко І.В. Рентгенооптичні ефекти в багат шарових періодичних квантових структурах. – Київ: „Наукова думка”, 2006, – 287 с.

4. Єфанов О.М., Кладько В.П., Мачулін В.Ф., Молодкін В.Б. Динамічна дифракція X-променів у багатошарових структурах. –Київ: „Наукова думка”, 2008. – 223 с.

**Using of high-resolution X-ray diffractometry for characterization of the tensor deformations fields in semiconductor nanostructures**

Kladko V.P.

*V. Lashkaryov Institute of semiconductors physics of NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine*

This lecture will be devoted to illumination of basic new methods of HRXRD on the basis of dynamic theory of X-rays diffraction in multilayered structures, and also to results of researches of deformations and composition properties of multilayered strained quantum dot structures.

**Дослідження ефектів самоорганізації в системі носіїв заряду при високих рівнях збудження квантоворозмірних структур на основі нанокристалів ZnSe**

Коваленко О.В., Тищенко В.В.<sup>1</sup>

*Дніпропетровський національний університет ім. О. Гончара,*

*Дніпропетровськ, Україна;*

<sup>1</sup>*Інститут фізики НАН України, Київ, Україна*

Тонкі напівпровідникові шари, квантові точки, квантові нитки на основі нанокристалів ZnSe були отримані методом фотостимульованої газофазної епітаксії (photo-assisted VPE - PAVPE) на підкладках GaAs (100). На підставі даних електронної мікроскопії, рентгенодифракційного аналізу та екситонної спектроскопії було встановлено, що квантові точки здатні до певної самоупорядкованості. Вона вбачається в тому, що радіуси квантових кульок мають тяжіння до двох величин  $R^L = 36,6 \div 41,2$  нм та  $R^S = 3,5 \div 4,0$  нм (відповідно L та S компоненти). Радіуси кульок були розраховані завдяки апроксимації даних рентгенодифракційного аналізу біля лінії відбиття (111) нанокристалів ZnSe на підкладках GaAs (100). Розміри саме цих кульок визначають спектр екситонної фотолюмінесценції квантових точок ZnSe. В роботі проведені розрахунки щодо відповідності положення максимумів фотолюмінесценції обумовлених випромінюванням вільних екситонів L та S компонент розмірам квантових кульок. Проведені також розрахунки щодо залежності енергії забороненої зони нанокристалів ZnSe в залежності від розмірів квантових кульок.

Проаналізовано процеси, що спостерігаються при підвищенні рівня збудження фотолюмінесценції квантових точок. При цьому інтенсивність короткохвильової частини S- смуги підсідає в той час, як інтенсивність її “червоної” частини зростає. Смуга стає більш асиметричною, крім того, змінюється співвідношення інтенсивності S- смуги до інтенсивності L-

смуги.  $L$  – смуга підростає з одночасним звуженням блакитної частини  $S$ - смуги. Ці спостереження вказують що при підвищенні рівня збудження в системі нерівноважних носіїв нанокристалів відчутну роль починають відігравати процеси взаємодії носіїв, які сприяють спектральній дифузії. Підвищення температури приводить до тих ж самих ефектів -  $S$ - смуга стає більш асиметричною за рахунок зниження інтенсивності її “блакитної” частини та підвищення інтенсивності “червоної” частини. Водночас зростає відносна інтенсивність  $L$  – смуги.

Роботу було виконано в межах договору № Ф25.4/207 за фінансової підтримки Державного фонду фундаментальних досліджень МОН України.

### **Investigation the effect of self-organized in the system of charges with high level excitation in quantum well structures on the basis growth of ZnSe nanocrystals**

Kovalenko A.V., Tishchenko V.V.<sup>1</sup>

*Dnepropetrovsk National University, Dnepropetrovsk, Ukraine,*

<sup>1</sup>*Institute of Physics National Academy of Science of Ukraine, Kiev, Ukraine*

The paper will report on our investigation of the application of scanning electron microscopy, x-ray diffraction, and photoluminescence techniques for characterization of ZnSe nanocrystals grown on GaAs (100) substrate from the vapor phase. The applied characterization techniques show the evidence for coexistence of two sets of nanocrystals with rather different characteristic sizes. In addition, the lowest energy levels of spherically shaped nanocrystals are calculated in the framework of the effective-mass approximation and compared with photoluminescence data. It has been investigated the photoluminescence spectra with high level excitation in quantum well structures on the basis growth of ZnSe nanocrystals.

### **Першопринципні розрахунки та коливні спектри плівок при заміні As на Sb, Bi у сполуках $As(Sb,Bi)_2S_3$**

Кондрат О.Б., Попович Н.І., Голомб Р.М.,  
Міца В.М., Петраченков О.Є., Стегура С.І.

*ДВНЗ “Ужгородський національний університет”, Ужгород, Україна*

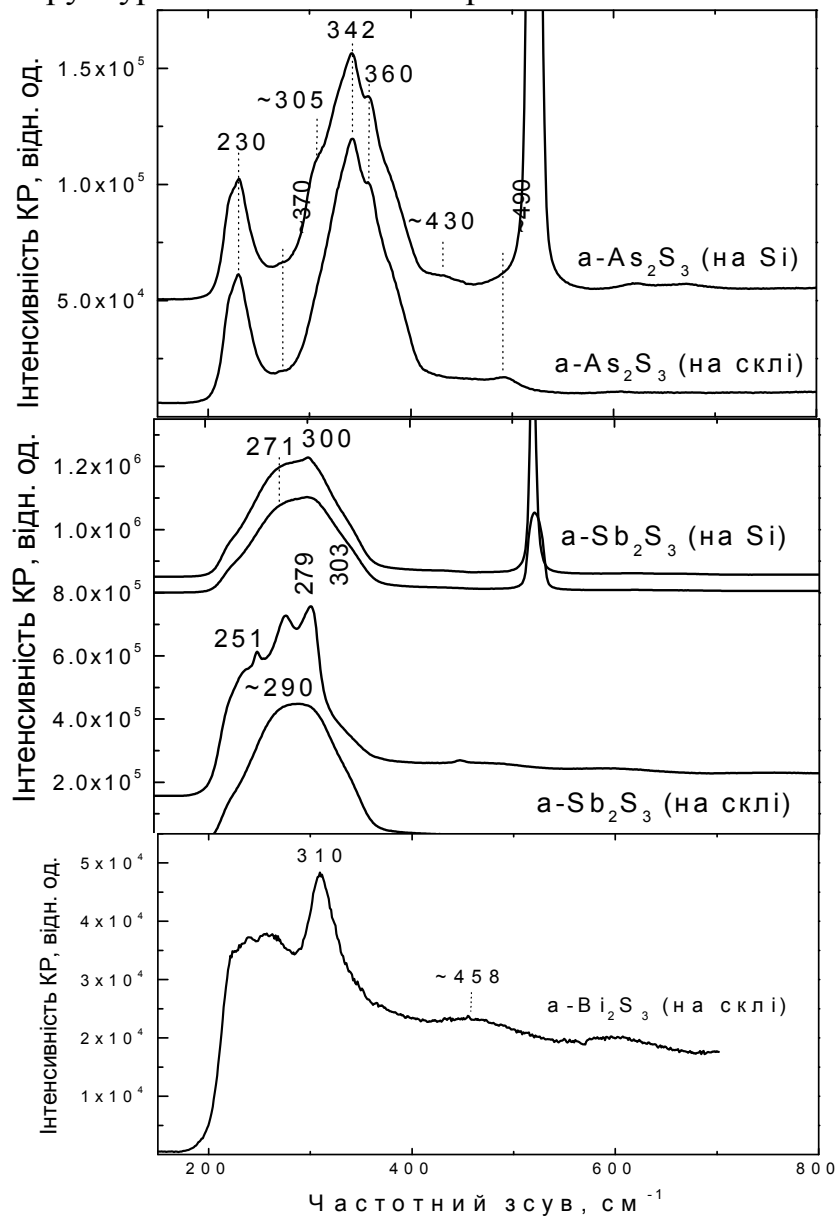
Метою даної роботи є порівняльний аналіз розрахованих та експериментальних коливних спектрів плівок при заміні As на Bi (Sb) у сполуках  $As_2S_3$ ,  $Bi_2S_3$  та  $Sb_2S_3$ .

Некристалічні плівки трисульфідів миш'яку, вісмуту і стибію різної товщини на скляних і кремнієвих підкладках одержані методом дискретного термічного напилення на базі вакуумного поста ВУП-5к, удосконаленого так, щоб легко змінювати швидкість випаровування,

температуру випаровувача, кількість зразків різної товщини за один цикл наплення.

Для вимірювання Раман-спектрів використовувалась система Renishaw System 1000, обладнана мікроскопом з набором об'єктивів. Для збудження розсіювання використовувався діодний лазер з довжиною хвилі  $\lambda_{36}=785$  нм (енергія збуджуючих фотонів  $E_{36}=1.58$  eV).

При моделюванні кластерів для першопринципних розрахунків в якості вихідних даних використовувались моделі фрагментів структури кристалів  $As_2S_3$  та  $Bi(Sb)_2S_3$ . Розрахунок цих структур є корисним для розуміння ступені відмінності вільних фрагментів від кристалів в оптимальній геометрії, енергетичних властивостях, а ще більше – в їх електронній структурі та коливних спектрах.



**Рис. 1.** Спектри КРС плівок  $As_2S_3$ ,  $Sb_2S_3$ ,  $Bi_2S_3$ , зняті при довжині хвилі лазерного збудження 785 нм.

Розрахунки оптимальної геометрії та коливних властивостей кластерів здійснювалися з використанням пакету квантово-механічних програм GAMESS (US). Структури оптимізувалися у рамках методу самоузгодженого поля (СУП) з використанням методу функціоналу густини (DFT) з гібридним функціоналом B3LYP. В якості базисного набору для важких атомів використовувався базис Stuttgart RLC ECP, для насичуючих атомів водню - стандартний поплівський базис 3-21G.

Результати вимірювання спектрів КРС досліджуваних плівок наведені на рисунку. Видно, що при товщині плівки  $\sim 1000 \text{ \AA}$  Раман спектр плівки  $\text{Bi}_2\text{S}_3$  містить одну широку смугу з максимумом при  $\sim 238 \text{ cm}^{-1}$ , яка характерна для плівок у некристалічному стані. Раман-спектр плівки  $\text{As}_2\text{S}_3$  має багатомодову структуру; форма спектру для області товщин 1000-10000  $\text{ \AA}$  є незмінною. Проведено першопринципні розрахунки коливних спектрів кластерів  $\text{As}(\text{Bi}, \text{Sb})_n\text{S}_m$  та одержано якісне узгодження розрахункових даних з експериментальними.

### **Ab initio calculations and Raman spectra of $\text{As}(\text{Sb}, \text{Bi})_2\text{S}_3$ films at exchange As to Sb, Bi**

Kondrat O., Popovich N., Holomb R., Mitsa V., Petrachenkov O., Stegura S.

*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

Non-crystalline  $\text{As}(\text{Bi}, \text{Sb})_2\text{S}_3$  films of different thickness were obtained by discrete thermal evaporation on glassy and silica substrates. The Raman spectra of films were measured using Renishaw System 1000 spectrophotometer. The optimal geometry and vibrational properties of  $\text{As}(\text{Bi}, \text{Sb})_n\text{S}_m$  clusters were calculated from ab initio using quantum-mechanic program GAMESS (US). The experimental Raman spectra agree well with the calculated one and were interpreted by using our cluster models.

### **Низкотемпературное формирование контактных слоев силицидов платины для силовых диодов Шоттки**

Конопляник И.В.<sup>1</sup>, Мильчанин О.В.<sup>1</sup>, Комаров Ф.Ф.<sup>1</sup>, Шабека Е.П.<sup>1</sup>  
Турцевич А.С.<sup>2</sup>, Соловьев Я.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИ ПФП им. А.Н. Севченко БГУ, Минск, Беларусь

<sup>2</sup>УП “Завод Транзистор” НПО “Интеграл”, Минск, Беларусь

Применение металлов с большим значением высоты барьера позволяет значительно уменьшить обратный ток силовых диодов Шоттки, который экспоненциально возрастает с увеличением температуры кристалла и приложенного обратного напряжения. Размеры контактов элементов силовых диодов Шоттки достигают десятков  $\text{mm}^2$ , поэтому принципиально важно получить максимально однородный как по составу, так и по толщине контактный слой, ввиду того, что вероятность пробоя



максимальна в областях, где кромка контактного слоя имеет наиболее острые края. В данной работе исследованы структурные и электрофизические свойства контактных слоев силицидов платины, сформированных на кремниевых пластинах после напыления тонких слоев платины в ходе низкотемпературных термообработок (100-400°C).

Установлено, что процесс силицидообразования в системе Pt/Si начинается с температур 200 °C и выше. В ходе термообработки при 200 °C единственной формируемой силицидной фазой является Pt<sub>2</sub>Si. Формирование фазы PtSi регистрируется при температурах выше 260 °C. Установлено, что скорость формирования фазы Pt<sub>2</sub>Si выше, чем для фазы PtSi, при заданной температуре. Влияния типа проводимости кремниевой подложки на процесс силицидообразования зарегистрировано не было. Тонкие слои силицидов платины, сформированные при более низких температурах (200-300 °C), имеют меньший разброс по толщине, а также характеризуются более однородным размером зерен.

### **Low Temperature Formation of Platinum Silicide Contact Layers for Schottky Diodes**

Konoplyanyk I.V.<sup>1</sup>, Mylchanin O.V.<sup>1</sup>, Komarov F.F.<sup>1</sup>, Shabeka E.P.<sup>1</sup>  
Turtsevich A.S.<sup>2</sup>, Solovyov Ya.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*NRI PFP by it. A.N. Sevchenko BGU, Minsk, Byelorussia*

<sup>2</sup>*UP "Factory Transistor" of NPO "Integral", Minsk, Byelorussia*

The low temperature formation of platinum silicide contact layers was investigated. It is found that Pt<sub>2</sub>Si and PtSi silicides are formed at the temperature of 200°C and 260°C, correspondingly. The formation of silicide layers does not depend on a type of Si wafer doping. A decrease of formation temperature has resulted in an increase of uniformity of grain's size (according to TEM).

### **Низькорозмірні структури кремнію та германію: екситонні стани, способи формування та фотолюмінесцентні властивості**

Корбутяк Д.В., Крюченко Ю.В., Купчак І.М., Каганович Е.Б.,  
Манойлов Е.Г., Саченко А.В., Среселі О.М.<sup>1</sup>

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

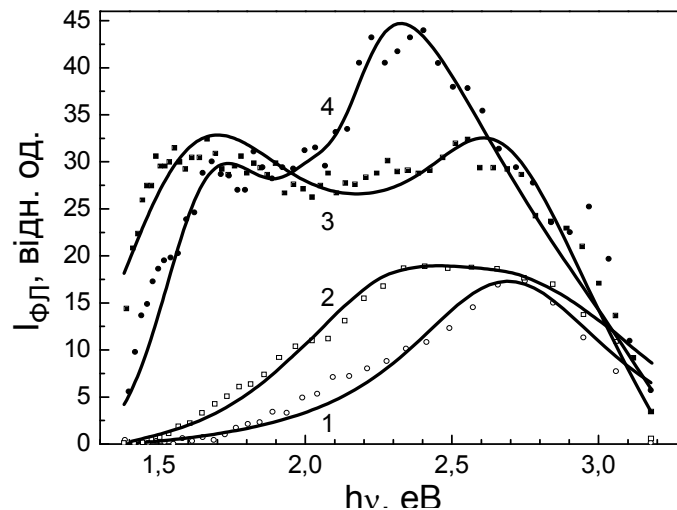
<sup>1</sup>*Фізико-технічний інститут ім. А.Ф. Йоффе РАН, Санкт-Петербург, Росія*

Методом імпульсного лазерного осадження (ІЛО) одержані плівки з кремнієвими і германієвими нанокристаллами (НК) у SiO<sub>2</sub>-, GeO<sub>2</sub>- та Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-матрицях. Топометричні дослідження поверхні плівок проводились методом скануючої атомно-силової мікроскопії. Фазовий склад та

кристалічну структуру плівок контролювали методом дифракції рентгенівських променів. Наявність НК в одержаних плівках була підтверджена дослідженнями комбінаційного розсіяння світла. Вимірювались спектри фотолюмінесценції (ФЛ) з часовим розділенням в діапазонах енергій 1,4 – 3,2 еВ і часів релаксації ФЛ від 50 нс до десятків мікросекунд.

Встановлено, що розмірами Si (Ge) НК можна керувати в діапазоні від 1 до 10 нм вибором режиму осадження, дози опромінення мішені (2 - 20 Дж/см<sup>2</sup>), тиску робочого газу (6 - 200 Па) та шляхом зміни взаємного положення підкладки і мішені.

Легування золотом призводить, по-перше, до збільшення розмірів НК, через те, що атоми золота є центрами кристалізації наночастинок Si і Ge, а по-друге, внаслідок великого значення електронної спорідненості атоми золота ефективно насичують обірвані зв'язки кремнію на поверхні великих Si та Ge НК і в матрицях SiO<sub>x</sub> і GeO<sub>x</sub>, що формують головний канал безвипромінювальної рекомбінації. Більш того, атоми золота проявляють себе як каталізатор процесу окислення SiO<sub>x</sub> до фази SiO<sub>2</sub>. Пасивація обірваних зв'язків кремнію, германію на інтерфейсі та в оксидних фазах SiO<sub>2</sub> та GeO<sub>2</sub> призводить не тільки до пригнічення безвипромінювального каналу рекомбінації, але і до покращення умов квантово-розмірного ефекту. Доокислення субоксидів до фаз SiO<sub>2</sub> та GeO<sub>2</sub> з меншою діелектричною проникністю має наслідком збільшення ефекту діелектричного підсилення. Все це зумовлює збільшення інтенсивності та стабільності екситонної фотолюмінесценції. Легування атомами золота призводить до ефективного прояву низькоенергетичних смуг фотолюмінесценції.



**Рис. 1.** Спектри екситонної ФЛ в діапазоні часів релаксації ФЛ  $0 < \tau < 250$  нс нелегованих плівок Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (1, 2) і легованих золотом (3, 4), що містять кремнієві (2, 3) і германієві (1, 4) нанокристали. Точки – експеримент, суцільні криві – результати розрахунку.

Показано, що легування вуглецем дозволяє одержати біло-блакитний спектр ФЛ, а золотом – спектр, зміщений в червону область. Стабільність ФЛ збільшується при легуванні золотом; найбільшою стабільністю ФЛ характеризуються Si (Ge) НК в Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-плівках. З'ясовано, що при легуванні вуглецем має місце трансформація бар'єрної фази від слабо окислених молекулярних комплексів до сильно окислених. Бар'єрний шар квантових точок Si і Ge, легований золотом або вуглецем, має практично стехіометричний склад. Атоми кисню, золота та вуглецю насичують обірвані зв'язки кремнію та германію на поверхні Si і Ge НК та в SiO<sub>x</sub>- і GeO<sub>x</sub>-фазах, що зменшує густину центрів безвипромінювальної рекомбінації.

Для прикладу на Рис. 1 наведено отримані спектри екситонної ФЛ з часовим розділенням нелегованих і легованих золотом плівок Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

**Low-dimensional silicon and germanium structures: exciton states, formation techniques and photoluminescent properties**

Korbutyak D.V., Kryuchenko Yu.V., Kupchak I.M., Kaganovych E.B.,  
Manoilov E.G., Sachenko A.V., Sreseli O.M.<sup>1</sup>

*V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>1</sup>*Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

SiO<sub>2</sub>-, GeO<sub>2</sub>- та Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-films containing Si and Ge nanocrystals (NCs) have been formed by pulse laser deposition. It has been determined, that sizes of the Si (Ge) NCs can be controlled in the range from 1 nm to 10 nm by deposition regimes, dose of laser irradiation (2 - 20 J/cm<sup>2</sup>), working gas pressure (6 - 200 Pa) and mutual position of target and substrate. Time-resolved exciton PL spectra have been studied in the films doped with Au and C atoms.

**Функціональних шарів основі об'ємних та низькорозмірних напівпровідникових гетерогенних систем**

Котлярчук Б.К., Савчук В.К., Лесюк Р.І., Бобицький Я.Б.,  
Ошвальдовський М., Жешутек Я.

<sup>1</sup>*Інститут прикладних проблем механіки і математики НАНУ*

<sup>2</sup>*Національний університет «Львівська політехніка»*

<sup>3</sup>*Відділ технічної фізики Познаньської політехніки*

Оптимізовано технологію виготовлення субмікронних плівок виготовляти багаточислові тонкоплівкові зразки та провадити подальші дослідження квантово-розмірних ефектів в них. Електричні – фізично властивості напівпровідникової сполуки (ZnTe, CdTe) визначаються відхиленням від стехіометричного складу, що призводить до утворення власних дефектів. Твердий розчин ZnTe звичайно володіє р-типом провідності з чіткою тенденцією до компенсації донорних домішок. Власні

дефекти утворюють рівні легування в забороненій зоні, компенсують більшість легуючих домішок та утворюють глибокі рівні в забороненій зоні, які підсилюють рекомбінацію носіїв. Такі власні дефекти в доповненні з домішками, і визнають електричні властивості тонких плівок. Концентрація власних дефектів повністю визначається параметрами осадження тонких плівок. При використанні “гетеропари” ZnTe/CdTe для вирощування багат шарових гетероструктур можна сподіватися на отримання однорідних наноструктур з мінімальною кількістю ростових структурних дефектів, оскільки розмір їх кристалічних ґраток є майже однаковий (ZnTe = 6,11 Å, CdTe = 6,46 Å), хоча хімічний склад є різним. Крім того, оскільки сполука ZnTe є прозорою для фотонів з енергією менше 2,26 eV, актуальним є питання створення ефективних та дешевих технологій для вирощування ZnTe тонких плівок для використання в якості контактів для сонячних батарей та при виготовленні світлодіодів (light emitting diodes (LED)). На відміну Імпульсів Лазерів Напружень (ІЛН) метод відрізняється: простою технологічного обладнання; різні матеріали можуть бути отримані в вигляді тонких плівок; можливістю використання газового середовища; простою управління процесом напилення; великим швидкостями росту тонких плівок; можливістю збереження стехіометрії.

По-перше, підвищення рухливості атомів внаслідок наявності в потоці випарованої речовини високоенергетичних частинок та бомбардуванні ними поверхні ростучої плівки. В цьому випадку можна стверджувати про підвищення «ефективної» температури підкладки, завдяки чому плівки ZnTe, CdTe отримані методом ІЛН, по структурних параметрах є еквівалентні плівкам, що були отримані іншими методами при значно вищій температурі підкладки. По-друге, опромінення підкладки високоенергетичними частинками випарованої речовини мішені призводить до очищення її від домішок. По-третє, високі швидкості напилення (аж до 0.6 нм/с) дозволяють значно зменшити забруднення ростучої плівки залишковими газами вакуумної камери. Очевидно, що при ІЛН тонких плівок ZnTe, CdTe, орієнтуюча дія підкладки характеризується по структурно-геометричному принципу: орієнтовані зародки виникають завдяки тонкій атомній топографії поверхні, тобто наявністю на ній цілого ряду потенціальних ям, вздовж яких найбільш енергетично вигідно розташовуватися атомам конденсованої речовини. В цьому випадку, відмінність в періодах кристалічної ґратки ростучої плівки та підкладки, компенсується дислокаціями невідповідності.

Розроблено технологію отримання тонких плівок методом ІЛН при пониженій температурі підкладки. Структурні та електричні параметри отриманих плівок було детально досліджено. Встановлено основні механізми формування кристалічної структури тонких плівок в залежності від фізико-технологічних режимів випаровування та термодинамічних умов

конденсації та типу підкладки. Визначено основні залежності кристалічних та електричних параметрів вирощених плівок від умов росту.

**Formation films in bases into visionary and undersized semiconductor heterogeneous systems**

Kotliarchuk B., Savchuk V., Lesyuk P., Bobitski Ya.,  
Oszwaldowski M., Rzeszute J.

<sup>1</sup>*Ya. Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics, Ukraine National University "L'vivska Politechnika", Lviv, Ukraine*

This paper describes the pulsed laser deposition (PLD) technology of thin films at lower substrate temperature. Dependence of structural and electrical measurements on the substrate reveals improvement temperature. Establish fundamental mechanics model crystalline structure of thin film in depending on circumstances physics-technicality regime evaporation and theme-dynamic condition condenser and type substrates. Determination basis depending on circumstances the crystalline and electrical ZnTe, CdTe films increase at condition grow.

**Изменение морфологической структуры при плавлении - кристаллизации пленочных систем**

Крышталь А.П., Гладких Н.Т., Сухов Р.В.

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

Для решения ряда научных и прикладных задач необходимо создание систем, представляющих собой ансамбль примерно одинаковых наноразмерных частиц на различных подложках. Особенно это актуально в последние годы в связи с потребностями нанотехнологий, например, для нужд нанолитографии. Одним из путей решения этой проблемы является использование различных конденсационных методов, когда на подложке формируются островковые системы с необходимым характерным размером. Однако в этих условиях как при конденсации непосредственно в кристаллическую фазу, так и через промежуточную жидкую фазу с последующей кристаллизацией лишь при малых массовых толщинах наблюдается один максимум на распределении частиц по размерам.

Наряду с этим в работе [1] сообщается о самопроизвольном формировании островковых систем с одномодальным распределением частиц по размерам в результате плавления и последующей кристаллизации сплошных поликристаллических пленок. При этом, если по изучению изменения морфологической структуры сплошных пленок на подложке при их плавлении имеются лишь отдельные разрозненные работы, исследования по самопроизвольному формированию островковых

систем при плавлении и кристаллизации не сплошных пленок практически отсутствуют.

Учитывая, что именно этот путь может оказаться перспективным для создания систем, состоящих из ансамбля примерно одинаковых частиц на подложке, в данной работе проведено исследование изменения морфологической структуры конденсатов Sn, Bi и Sn-Bi эвтектического состава толщиной 2-70 нм на нейтральной аморфной углеродной подложке в результате их плавления и кристаллизации.

Для получения конденсатов Sn, Bi и сплавов Sn-Bi эвтектического состава использовались Sn и Bi чистотой 99,999%, которые испарялись из молибденовых лодочек в вакууме  $10^{-7} \div 10^{-8}$  мм.рт.ст., создаваемом при помощи безмасляной системы откачки. Взаимное расположение испарителей и протяженной подложки позволяло в одном эксперименте, в абсолютно идентичных условиях конденсировать пленки исследуемых металлов отличающиеся лишь массовой толщиной. После плавления и кристаллизации пленки отделялись от монокристаллов NaCl, которые служили в качестве подложки, и исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии. На основании микроснимков с помощью разработанного программного обеспечения рассчитывались морфологические характеристики пленок, а именно, коэффициент заполнения подложки частицами, плотность частиц и функции распределения частиц по размерам.

В результате обнаружено, что до толщин, соответствующих переходу к сплошным пленкам, в результате плавления-кристаллизации происходит самопроизвольное формирование островковых структур с одномодальным распределением их по размерам, которое непосредственно определяется процессом формирования таких конденсатов по механизму Фольмера-Вебера.

Обнаружено, что при переходе от островковой структуры к лабиринтной зависимость коэффициента заполнения от массовой толщины конденсатов после плавления-кристаллизации меняет знак. Показана возможность создания островковых структур на подложке с необходимыми размерами и плотностью.

1. Поверхностная диффузия и растекание. Под. ред. проф. Я.Е. Гегузина, М.: Наука, 1969. – 286с.

### **Variation of morphological structure of film systems during their melting-crystallization**

Gladkikh N.T., Kryshtal A.P., Sukhov R.V.

*V.N. Karazin Kharkov National University, Kharkov, Ukraine*

Studies of morphological structure of island systems formed during melting-crystallization of Sn, Bi and eutectic composition Sn-Bi condensed

films of 2-70nm thickness on the carbon substrate have been presented. Non-monotone dependence of the substrate fill factor has been exposed at the variation of film mass thickness after their melting and crystallization. It was determined the interval of film thicknesses, at melting of which the island systems with the narrow distribution of particles over sizes are formed.

### **Акусто-стимульовані наноманіпуляції частинками вибраних розмірів**

Литвин П.М., Оліх О.Я.<sup>1</sup>, Литвин О.С., Оліх Я.М.,  
Дячинська О.М., Прокопенко І.В.

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАНУ, Київ, Україна  
<sup>1</sup>Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна*

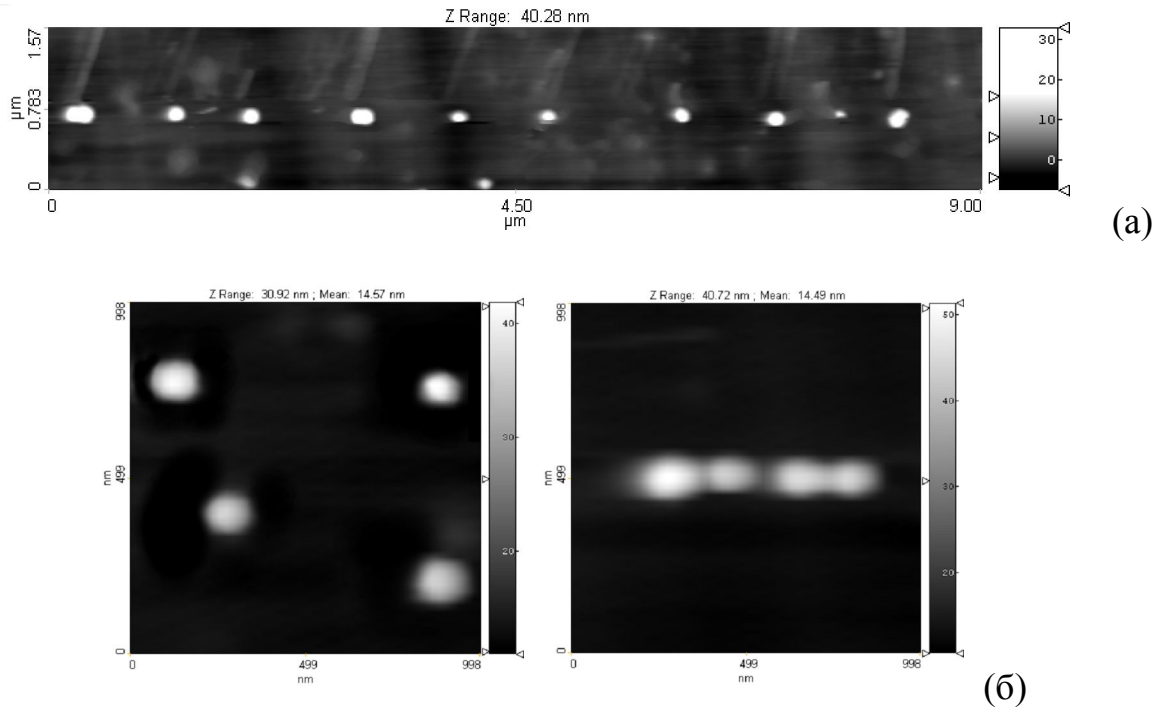
Скануючі зондові мікроскопи (СЗМ) мають вражаючі можливості для діагностики поверхонь на нанорівні, а також керованої їх модифікації. Маніпулювання при кімнатній температурі та нормальних умовах наночастинками, нанотрубками, нанодротами чи іншими об'єктами співмірними із великими молекулами складає цілий напрям в сучасних нанотехнологіях. Такий підхід має значний потенціал у створенні прототипів приладів, корегуванні структур виготовлених іншими способами, створенні наношаблонів та нанотрафаретів для подальшого використання у більш простих технологічних процесах.

Атомно силовий мікроскоп (АСМ) є однією із реалізацій СЗМ, яка вигідно відрізняється від інших можливістю роботи із провідними і непровідними об'єктами при чітко контрольованій величині силової взаємодії і в різних середовищах (вакуум, повітря, рідини). В процесі наноманіпуляцій АСМ одночасно виступає як маніпулятор та як сенсор, а різні методики нанолітографії, які реалізуються АСМ, дозволяють легко інтегрувати нанозборки у мікромасштабні структури, створені методами електронної літографії. Зрозуміло, що при переході до маніпуляцій нанооб'єктами домінуючими стають інші фізичні явища, ніж у макросвіті, що у свою чергу вимагає розробки нових підходів і методів реалізації.

У даній роботі нами експериментально продемонстровано можливість керованого переміщення та упорядкування частинок розміром 20-200 нм при скануванні за допомогою АСМ поверхні напівпровідника (Ge), в якому збуджені ультразвукові (УЗ) хвилі мегагерцового діапазону – див. рис.1. Зазначимо, що виявлені просторові зміщення наночастинок ( $10^6$  м) не співрозмірні ні з довжиною акустичної хвилі ( $10^{-3}$  м), ні з амплітудою атомних зміщень при поширенні УЗ ( $10^{-9}$  м). В роботі також показано взаємозв'язок амплітуди та частота УЗ з розміром (масою) частинок, які переміщуються. На нашу думку, однією з основних причин



виявленого ефекту є акустокероване зменшення ефективної величини зв'язку наночастинок з поверхнею.



**Рис.1.** Приклади стимульованих ультразвуком наноманіпуляцій: а – впорядковані частинки розміром 200 нм; б – невпорядковані частинки розміром 20 нм (ліворуч) і вони ж, вибудувані в лінію АСМ зондом (праворуч).

Реалізована методика може застосовуватись для наноманіпуляцій при кімнатних умовах частинками різних матеріалів: сортування їх за розмірами на поверхнях, розміщення за заданим рисунком тощо.

### **Size-selecting nanomanipulations assisted by ultrasound**

Lytvyn P.M., Olikh O.Ya.<sup>1</sup>, Lytvyn O.S., Olikh Ya.M.,  
Dyachyn's'ka O.M., Prokopenko I.V

V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine

<sup>1</sup>Kyiv National Taras Shevchenko University, Kyiv, Ukraine

The ultrasound assisted size-selecting nanomanipulations are demonstrated by means of atomic force microscope. It was shown that nanoparticles of predefined sizes could be moved if the ultrasound vibration of corresponding frequency and amplitude was applied to the surface.

The technique realized could be used for nanomanipulations with particles of various materials at ambient conditions to make size-separation, alignment according predefined pattern, etcetera.

## Визначення фундаментальних характеристик напівпровідникових плівок методом холодної емісії

В.Литовченко, А.Євтух, А.Григор'єв  
Т.Хартнагель, О.Ілмазоглу, Д.Павлідіс<sup>2</sup>

*Інститут фізики напівпровідників НАН України, Київ, Україна*  
<sup>1</sup>*Технічний Університет, Дармштадт*

Дослідження польової (холодної) електронної емісії в останній час набуло значного розвитку завдяки новітнім досягненням мікро та наноелектроніки. Названі технології дозволили відтворюваним чином формувати гострійні катоди надмалих (аж до наномасштабних) розмірів, що забезпечило отримання високих електричних полів  $\sim (10^6-10^7 \text{ В/см})$ , наявність яких необхідна для спостереження процесів автоелектронної польової емісії. Останні дослідження емісії з напівпровідникових матеріалів свідчать про можливість отримання важливих характеристик цих матеріалів.

Як відомо, в простому (“металічному”) варіанті, де виконується вироджена статистика для електронів, вольтамперні характеристики описуються простим співвідношенням Фаулера-Нордгейма (FN) [1]:

$$I = \frac{A(m^*)E^2}{W} \exp\left[-\frac{BW^{3/2}}{E}\right],$$

де робота виходу  $W$  є принциповим параметром, що вираховується з нахилу  $I(V)$  залежності, побудованої в шкалі  $\text{Ln } I/E^2$  від  $I/E$ , (обернені напруженості електронного поля). Параметр  $W$  є важливою характеристикою тонких плівок, поверхневого шару та поверхні в процесах емісії, каталіза, адсорбції.

Вимірювання роботи виходу дає додаткові можливості для визначення такого важливого параметра як енергетичної ширини забороненої зони  $E_g$ . Як було показано в наших роботах [ 2 ,3 ], для великого кола напівпровідникових кристалів, а саме, неполярних кубічних матеріалів (з структурою цинкової обманки) має місце співвідношення, яке зв'язує роботу виходу з  $E_g$ :

$$W + E_g = 5,5 \text{ [eV]} - \Delta ,$$

де  $\sim (0,5 - 1) \text{ eV}$  – мала поправка. Отже, вимірюючи для нових матеріалів за допомогою польової емісії величину  $W$ , ми безпосередньо можемо визначити  $E_g$ . Це демонструється в цитованих роботах 1,2 як для відомих, так і нових, передбачених речовин, в тому числі і складних кристалічних композитів. Зокрема, таким методом були прораховані параметри тонких плівок  $\text{CSi}_x\text{Ge}_y$ , карбоборонітридів CBN та інших речовин з різними ширинами забороненої зони – що відповідають ІЧ та УФ діапазону міжзонного поглинання.

Для багатьох напівпровідників зонна структура є багатодолинною, і тут польова емісія, завдяки перезаселенню долин розігрітими електричним полем (або енергійними квантами світла) електронами, дозволяє незалежним (по відношенню до інших) методом отримати параметри сателітних долин  $E_{g2}$ ,  $E_{g3}$  ... та міждолинні відстані  $E_{g0}-E_{g1}$ . Названі величини вираховуються з залежностей  $FN$ , що розпадаються на декілька ломаних ліній, які відповідають підключенню до емісії все більш високих долин.

Нарешті з вимірів енергорозподілу  $I(\epsilon)$  струму польової емісії виникає можливість отримання ще однієї зонної характеристики – енергорозподілу станів в дозволених зонах  $N(\epsilon)$ . Розрахунок показує що для квантоворозмірних (т.зв. нанорозмірних) катодів енергорозподіл електронів має монохроматичний вигляд, тобто перебачається формування дельтавидного джерела вільних електронів [4], що може знайти важливе практичне використання у вакуумній електроніці.

*Робота підтримана Проектом МОН України М\175.2007 та Президії НАН України Ш-10-2009.*

1. М.Г.Находкін, Д.І. Шека. Фізичні основи мікро та наноелектроніки, вид. – КНУ, 2005.
2. V.Litovchenko // Phys.Rev. – 2002. – B65. V.1-4. – P. 153108.
3. V.Litovchenko, A.Grygorev // Ukr.J.-Phys. – 2008. – V. 52, N 9. – P. 897.
4. V.Litovchenko // Ukr.J.Phys. – 2009. V. 54. – P. 189.

## **Поздовжній ефект Керра в багатошарових наноплівках [Co/Cu(111)]<sub>n</sub> в магнітному полі**

Лукієнко І.М., Харченко М.Ф.

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАНУ,  
Харків, Україна*

В багатошарових наноплівках „нормальний/ферромагнітний метал” (ФМ/НМ) просторове квантування руху електронів провідності зумовлює фізичні ефекти, які мають практичне значення. Серед них – гігантський магніторезистивний ефект та спінова поляризація електронів провідності в шарі нормального металу. Багатошарові та сендвічеві плівки типу ФМ/НМ мають яскраво виражені особливості магнітооптичних властивостей, які залежать від товщини шару нормального металу і які, зокрема, полягають в періодичному збільшенні величини ефекту Керра в насиченому магнітному стані. Між величинами магнітооптичних ефектів плівок та величиною і знаком обмінного зв'язку між ферромагнітними шарами багатошарової плівки спостерігається кореляція. Періодичні зміни пов'язуються з спіноюю поляризацією електронів провідності в шарах

нормального металу, змінами їх електронного спектру, а також із змінами оптичних властивостей інтерфейсного шару.

В доповіді повідомляється про збільшення величини поздовжнього індукованого магнітним полем магнітооптичного ефекту Керра (парамагнітного ефекту Керра) в багатошарових плівках типу  $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_n$ , що мають товщину шарів міді, при якій встановлюється антиферромагнітний зв'язок між шарами кобальту. Досліджувались приготовлені методом магнетронного розпилення плівки  $\text{Cu}(1.25 \text{ nm})/\text{Co}(0.8 \text{ nm})/[\text{Cu}(d_{\text{Cu}})(111) / \text{Co}(0.8 \text{ nm})]_{19}/\text{Cu}(5.0 \text{ nm})/\text{слюда}$ . У всіх зразках номінальна товщина шарів кобальту була однаковою і складала 0.8 нм, а товщини мідних шарів змінювались через 0.1 нм від 0.6 до 2.0 нм.

Крім монотонного зменшення ефекту Керра при збільшенні товщини шарів міді, зумовленого поглинанням світла, і збільшення магнітооптичної сталої при товщинах шарів, які забезпечують екстремальний обмінний зв'язок між шарами Co, спостерігалось лінійне збільшення еліптичності і кута обертання осі поляризації Керра в магнітному полі при тих самих товщинах мідних шарів. Абсолютні значення кута обертання осі поляризації світла при поздовжньому ефекті Керра  $\theta(H)$  ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) в залежності від величини напруженості магнітного поля для деяких плівок з вказаними товщинами шарів міді показані на Рис. 1a. Залежності нормованої величини  $\theta(H_k)/\theta_s$  при різній напруженості магнітного поля від товщини шарів міді представлені на Рис. 1b. Товщини  $d_{\text{Cu}}$ , при яких має встановлюватись обмінний зв'язок між шарами кобальту в системі  $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]$  відмічені.

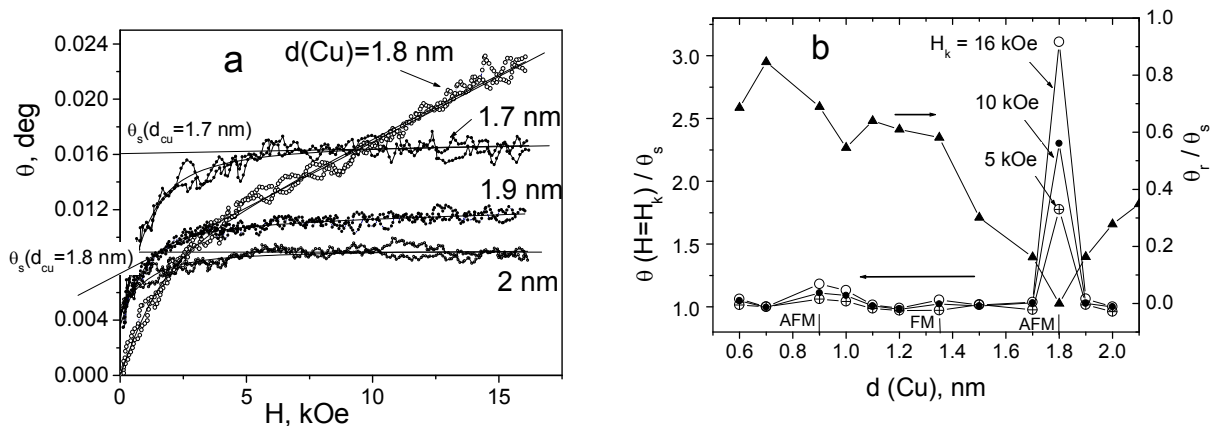


Рис. 1a, b.

Рисунки демонструють індуковане полем збільшення ефекту Керра. Провали на залежності нормованого залишкового ефекту  $\theta_r = \theta(H=0)/\theta_s$  від товщини мідних шарів вказують на існування АФМ зв'язку між шарами кобальту при товщинах шарів міді 1.0 та 1.8 нм. Особливо велике збільшення нормованого ефекту Керра в магнітному полі спостерігається при  $d_{\text{Cu}}=1.8$  нм.

Залежність величини індукованого ефекту Керра від довжини світлової хвилі виявилась відмінною від дисперсійної залежності

спонтанного ефекту Керра. Ця обставина говорить про різні механізми виникнення ферромагнітного спонтанного і індукованого полем „парамагнітного” ефектів. В доповіді приводяться аргументи на користь припущення, що збільшення ефекту Керра в магнітному полі зумовлено збільшенням парамагнітної сприйнятливості електронів провідності в інтерфейсах завдяки збільшенню їх густини на рівні Фермі та гібридизації d-(Co) і ps-(Cu) електронних станів в умовах дії квантового розмірного ефекту та завдяки суттєвому збільшенню магнітооптичної сталої для інтерфейсу.

**The longitudinal Kerr effect in multilayers [Co/Cu(111)]<sub>n</sub>  
in magnetic field**

Lukiyenko I.M., Kharchenko M.

*Institute for Low Temperature Physics and Engineering of NASU, Kharkiv, Ukraine*

The results of magneto-optical Kerr effect measurements for the series of the multilayered [Co/Cu]<sub>20</sub> ultra-thin films are presented. The strong magnetic-field-induced enhancement of the Kerr rotation and ellipticity was revealed at  $d_{Cu} = 1.8$  nm. The most probable reason of these changes is an influence of a quantum size effect for spin-polarized electrons in the Cu-layers on hybridization of d(Co)- and sp(Cu)-electrons at the Cu/Co interfaces.

**Формування термостабільних нанорозмірних плівок NiSi на  
монокристалічному кремнії**

Макогон Ю.М., Павлова О.П., Сидоренко С.І., Беддіс Г.<sup>1</sup>,  
Вербицька Т.І., Шкарбань Р.А.

*Національний технічний університет України*

*“Київський політехнічний інститут”, Київ, Україна*

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Chemnitz University of Technology, Germany*

Вирішити питання підвищення ступеню інтеграції мікросхем та їх надійної експлуатації можливо шляхом застосування термічностійких нанорозмірних плівок силіцидів перехідних металів як функціональних елементів. Силіцид NiSi - проміжна фаза в твердотільній реакції між Ni і Si задовольняє вимогам нанотехнологій. Він має металевий характер провідності, самий низький серед відомих силіцидів металів електроопір (~ 10 мкОм·см). Формування NiSi є дифузійно-контрольованим процесом, що забезпечує гладку морфологію поверхні. Під час утворення NiSi використання кремнію підкладки в середньому на 30% менше, ніж під час утворення інших силіцидів (CoSi<sub>2</sub> і TiSi<sub>2</sub>), що, в умовах переходу до нанорозмірів, робить його прийнятним для створення мілкозалягаючих p-n-переходів. Проблема використання NiSi в мікроелектроніці в тому, що за температури 1020K відбувається фазовий перехід NiSi в NiSi<sub>2</sub> з більш

високим електроопором. Так як 75% технологічних операцій по виготовленню мікросхеми здійснюється за підвищених температур після того, як силіцидна плівка сформована, важливим є підвищення термічної стабільності фази NiSi.

Метою роботи було визначення впливу легування Pt плівки Ni на послідовність фазоутворення і термічну стабільність силіциду NiSi в нанорозмірній плівковій композиції (НПК) [(Ni+Pt) 30 нм]/Si(001) в порівнянні з НПК Ni(30 нм)/Si(001). НПК були одержані магнетронним розпорошенням мішені (Ni+Pt) з різною концентрацією Pt (0,73; 3,35; 8,24; 20,00 ат.%) на підкладку монокристалічного Si(001) за кімнатної температури. Термічна обробка зразків проводилась в вакуумі  $\sim 1,3 \cdot 10^{-3}$  Па в температурному інтервалі 670-1270К. Твердотільні реакції досліджені методами рентгеноструктурного фазового аналізу, просвічувальної електронної мікроскопії поперечних перерізів (cross-section), Оже-електронної спектроскопії, зворотнього розсіяння Резерфорда і резистометрії.

Встановлено, що твердотільні реакції в НПК [(Ni+Pt) 30 нм]/Si(001) починаються з формування високоомної фази Ni<sub>2</sub>Si, збагаченої на кремній. Зі збільшенням концентрації Pt температура утворення Ni<sub>2</sub>Si підвищується з 670 до 770К. Перехід фази Ni<sub>2</sub>Si в низькоомну фазу NiSi завершується після відпаду за температури 870К незалежно від концентрації Pt. Сформована плівка NiSi термостабільна до температури 1220К, що на 200К вище, ніж в НПК Ni(30 нм)/Si(001).

### **Formation of thermostable nanodimensional NiSi films on monocrystalline silicon**

Макогон Іу.М., Pavlova O.P., Sidorenko S.I., Beddies G.<sup>1</sup>,  
Verbyzka T.I., Shkarban R.A.

*National Technical University of Ukraine "Kiev Polytechnic Institute", Kiev, Ukraine*  
<sup>1</sup>*Institute of Physics, Chemnitz University of Technology, Germany*

This work is devoted to improvement of the thermal stability of NiSi films by increase of the energy barrier for NiSi<sub>2</sub> nucleation due to Pt alloying of Ni film in Ni(Pt)/Si(001) thin film system. It is established that Pt addition permits to form nanodimensional NiSi films thermostable up 1220K. Presence of Pt decreases activation energy for NiSi formation reaction due to formation Ni-Pt-Si ternary compound.

## Влияние наночастиц и ионов серебра на спектрально-люминесцентные свойства редкоземельных активаторов в оксидных пленках

Малашкевич Г.Е.<sup>1</sup>, Шевченко Г.П.<sup>2</sup>, Семкова Г.И.<sup>1</sup>,  
Потапенко Л.Т.<sup>2</sup>, Першукевич П.П.<sup>1</sup>, Прусова И.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова Национальной академии наук  
Беларуси, Минск, Беларусь

<sup>2</sup>НИИ физико-химических проблем Белорусского государственного  
университета, Минск, Беларусь

Несмотря на многолетние исследования эффекта увеличения интенсивности люминесценции редкоземельных активаторов при наличии в матрице наночастиц серебра его причины до сих пор являются предметом дискуссии. В частности, подавляющее большинство авторов опубликованных работ объясняют подобный эффект увеличением вблизи металлических наночастиц вероятности оптических переходов активатора с частотами, совпадающими с частотой полосы поверхностного плазмонного поглощения. Полученные же нами результаты свидетельствуют, что для оксидных Ln–Ag-содержащих пленок указанный эффект обусловлен главным образом сенсбилизацией люминесценции редкоземельного активатора простыми и сложными ионами серебра, а также его кластерами. Обзор наших исследований, дополненных последними результатами, и представлен в настоящей работе.

Для исследования были выбраны полученные коллоидно-химическим методом пленки на основе оксидов кремния и германия, легированные соединениями серебра и лантаноидов (европия и самария) в концентрации до 20 масс %. Пленкообразующие растворы готовились из кислых ( $\text{SiO}_2$ ) и щелочных ( $\text{SiO}_2$  и  $\text{GeO}_2$ ) зольей. Легирование осуществлялось азотнокислыми солями указанных металлов, а в случае щелочного золя лантаноиды вводились в виде тартратного комплекса. Пленки наносились на кварцевые подложки методом центрифугирования и отжигались на воздухе при разных температурах.

Установлено, что отжиг полученных с использованием щелочного золя пленок  $\text{GeO}_2\text{--Ln}_2\text{O}_3\text{--Ag}$  сопровождается образованием фазы германата серебра, термоллиз которой ведет к формированию наночастиц  $(\text{Ag}^0)_m$  с размерами, зависящими от температурно-временных условий синтеза. При этом редкоземельный активатор оказывает конкурирующее влияние на взаимодействие серебра с оксидом германия, приводя к зависимости «спектроскопического поведения» полосы плазмонного поглощения наночастиц  $(\text{Ag}^0)_m$  как от концентрации Ag, так и от мольного соотношения  $\text{Ag}/\text{Ln}_2\text{O}_3$ . Формирующиеся наночастицы при дальнейшем отжиге начинают окисляться с образованием простых и сложных ионов



серебра, а также его олигомерных кластеров  $Ag_m^{n+}$ , которые стабилизируются на поверхности  $(Ag^0)_m$ . Одновременно имеет место образование сложных Ln–Ag-центров, представляющих собой оксокомплексы лантаноида, химически связанные с ионами и кластерами серебра. Аналогичные процессы характерны и для пленок  $SiO_2-Ln_2O_3-Ag$ , полученных из щелочного золя.

Реализация химических связей Ln–O–Ag позволяет добиться высокой (при определенных условиях близкой к 100%) эффективности сенсibilизации люминесценции  $Ln^{3+}$  ионами и кластерами серебра, однако по мере фотовосстановления ионов серебра эта эффективность заметно снижается. Вместе с тем, с учетом интенсивного УФ-поглощения такими сенсibilизаторами это обеспечивает синтезированным пленкам эффективность люминесценции, сравнимую с характерной для пленок, активированными органическими комплексами Ln. Одновременно наблюдается трехкратное увеличение интенсивности перехода  ${}^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$  ( $\lambda \approx 395$  нм) ионов  $Eu^{3+}$ , которое мы связываем главным образом с реализацией указанных химических связей. Непосредственное же влияние наночастиц  $(Ag^0)_m$  на люминесценцию редкоземельного активатора в нашем эксперименте сводилось в основном к тушению его энергетических состояний.

Пленки, полученные с использованием кислого золя, также характеризуются эффективной сенсibilизацией люминесценции  $Ln^{3+}$  простыми и сложными ионами серебра, однако появления в их спектре поглощения характерной для наночастиц  $(Ag^0)_m$  плазмонной полосы не наблюдается. При этом имеет место увеличение в 2–4 раза интенсивности «сверхчувствительных» переходов  ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_2$  ( $\lambda \approx 465$  нм),  ${}^5L_6$ ,  ${}^5H_6$  ( $\lambda \approx 317$  нм) и, предположительно,  ${}^7F_1 \rightarrow {}^5I_7 + {}^5K_5$  ( $\lambda \approx 282$  нм) ионов  $Eu^{3+}$ .

### **Influence of nanoparticles and ions of silver on spectral-luminescent properties of rare earth activators in oxide films**

Malashkevich G.E.<sup>1</sup>, Shevchenko G.P.<sup>2</sup>, Semkova G.I.<sup>1</sup>,  
Potapenko L.T.<sup>2</sup>, Pershukevich P.P.<sup>1</sup>, Prusova I.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*B.I.Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus,  
Minsk, Belarus*

<sup>2</sup>*Research Institute of Physicochemical Problems, Belarussian State University,  
Minsk, Belarus*

An enhancement of luminescence of  $Ln^{3+}$  ions (Ln=Eu, Sm) in thin gel-films on the basis of  $SiO_2$  and  $GeO_2$  co-doped with Ag are investigated. It has been established that the main origin of this effect is formation of complex Ln–Ag centers with a high quantum yield of the intracenter transfer of excitations to the rare-earth activator from  $Ag_m^{n+}$  oligomer clusters located on the surface of silver nanoparticles and silver ions.

## Нитевидные кристаллы теллурида свинца–олова легированные индием

Меглей Д.Ф., Дынту М.П., Дону С.В.

*Институт электронной инженерии и промышленных технологий Академии наук  
Молдовы, Кишинев, Республика Молдова*

Полупроводниковые твердые растворы  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  являются на протяжении уже многих лет перспективными материалами для создания излучателей и приемников ИК-излучения в диапазоне спектра 3-14 мкм. Кроме того, данные материалы находят применение в термоэлектричестве в области температур ( 500 – 700 ) °С и тензометрии.

Однако, особенности кристаллохимических свойств материалов группы  $A^{IV}B^{VI}$  приводят к образованию высокой концентрации собственных дефектов, дислокаций и других нарушений кристаллической решетки, что во многом затрудняет изготовление приборов с высокими физическими параметрами.

В данной работе представлены результаты по изучению структурных дефектов и некоторых свойств нитевидных кристаллов (НК) твердого раствора  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ , легированные индием, полученных методом сублимации в кварцевых капиллярах с внутренним диаметром (10-120) мкм и длиной около 20 см, р- и n-типа проводимости. Примесь индия в количестве 0,2-0,6 ат.% волилось в шихту при синтезе материала.

Измерения электрических параметров НК, полученных из шихты с содержанием (0,2-0,3) ат.% индия показали, что они являются р- типа проводимости. С увеличением содержания индия до 0,4 ат.% получили НК как р-так и n-типа проводимости, а при росте из шихты с содержанием 0,5 ат.% индия – с n-типом проводимости. Наиболее однородными по электрическим параметрам НК были получены из шихты с содержанием 0,6 ат.% индия.

Электронно-микроскопические и рентгенографические исследования показали, что НК монокристалличны, растут преимущественно вдоль кристаллографического направления  $\langle 100 \rangle$ , наблюдается однородное распределение примеси индия по их длине и имеют более совершенную структуру чем объемные кристаллы, выращенные аналогичным способом.

О высокой однородности исследуемых НК свидетельствуют сравнительно невысокая плотность дислокаций ( $7 \cdot 10 - 3 \cdot 10^3$ )  $см^{-2}$  и результаты измерения микротвердости. Установлено, что микротвердость НК, легированных индием выше микротвердости нелегированных образцов и составляла (56-72)  $кГ/мм^2$  для образцов р-типа и (50-63)  $кГ/мм^2$  для n-типа проводимости в диапазоне диаметров НК (10-80) мкм. Наблюдалась возрастание микротвердости в 2-3 раза в зависимости от концентрации примеси индия в интервале (0,1-0,4) ат% как для образцов р-типа, так и n-типа проводимости. Следует отметить, что при увеличении

концентрации индия (выше 0,6 ат%) наблюдается уменьшение микротвердости.

Подобраны условия химико-механической полировки НК что приводит к минимальному нарушению поверхностного слоя до 2 мкм, тогда как механическая шлифовка доводит глубину нарушенного слоя до 20 мкм.

Установлено наличие связи между способом обработки поверхности нитевидных кристаллов PbSnTe, легированных индием, плотностью структурных дефектов и электрическими параметрами.

## **Каталітичні властивості металічних поверхонь: моделювання впливу домішок на прикладі реакції окислення монооксиду вуглецю**

Мриглод І.М., Бзовська І.С.

*Інститут фізики конденсованих систем НАН України, Львів, Україна*

При розгляді гетерогенно-каталітичних реакцій часто говорять про отруйні речовини, які значно понижують активність каталізаторів. Тому при теоретичному розгляді каталітичних реакцій потрібно враховувати присутність домішкових атомів чи молекул, які безпосередньо в реакції участі не беруть, але зменшують кількість активних вузлів на поверхні каталізатора, і тим самим знижують його активність.

Намаганню розглянути вплив домішкових атомів на протікання однієї з каталітичних реакцій, а саме реакції синтезу вуглекислого газу, присвячене наше дослідження. Зокрема, наша мета – врахувати вплив рівноважних домішок на реакцію в рамках ґраткової моделі із взаємодіями на поверхні та на основі рівнянь хімічної кінетики. Нами отримано низку рівнянь, що описують динаміку реакції на поверхні каталізатора з домішками, та знайдено їх розв'язки у наближенні середнього поля. Зміщення на діаграмі з'являється насамперед через зміну коефіцієнтів прилипання, спричинену наявністю на поверхні домішок. Це призводить, в свою чергу, до зменшення покриття СО і збільшення покриття кисню, що узгоджується з експериментальними результатами. Врахування домішок на поверхні через величину покриття домішок і через зміну коефіцієнтів прилипання впливає на фазову діаграму несиметричним чином: вплив на верхню гілку є незначним, тоді як нижня гілка суттєво зміщується до області вищих тисків. Збільшення густини домішок призводить до звуження області бістабільності. З аналізу кінетичних рівнянь аналітично знайдено умову існування області біфуркацій.

**Catalytic properties of metal surfaces: modeling  
of the effect of impurities on CO oxidation reaction**

Mryglod I., Bzovska I.

*Institute for Condensed Matter Physics of National  
Academy of Sciences of Ukraine, Lviv, Ukraine*

The goal of this work is to study the effect of impurities, adsorbed on the catalysts' surface, on catalytic reactions, namely CO oxidation reaction, within lattice-gas and kinetic models. For theoretical study of the effect a self-consistent approach, which incorporates nearest-neighbour interactions between coadsorbates, is proposed.

**Структурні особливості формування нанофаз в процесі  
взаємодії ультрадисперсних частинок  
з рідкометалевою матрицею.**

Мудрий С., Штаблавий І., Шевернога І.

*Львівського національного університету імені Івана Франка, Львів, Україна*

Композитні матеріали з металевою матрицею є перспективними матеріалами в галузі машинобудування, електроніки та інших галузей промисловості. На даний час такі матеріали отримують методами порошкової металургії, спіканням за наявності рідкої фази, литтям з одночасним перемішуванням та іншими методами. Як армуючу фазу в таких композитах використовують металеві волокна та дрібнодисперсні керамічні частинки. На сьогодні все більшої популярності набувають нанокompозитні матеріали в яких наночастинки знаходяться в полімерній чи металевій матриці. Ці матеріали цікаві тим, що їх властивості суттєво залежать як від природи нановключень так і від їх розмірів. Отримання таких матеріалів ґрунтується на додаванні наночастинок, або їх формуванні з дрібнодисперсних металевих частинок шляхом дифузії та хімічної взаємодії на межі розділу рідина-дрібнодисперсна металева частинка.

В даній роботі досліджено формування нанокompозиту шляхом взаємодії дрібнодисперсних частинок нікелю з легкоплавкими металами (In, Bi, Sn). Частинок нікелю вводились в розплав під тиском інертного газу через капіляр який в подальшому використовували для перемішування розплаву. Кристалізували сплав виливанням на металеву підкладку після чого проводились дослідження розмірів частинок залежно від часу взаємодії з рідиною.

Мікроструктуру сплавів досліджували методом електронної мікроскопії, а розміри нановключень визначали методом малокутового розсіяння рентгенівських променів.

Оцінку швидкості розчинення частинок нікелю в матричному розплаві проводили теоретично. Розчинення твердих частинок в рідині розглядали як сукупність двох процесів: переходу атомів з твердої фази в рідину через поверхню розділу та перерозподілу частинок в рідині. Знаючи розмір і об'ємну частку частинок в розплаві оцінювали час розчинення частинок  $\tau = \tau_d + \tau_k$  де  $\tau_d$  та  $\tau_k$  – час розчинення частинок в дифузійному чи кінетичному режимах.

Встановлено факт існування фрактальних структурних утворень і оцінено параметри такої будови.

### **Structure features of nanophase formation at interaction of ultradispersed particles with liquid metallic matrix.**

Mudry S., Shtablavyi I., Shevernoga I.

*Physics of metals department, Ivan Franco National University of Lviv, Lviv, Ukraine*

The structure changes at alloying of ultradispersed particles with liquid metallic matrix have been studied by means of X-ray diffraction, electron microscopy and small X-ray diffraction methods. Small particles of Ni (1  $\mu\text{m}$ ) were mixed with liquid metals (In, Bi, Sn) and studied before and upon mixing. Parameters of structure have been estimated from measured experimental data on diffraction and interpreted on the base of fractal approach.

### **Спинтронные наноструктуры на основе Cd(Hg)Cr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>**

Никифоров К.Г., Антонов А.В., Романова Н.И., Редин В.В.

*Калужский государственный педагогический университет им. К.Э.Циолковского  
Калуга, Россия*

Главным принципом спинтроники является осуществление спинового транспорта, обеспечиваемого инжектором спин-поляризованных электронов – ферромагнитным металлом или ферромагнитным полупроводником (ФП), обладающим преимущественной спиновой ориентацией электронов в состоянии намагниченности [1].

В последние годы активно исследуются спинтронные гетероструктуры и сверхрешетки на основе бинарных ФП типа EuS [2], однако область их возможного применения ограничивается довольно низкими температурами магнитного упорядочения (например, для EuS  $T_C = 16$  К). В связи с этим перспективно использовать в качестве спинового инжектора ФП – халькогенидные шпинели, для которых  $T_C$  намного выше (108 и 127 К для HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> и CdCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> [3]).

Проведено моделирование (на основе системы компьютерной математики *Maple*) физических характеристик гетероструктур типа ФП-П CdCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>/CdIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> и HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>/CdIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>, образованных изоморфными

соединениями – халькогенидными шпинелями, степень рассогласования решеток которых не превышает 0,5%, что вполне удовлетворительно для создания бездефектной структуры.

Как показывают наши расчеты, при образовании гетероперехода  $p\text{-CdCr}_2\text{Se}_4/n\text{-CdIn}_2\text{S}_4$  формируются разрывы зоны проводимости ( $\Delta E_C = 0,55$  эВ при 300 К и 77 К) и валентной зоны ( $\Delta E_V = 1,81$  эВ при 300 К и 1,98 эВ при 77 К), а гетероперехода  $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-CdIn}_2\text{S}_4$  – образуются разрывы зоны проводимости ( $\Delta E_C = 0,28$  эВ при 300 К и 77 К) и валентной зоны ( $\Delta E_V = 2,06$  эВ при 300 К и 2,53 эВ при 77 К).

Проведен расчет спин-поляризованного транспорта с использованием потенциального барьера туннельной толщины на границе П/ФП в качестве спинового фильтра (с учетом формы потенциального барьера, обусловленной соотношением между электрическим полем и высотой барьера). Моделирование проводилось для диапазонов толщин барьерного слоя 1...50 нм и приложенного электрического поля  $10^6 \dots 10^8$  В/м.

В ФП электроны проводимости поляризованы по спину благодаря обменному взаимодействию с намагниченной системой внутренних (локализованных)  $d$ -электронов. В результате зона проводимости расщеплена на две подзоны со спином «вверх» (+) и «вниз» (–), что обеспечивает различные энергетические барьеры для туннелирующих электронов разной ориентации спинов. Соответственно, потенциальные барьеры  $\phi_B$ , образованные (+) и (–) подзонами, в ферромагнитной фазе (при 77 К) равны 0,55 и 0,87 эВ для  $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , 0,28 и 1,10 эВ для  $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ .

При ширине потенциального барьера больше 2...4 нм степень спиновой поляризации близка к 100 %. Спин-поляризованный туннельный ток в структуре  $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  существенно выше, чем в структуре на основе  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , что обусловлено меньшей высотой потенциального барьера.

Так как спиновое расщепление зоны проводимости зависит от степени магнитного упорядочения и от величины внешнего магнитного поля, рассчитаны температурные и магнитополевые зависимости туннельных токов в исследованных структурах. Показаны возможности управления спин-поляризованными туннельными токами магнитным полем при  $T \approx T_C$ .

Для создания спинтронных структур возможно использование разбавленных магнитных полупроводников (РМП) [3]. Проведено моделирование наноструктуры и сверхрешетки, образованных изоморфными материалами – шпинелями  $\text{CdIn}_{2-x}\text{Cr}_x\text{S}_4$  и  $\text{CdIn}_2\text{S}_4$ , для которых степень рассогласования решеток вплоть до  $x \approx 0,10$  не превышает 0,5%.

Вычислены вероятности образования магнитных нанокластеров и обусловленная ими магнитная восприимчивость; с ростом концентрации Cr возрастает относительный вклад нанокластеров с большим числом атомов, магнитная восприимчивость максимальна при  $x \approx 0,10$ .

Сверхрешетка  $\dots\text{CdIn}_{2-x}\text{Cr}_x\text{S}_4 / \text{CdIn}_2\text{S}_4\dots$  обладает дополнительным потенциалом, сформированным нанослоями, и ее свойства обусловлены взаимодействием спинов не только внутри магнитного слоя, но и с ближайшими магнитными слоями, разделенными немагнитным слоем.

Полученные результаты демонстрируют, что моделированные спинтронные структуры могут служить эффективными спиновыми фильтрами для обеспечения спинового транспорта.

1. Gregg J.F., Petej I., Jouguelet E., Dennis C. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2002. – V. 35. – P. R121-R155.
2. Physics of Electronic Materials: 3rd Intern. Conf. Proceeds., Kaluga, Russia, October 1-4, 2008 / Ed. K.G.Nikiforov. – Kaluga: KSPU Press, 2008. – V.1. – 316 p.; V.2. – 315 p.
3. Nikiforov K.G. Magnetically ordered multinary semiconductors // Progr. Cryst. Growth Charact. Mater. – 1999. – V. 39, №1-4. – P. 1-104.

### **Spintronic Nanostructures Based on Cd(Hg)Cr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>**

Nikiforov K.G., Antonov A.V., Romanova N.I., Redin V.V.

*K.Tsiolkovski State Pedagogical University, Kaluga 248023 Russia*

Simulation of the Cd(Hg)Cr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>/CdIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> spintronic nanostructures created by isomorphic materials was carried out. Spin polarized tunnel current was analyzed at various applied electric field and magnetic one and potential barrier width.

### **Модифікація фізико-хімічних властивостей нанопористого вуглецю**

Остафійчук Б.К., Будзуляк І.М.

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

Пористі вугільні матеріали, завдяки своїм унікальним властивостям, широко використовуються в різних сферах науки і виробництва. Особливий інтерес представляє застосування нанопористого вуглецю в якості електродних матеріалів для молекулярних накопичувачів електричної енергії (суперконденсаторів), оскільки дана галузь швидко розвивається, а серйозної альтернативи даному матеріалу немає. Проте отримати нанопористий вуглець з необхідними фізико-хімічними властивостями в процесі карбонізації і активації вихідної сировини, як



правило, не вдається, тому нами були запропоновані методики подальшої модифікації матеріалу для оптимізації його властивостей.

#### 1. Легування металами з високою густиною електронних станів.

У багатьох випадках при формуванні суперконденсаторів у склад електродів вводять електропровідні добавки, зокрема, графіт, ацетиленову сажу та інші компоненти, які зменшують їх внутрішній опір. Проте, при цьому помітно знижується і питома ємність суперконденсаторів, оскільки їхній вміст у кожному конкретному випадку може сягати 20-25 % від загальної маси електрода. Ця обставина послужила поштовхом для пошуку інших рішень даної проблеми, одним з яких є легування активованого вуглецю металами. Для легування були використані К, Mn, Cr, Eг. Методами ВІМС, імпедансної спектроскопії, малокутового рентгенівського розсіювання встановлені закономірності розподілу легуючої домішки в матриці нанопористого вуглецю та її вплив на поведінку конденсаторних систем, сформованих на його основі. Показано, що впроваджені метали утворюють поверхневі фрактали, які з ростом вмісту металу блокують частину розвинутої поверхні та підвищують питому ємність подвійного електричного шару в системі нанопористий вуглець-електроліт. Максимальне зростання питомої ємності вказаних систем отримано при використанні Mn і Eг (~ 40 - 60 %) в кількості 0,2 - 0,4 мас. %.

#### 2. Лазерна модифікація нанопористого вуглецю.

Аналіз даних малокутового рентгенівського розсіювання вказує на існування в нанопористому вуглеці дворівневої фрактальної структури, первинним елементом якої є видовжені частки з середнім розміром  $6,3 \pm 0,5$  нм. Вторинними елементами є об'ємно-фрактальні агрегати з фрактальною розмірністю  $\sim 2,6 - 2,7$ , розміри яких перевищують розміри зони інформації рентгенівської камери (більше 500 нм). Збільшення вмісту марганцю до 0,4 мас. % практично не змінює розміри первинних часток. При цьому розмірність об'ємно-фрактальних агрегатів другого рівня в такому матеріалі знижується до 2,5 порівняно зі значенням 2,6 для 0,1 мас. % марганцю. Лазерне опромінення суттєво не змінює встановленого для вихідних матеріалів характеру дворівневої фрактальної агрегації та розмірів первинних утворень, а лише ущільнює первинні частки та упаковує їх в агрегати другого рівня. Ймовірно, величина ущільнення не перевищує значення приросту фрактальної розмірності –  $\sim 10\%$ .

Аналіз SEM зображень поверхні нанопористого вуглецю та її елементного складу в окремих точках доповнює та підтверджує дані про структуру системи пор, отримані іншими методами. Вихідний нанопористий вуглець характеризується наявністю круглих або овальних транспортних пор з розмірами  $\sim 0,4 - 2,0$  мкм, які, зазвичай, заповнені фрагментами з вуглецю. Лазерне опромінення нанопористого вуглецю, легуваного Cr, призводить до появи оплавлених ділянок поверхні, що може

свідчити про нерівномірність розподілу Cr у приповерхневому шарі з утворенням сильно поглинаючих центрів. На опромінених ділянках легованого нанопористого вуглецю розподіл хрому стає практично рівномірним, що слідує з поелементного аналізу від довільно вибраних точок поверхні. При цьому пори очищаються від згаданих вище фрагментів, ймовірно, внаслідок їх випаровування при лазерному нагріві. У нанопористому вуглеці, легованому Mn, при зазначених режимах опромінення, оплавлення відсутнє, що можна пояснити рівномірним розподілом марганцю в приповерхневому шарі. Характерно, що, хоча Cr і Mn мають високі густини електронних станів біля рівня Фермі, їх стан у структурі нанопористого вуглецю є різним, про що свідчать відмінності в поведінці електрохімічних конденсаторних систем, сформованих на основі нанопористого вуглецю, опроміненого лазером.

Співставлення параметрів ЕПР різних валентних форм марганцю із врахуванням умов зйомки та сигналів ЕПР від модифікованої матриці дає підстави стверджувати, що тільки сигнал із параметром  $g = 1,999$  відповідає  $Mn^{2+}$ . Решта неспарених електронів є делокалізованими між фрагментами матриці різної природи. При опроміненні імпульсами лазера в матриці нанопористого вуглецю, легової марганцем, відбувається перерозподіл електронів між різними станами. Частина електронів переходить із стану з  $g = 3,942$  у стан  $g = 6,015$ , тобто зростає їх рухливість. Можна стверджувати, що лазерне опромінення понижує потенціальні бар'єри, які перешкоджають переходу електронів між різними станами. При опроміненні нанопористого вуглецю, легованого хромом, колективізовані електрони з станів  $g = 4,139$  та  $g = 2,626$ , переходять до стану  $g = 2,093$ , що свідчить про зменшення рухливості електронів. Аналіз форми лінії ЕПР лазерно опроміненого нанопористого вуглецю, легованого хромом показує, що спостережуваний сигнал являє собою суперпозицію сигналів, домінуючих в системі делокалізованих електронів та неспарених електронів  $Cr^{3+}$ , частка яких рівна 0,1 %.

У спектрах ЕПР залізовмісних зразків, опромінених імпульсами лазера, спостерігаються лінії колективізованих електронів, концентрація яких є одного порядку із вмістом заліза  $Fe^{3+}$ , яке ідентифікується в трьох формах із різними хромофорами  $Fe_5O'$ ,  $Fe_5O$ ,  $Fe_6O$ . Наявність трьох форм заліза, які відрізняються атомним оточенням, підтверджується також аналізом месбауерівських спектрів. Йони заліза у хромофорах  $Fe_5O$  та  $Fe_5O'$  є хімічно активними і тому є нестабільними у часі.

Подальше збільшення кількості впровадженого металу блокує доступ електроліту в пори нанопористого вуглецю, що в свою чергу зменшує ємність подвійного електричного шару. Лазерне опромінення призводить до перерозподілу металу по поверхні нанопористого вуглецю, деблокує пори, що дозволяє вводити більшу кількість металу і відповідно

збільшувати ємність подвійного електричного шару. Перерозподіл металу внаслідок лазерного опромінення супроводжується незначним зменшенням електронної густини біля рівні Фермі. Як показали результати фотоелектронної спектроскопії нанопористого вуглецю, легованого 0,5 мас. % Mg, в результаті лазерного опромінення густина електронних станів на рівні Фермі зменшується приблизно на 10 % у порівнянні з неопроміненим зразком.

### **Modification of physical and chemical properties of nanoporous carbon**

Ostafiychuk B.K., Budzulyak I.M.

*Precarpathian National University named after V.Stefanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The possibility of modification of nanoporous carbon for the electrodes of supercapacitors with the help of laser irradiation and alloying by metals with high electronic density are presented.

### **Самоорганизация околоравновесной стационарной конденсации металлов**

Перекрыстов В.И.

*Сумский государственный университет, Сумы, Украина*

Экспериментальные результаты, связанные с процессами нуклеации, открывают возможности контролируемого выращивания широкого спектра низкоразмерных систем. В зависимости от значения пересыщения в системе окружающая среда-конденсат следует выделить два принципиально различные варианта зарождения и роста конденсата. Так основой начального этапа формирования конденсата при малых пересыщениях являются процессы по преодолению активационного барьера нуклеации за счет положительных флуктуаций свободной энергии. Наряду с этим, при больших пересыщениях образование новых фаз происходит в виде формирования предельно малых зародышей посредством флуктуаций концентрации адатомов. Для описания процессов, происходящих в этих двух предельных случаях, необходимо использовать принципиально различные подходы. Так, при малых пересыщениях используется классическая теория барьерной нуклеации Беккера-Деринга-Зельдовича-Френкеля, а для описания сильнопересыщенных систем используется широкий спектр нелинейных диффузионных уравнений. Предельно слабые пересыщения определяют механизмы формирования конденсатов веществ, выходящие за рамки равновесной термодинамики и определяемые, в основном, кинетикой процесса конденсации. При этом поэтапное закрепление на ростовой поверхности с реализацией максимально прочных химических связей

определяет пространственно распределенную селективность наращивания конденсата, что является предпосылкой для формирования низкоразмерных микро- и наносистем. Следовательно, реализуемая вблизи равновесия кинетика поатомной сборки конденсата с предельной минимизацией свободной энергии является основой формирования самых необычных структурных форм. Однако управлять процессом конденсации в окрестности равновесия чрезвычайно сложно из-за чрезмерной чувствительности механизмов структурообразования к малым флуктуациям пересыщения или технологических параметров. Следовательно, воспроизводимое поатомное строительство требует высокой стационарности процесса или постоянства предельно слабых пересыщений. Наиболее ярким примером решения этой проблемы является сборка макромолекул с весьма высокой воспроизводимостью в биологических объектах. По этим причинам решение последней важнейшей задачи требует нетрадиционные подходы, связанные с самоорганизацией условий квазиравновесной стационарной конденсации.

Самоорганизация предельно малых стационарных пересыщений происходила в области накопления распыленного вещества посредством возникновения нелинейных взаимозависимостей между концентрацией адатомов, температурой ростовой поверхности и осаждаемым потоком. В работе на примере конденсации металлов приведены убедительные доказательства самоорганизации процесса. Так самоорганизованные распылительные системы позволили получить конденсаты металлов в виде широкого спектра низкоразмерных высокопористых систем. В работе проведена систематизация структур меди и алюминия в зависимости от таких параметров самоорганизации, как давление высокочистого рабочего газа (Ar) и мощности разряда.

### **Self-organization of near-equilibrium stationary condensation of metals**

Perekrestov V.I.

*Sumy State University, Sumy, Ukraine*

The aim of the work is to study the mechanisms of pore formation in aluminum condensates obtained using fundamentally new technological approach on the basis of self-organized sputtering systems. It was found that the main technological parameters of pore formation are determined by proximity to phase equilibrium in the plasma-condensate system.

## Наноструктурирование поверхности кристаллического кремния лазерными импульсами

Перминов П.А.<sup>1</sup>, Заботнов С.В.<sup>1,2</sup>, Ивлев Г.Д.<sup>3</sup>, Гацкевич Е.И.<sup>3</sup>,  
Малевич В.Л.<sup>3</sup>, Головань Л.А.<sup>1,2</sup>, Ежов А.А.<sup>2</sup>, Кашкаров П.К.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова Нац. Академии наук Беларуси  
Минск, Беларусь

Сегодня создание кремниевых наночастиц является важной задачей современной физики. Порошок нанокристаллов кремния является эффективным генератором синглетного кислорода и может применяться для медицинских целей при лечении раковых заболеваний [1]. Кроме того, эффекты размерного квантования в нанокристаллах открывают широкие возможности для создания кремниевых лазеров [2].

Чаще всего кремниевые наночастицы создаются с использованием электрохимических методов или методов плазменного синтеза. Однако первый из этих методов позволяет создавать лишь пористую матрицу, а не кремниевый порошок. А второй осложнён необходимостью создания условий повышенной чистоты. Метод формирования кремниевых наночастиц посредством лазерной абляции свободен от этих недостатков [3].

В нашей работе мы изучали процесс формирования кремниевых наночастиц при облучении фемтосекундными лазерными импульсами пластин монокристаллического кремния и слоёв пористого кремния при различных давлениях воздушной среды. Источником фемтосекундного излучения являлась лазерная система на хром-форстерите с параметрами  $\lambda=1,25$  мкм,  $t=100$  фс,  $E=2$  мДж в импульсе. Слои пористого кремния были созданы посредством электрохимического травления монокристаллического кремния.

Наночастицы на поверхностях кристаллического и пористого кремния были зарегистрированы методом атомно-силовой микроскопии. Установлена зависимость распределения наночастиц по размерам от давления окружающей среды. Размеры наночастиц увеличиваются с ростом давления и находятся в пределах от 1 до 30 нм для поверхностей обоих типов. Таким образом, процесс формирования наночастиц является результатом лазерной абляции поверхностных атомов с последующей агрегацией их в окружающем воздухе.

Необходимо отметить, что порог абляции для пористого кремния ( $0,02$  Дж/см<sup>2</sup>) существенно меньше такового для монокристаллического кремния ( $0,5$  Дж/см<sup>2</sup>). Таким образом, использование пористого кремния позволяет снизить затраты энергии в лазерных нанотехнологиях.

Были изучены также и стеклянные пластинки с наночастицами, осаждёнными на них в процессе лазерной абляции с поверхностей монокристаллического и пористого кремния. При помощи Рамановской спектроскопии стеклянных пластин с наночастицами была зарегистрирована линия с энергией около  $520 \text{ см}^{-1}$  в обоих случаях, что свидетельствует о том, что полученные наночастицы имеют кристаллическое строение.

Проведено сравнение результатов абляции при воздействии на кремниевый образец фемтосекундных и наносекундных лазерных импульсов.

Полученные результаты могут быть использованы для создания кремниевых наночастиц необходимого размера.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-90024 и БРФФИ Ф08Р-174.

1. V.Yu. Timoshenko, A.A. Kudryavtsev, L.A. Osminkina. // JETP Letters. – 2006. – V. 83. – P. 423-426.
2. M.V. Stepikhova, D.M. Zhigunov, V.G. Shengurov JETP Letters. – 2005. – V.81. – P. 494-497).
3. S.V. Zobotnov, L.A. Golovan, I.A. Ostapenko. // JETP Letters – 2006. – V.83. – P. 69-71.

### **Nanostructuring of Crystalline Silicon Surfaces by Laser Pulses**

Perminov P.A.<sup>1</sup>, Zobotnov S.V.<sup>1,2</sup>, Ivlev G.D.<sup>3</sup>, Gatskevich E.I.<sup>3</sup>,  
Malevich V.L.<sup>3</sup>, Golovan L.A.<sup>1,2</sup>, Ezhov A.A.<sup>2</sup>, Kashkarov P.K.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Russian Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

<sup>2</sup> Physics Department, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

<sup>3</sup> B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences Belarus, Minsk, Belarus

In our work, we studied the silicon nanocrystal formation under the laser irradiation of monocrystalline silicon wafers and porous silicon layers in the air at the different pressures. The porous silicon layers were formed by the electrochemical etching of the monocrystalline silicon.

### **Ефект поля, індукований адсорбційними процесами в р-п переходах**

Птащенко О. О.<sup>1</sup>, Птащенко Ф. О.<sup>2</sup>, Шугарова В. В.<sup>1</sup>, Ємець О. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова

<sup>2</sup>Одеська національна морська академія

Досліджено вплив парів води, етилену, ацетону та аміаку на стаціонарні вольт-амперні характеристики (ВАХ) і кінетику прямого і зворотного струмів р-п переходів на основі GaAs, GaAsP, AlGaAs, InGaN та Si. Домішка парів аміаку в навколишній атмосфері веда до значного

зростання прямого і зворотного струмів у р-n переходах. Зміни ВАХ були оборотними. Це свідчить про фізичну природу адсорбції молекул  $\text{NH}_3$  на поверхні даних матеріалів.

ВАХ прямого і зворотного струмів р-n переходів у парах аміаку мали лінійні ділянки. Така поведінка поверхневих струмів пояснюється утворенням поверхневого провідного каналу з електронною провідністю в р-області під дією електричного поля адсорбованих позитивних іонів аміаку. Утворення такого каналу в р-n переходах при адсорбції позитивних іонів підтверджено двовимірними розрахунками.

На рис. 1 наведена схема р-n структури, що знаходиться в атмосфері, яка містить донорний газ: 1 – шар власного оксиду на поверхні кристала; 2 – адсорбовані іони; 3 – збіднений шар. Під дією електричного поля збіднений шар у приповерхневій області кристала викривляється; 4 – провідний канал, що утворився під дією бокового електричного поля; 5 – поверхневі центри на межі напівпровідник – оксид (швидкі центри). Такі центри відіграють основну роль у поверхневій рекомбінації носіїв заряду; 6 – стани на зовнішній поверхні оксиду (повільні центри). Для рекомбінації через такі центри носії заряду повинні тунелювати крізь шар оксиду. Тому ці центри мало впливають на швидкість поверхневої

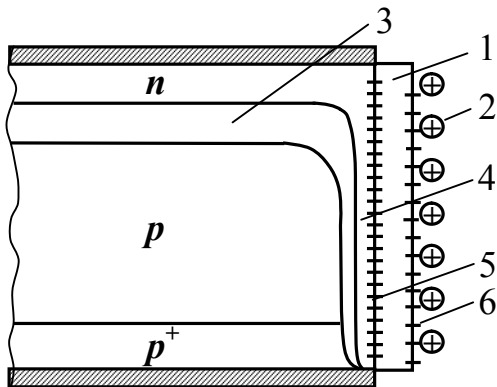


Рис. 1.

рекомбінації, але можуть захоплювати електрони і частково екранувати електричне поле адсорбованих іонів.

Ефект поля, індукований адсорбцією іонів із навколишньої атмосфери, має свої специфічні риси. Він не потребує спеціального електрода та ізолюючого шару і тому може використовуватися як проміжний етап контролю р-n переходів у процесі виготовлення приладів. Але величина електричного поля в приповерхневому шарі залишається невідомою.

В даній роботі використовувалися різновиди ефекту поля, що базувалися на кінетичних та стаціонарних характеристиках додаткового поверхневого струму (ДПС), індукованого адсорбцією іонів. Аналізувалась кінетика зростання ДПС після впуску парів донорного газу в контейнер з р-n переходом. При наявності кількох глибоких поверхневих рівнів друга похідна часової залежності ДПС має максимуми. Немонотонність другої похідної кривої наростання струму після впуску донорного газу обумовлена заповненням глибоких поверхневих станів електронами при зміщенні квазірівня Фермі на поверхні р-області. Це дає змогу оцінити глибину відповідних поверхневих рівнів.



При наявності одного глибокого рівня кінетика зростання і спаду ДПС була експоненціальна. Аналіз температурної залежності характеристичного часу зростання ДПС використовувався для оцінки глибини поверхневих рівнів, що заповнюються електронами в процесі зростання струму.

Виявлено також вплив глибоких рівнів на стаціонарні ВАХ досліджених p-n переходів. Зменшення щільності поверхневих станів у GaAs нанесенням іонів сірки суттєво підвищувало газову чутливість відповідних p-n переходів. Проведені двовимірні розрахунки показали, що порогова концентрація донорного газу для p-n сенсора визначається щільністю поверхневих рівнів поблизу середини забороненої зони.

В  $p^+$ -p-n переходах з виродженою  $p^+$ -областю наявність у навколишній атмосфері достатньої концентрації парів аміаку веде до появи на ВАХ прямого струму максимуму, характерного для тунельних діодів. Спостерігались також максимуми другої похідної ВАХ, які пояснюються тунелюванням електронів із провідного каналу на глибокі рівні в  $p^+$ -області. Таким чином, дане явище можна використовувати для тунельної спектроскопії глибоких поверхневих станів у  $p^+$ -області.

### **Field Effect, Induced by Adsorption Processes in p–n Junctions**

Ptashchenko O. O.<sup>1</sup>, Ptashchenko F. O.<sup>2</sup>, Shugarova V. V.<sup>1</sup>, Yemets O. V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*I. I. Mechnikov National University of Odessa, Odessa, Ukraine*

<sup>2</sup>*Odessa National Maritime Academy, Odessa, Ukraine*

The influence of ammonia vapors on  $I$ - $V$  characteristics and kinetics of surface currents in p-n junctions was studied. It is shown that  $NH_3$  molecules adsorption forms in p-n junctions a surface conducting channel. An analysis of  $I$ - $V$  curves and kinetics of surface currents is used for studying the deep surface centers.

### **Особливості формування нано- і квазікристалічних включень заданої морфології в матриці халькогалогенідних стекел та плівок**

Рубіш В.М.

*Ужгородський науково-технологічний центр матеріалів оптичних носіїв  
інформації ІПРІ НАН України, Ужгород, Україна*

В даній роботі наведені результати експериментальних та теоретичних досліджень, спрямованих на розробку наукових засад технології одержання склоподібних та аморфних напівпровідників на основі халькогалогенідів сурми (системи  $SbSI-As_2S_3$ ,  $SbSI-As_2Se_3$ ,  $SbSI-GeS_2$ ,  $SbSI-Se$ ,  $SbSI-SbSeI$ ,  $Sb_2S_3-AsSI$ ) з відтворюваними структурою,

фізико-хімічними, оптичними і діелектричними параметрами та формування в їх матриці нано-, квазікристалічних включень заданої морфології.

По результатам досліджень коливних спектрів встановлена наногетерогенна будова стекол та плівок вказаних систем. Показано, що незалежно від кількості компонентів, які входять у склад стекол та плівок, і характеру хімічної взаємодії, їх матриця формується переважно бінарними угрупованнями  $AX_{3/2}$  (A–Sb, As; X–S, Se)  $Al_3$ ,  $GeS_{4/2}$ ,  $GeI_4$  і містить молекулярні фрагменти з гомополярними зв'язками A–A, X–X, Ge–Ge, концентрація, розміри і морфологія яких залежить від хімічного складу і технологічних умов одержання.

Встановлено, що при певних співвідношеннях компонентів у складі стекол і плівок, але незалежно від їх природи, у досліджених системах в умовах неперервного нагрівання в інтервалі температур  $T_g$ – $T_c$  ( $T_g$ ,  $T_c$  – температури склування і кристалізації, відповідно) відбувається кристалізація за переважним механізмом з виділенням стабільної фази сульфойодиду сурми. Кристалізація стекол та плівок супроводжується аномаліями на температурних залежностях діелектричних та оптичних параметрів.

Встановлено вплив термочасових режимів обробки та електричного поля на процес формування нано-, квазі-, мікрокристалічних включень SbSI в матриці стекол і плівок вивчених систем та їх діелектричні властивості. Показано, що підвищення температури і збільшення часу відпалу призводять до росту розмірів кристалічних включень і діелектричної проникності.

Запропонований механізм утворення нанорозмірних кристалічних включень сульфойодиду сурми в матриці стекол та плівок вивчених систем. Обговорюються можливості практичного застосування одержаних структур в якості низьковольтних варикондів, порогових сенсорів температури, середовищ для запису інформації.

**Formation peculiarities of nano- and quasicrystalline  
inclusions of targeted morphology in the matrix  
of chalcogenide glasses and films**

Rubish V.M.

*Uzhgorod Scientific-Technological Center of the Institute for Information  
Recording NASU, Uzhgorod, Ukraine*

It has been shown and realized the feasibility of purposeful changes of short-range order structure, of physico-chemical, optical and dielectric parameters of glasses and films on the basis of antimony chalcogenides and formation of nano-, quasicrystalline inclusions of targeted morphology into their matrices through modifying.

## Рівноважне електромагнітне випромінювання в мезо- і наносистемах

Рувінський М.А.

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

У статистичній фізиці часто використовується відомий термодинамічний граничний перехід, за яким для випромінювання абсолютно чорного тіла має місце закон Стефана-Больцмана. Для систем достатньо малих розмірів, особливо, при низьких температурах, вплив граничних умов може виявитись істотним [1], і цим можна пояснити вже виявлене перевищення експериментального значення сталої Стефана-Больцмана над теоретичним значенням. В даній роботі за квантовою статистикою визначено дві асимптотичні поправки до термодинамічного граничного переходу для закону Стефана-Больцмана. На основі єдиного підходу, пов'язаного з розкладом вільної енергії рівноважного фотонного газу за допомогою формул підсумовування Пуассона, отримано дві "квазітермодинамічні" поправки до вільної енергії:

$$\Delta F = -\frac{3}{\pi} V^{2/3} \frac{(k_B T)^3}{(\hbar c)^2} 2\zeta(3) - \pi V^{1/3} \frac{(k_B T)^2}{\hbar c},$$

де  $\zeta(3) \approx 1.202$  – значення дзета-функції Рімана,  $V$  – об'єм системи,  $T$  – абсолютна температура,  $c$  – швидкість світла,  $k_B$  – стала Больцмана,  $\hbar = h / 2\pi$  – стала Планка. Перша поправка практично співпадає з результатом Маслова (з точністю до множника  $(3/\pi) \approx 0.955$ ), знайденим в [2] іншим і досить складним методом. Розклад за степенями  $V$  і  $T$  без явного виразу для коефіцієнтів можна знайти також з феноменологічних уявлень термодинаміки і електродинаміки. Отримано підтвердження актуальності знайдених "квазітермодинамічних" поправок до закону Стефана-Больцмана для мезо- і наносистем при узгодженні з [1,2].

1. Пайерлс Р. Сюрпризи в теоретической физике. М.: Наука, 1988. – 174с.
2. Маслов В.П. Квазітермодинаміческая поправка к закону Стефана-Больцмана // ТМФ. – 2008. – Т.154, №1. – С. 207-208.

### Equilibrium electromagnetic radiation in the meso- and nanosystems

Ruvinskii M.A.

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

Two asymptotic corrections to the Stefan-Boltzmann law have been found. The first correction practically coincides with the "quasithermodynamical" Maslov's correction obtained by a different method. The deviation from Stefan-Boltzmann

law may be essential for the meso- and nanosystems.

## **Современные нанотехнологии: метод атомного послойного осаждения. Обзор.**

Семикина Т.В., Венгер Е.Ф., Комащенко В.Н.

*Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина*

Метод молекулярного наслаивания или атомного послойного осаждения (АПО) является одним из самых перспективных нанотехнологических методов, интерес к которому начал резко возрастать с начала 2000 годов. Это было обусловлено созданием к этому времени вакуумных клапанов, способных работать при высоких температурах и имеющих время переключения порядка нескольких мкс, успехами в синтезе разнообразных химических прекурсоров, позволяющих осаждать широкий спектр материалов, достижениями электроники и программирования. В результате метод молекулярного наслаивания, основы которого были заложены около 60 лет назад, нашел возможность реализации в современном нанотехнологическом оборудовании, которое пока отсутствует на Украине.

В докладе кратко будет рассмотрена история развития метода. А также принцип действия метода АПО на примере получения пленок ZnS и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Метод работает на основе газофазных реакций, протекающих импульсно за очень короткий промежуток времени. Типичные температуры осаждения составляют 200-400 °С. Метод АПО позволяет получать пленки толщиной от 1 нм (и даже 1 Å) и до нескольких мкм. Типичные толщины пленок находятся в диапазоне 10-100 нм. К преимуществам метода относится возможность осаждения пленок контролируемой толщины (точность составляет один атомный слой), равномерность покрытия больших площадей (отклонения от равномерности составляют ≤ 0,25 %), равномерное осаждение на поверхностях сложной формы, объемных и пористых материалов. Осажденные пленки характеризуются низким уровнем дефектов и внутренних механических напряжений, отсутствием микроотверстий.

Метод АПО позволяет получать нитридные, оксидные, металлические, полупроводниковые пленки, наноламинаты, которые имеют аморфную или кристаллическую структуру в зависимости от температуры осаждения. Возможность проведения процесса при низких температурах (100-200 °С) позволяет проводить осаждение на стекло, пластики, полимерные материалы и даже тефлон.

Дается сравнительная характеристика метода АПО и газофазного метода, в зарубежной литературе имеющего аббревиатуру CVD. Приводятся данные по параметрам осаждения методами АПО и

молекулярного лучевого осаждения, магнетронного и катодного распыления, ионно-лучевого и термического испарения, лазерного распыления. Приводится обзор результатов по свойствам и типам пленок, получаемых методом АПО.

К основным областям применения пленок, получаемых методом АПО, следует отнести: создание полупроводниковых устройств памяти, нанесение подзатворных диэлектриков с высокой диэлектрической постоянной, нанесение различных барьеров, создание различных по форме и распределению химических компонент нановолокон и нанотрубок, создание антиотражающих покрытий с регулируемым коэффициентом преломления, нанесение прозрачных проводящих оксидов, используемых в солнечных элементах, жидкокристаллических дисплеях, органических светоизлучающих диодах, сенсорах. Дается анализ перспективности использования технологии АПО в Украине.

В докладе будет представлен обзор существующих технологических установок, работающих на основе принципа атомного послойного осаждения (АПО).

### **Atomic layer deposition method as an example of the modern nanotechnology. Review.**

Semikina T.V., Venger Eu.F., Komashchenko V.N.

*Lashkarev Institute of Semiconductor Physics of  
National Academy of Science of Ukraine, Kiev, Ukraine*

This paper is review of the main working principle of the modern nanotechnological method – atomic layer deposition (ALD). Some technological regimes, several peculiarities of the technological equipment and application of ALD are presented. In nanoelectronics the ALD technology is applied for FEMOS – transistors, capacitors in DRAM memory, metallization and buffer layers deposition. We shortly analyses the equipment of some companies - venders of ALD machines.

### **Однорідні, великої площі фотоприймачі на поверхнево-бар'єрних структурах нікель – монокристалічна підкладка ртутьіндієвого телуриду**

Склярчук В.М., Склярчук О.Ф., Захарук З.І., Ковальчук М.Л.,  
Колісник М.Г., Раренко І.М.

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

Ще в 1990 році була вперше описана фотодіодна структура на основі кристалів хімічної сполуки ртутьіндієвого телуриду ( $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ ), яка забезпечує практично 100% внутрішній фотоелектричний квантовий вихід у області спектру 0,85-1,5 мкм [1]. Специфічною особливістю цих

кристалів є висока концентрація електронейтральних катіонних вакансій, що забезпечує незалежність властивостей матеріалу від багатьох домішок і дефектів, а також високу радіаційну стійкість.

Особливий інтерес представляє проблема створення фотодіода великої площі. Такі прилади з високим ступенем однорідності чутливості по площі фронтального електроду можуть використовуватися для реєстрації слабких світлових потоків без попереднього підсилення сигналу і дають можливість розробки і виготовлення координатно-чутливих фотоприймальних пристроїв, наприклад, для реалізації коду Грея (виготовлення координатно чутливих фотоприймачів, передбачає, як правило, використання досить великої площі н/п).

У даній роботі повідомляється про бар'єрні структури на  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ , з діаметром фоточутливої площадки 8мм (площа  $50\text{мм}^2$ ), де якісний контакт напівпровідника з металом дає хороший випрямляючий бар'єр. Відмінною особливістю обговорюваних структур є те, що як для бар'єрного (випрямляючого), так і для омичного контакту використовується один і той же метал – нікель. Це досягнуто різними способами обробки поверхні для випрямляючого і омичного контактів.

Вольт-амперні характеристики діодів описуються в рамках теорії генерації-рекомбінації Саа-Нойса-Шоклі. Фоточутливість в максимумі (при  $\lambda=1,55\text{мкм}$ ) складає  $0,65 \text{ А/Вт}$  і охоплює спектральну область  $0,5\text{-}1,8 \text{ мкм}$ .

1. Малик А.И., Грушка Г.Г., Тевс Н.Р. Высокоэффективный измерительный фотодиод на основе ртутно-индиевого теллурида // ЖТФ.– 1990.– Т. 60.– Р. 146-146.

## Структуроутворення в тонких плівках фулериту $\text{C}_{60}$

Солонін Ю.М.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М.Францевича НАН України, Київ, Україна*

Проведені електронно-мікроскопічні дослідження острівкових плівок фулериту  $\text{C}_{60}$ , отриманих на різних підкладках, з метою вивчення механізму їх росту. Виявлено, що в залежності від умов осадження та типу підкладки спостерігається три основних механізми росту.

Виконано систематичне співставлення результатів експериментальних досліджень дефектної структури плівок та монокристалів фулериту  $\text{C}_{60}$ , отриманих “інтегральними” методами (рентгенівська дифрактометрія, електронна мікродифракція) і “локальним” методом безпосереднього спостереження дефектних структур на молекулярному рівні, а саме методом електронної мікроскопії високої роздільної здатності. Встановлено, що для зазначених об'єктів характерна висока концентрація двомірних дефектів кристалічної будови: двійникових

границь і дефектів пакування. Виконана оцінка енергії дефектів пакування  $\gamma$  в фулериті, яка склала  $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup>, а також рівноважної ширини розщеплення повних дислокацій  $d_{pis} \approx 100$  нм. Підтверджено існування субструктурного розмірного ефекту, який полягає в тому, що при  $d_{pis} > l$  ( $l$  – характерний лінійний параметр субструктури: розмір зерна або товщина плівки) повні дислокації вже відсутні в структурі плівки. Підтверджено можливість використання методів теорії інформації для кількісної оцінки ступеня розупорядкованості в розташуванні площин типу {111} в ГЦК структурі фулериту.

### **A structure formation in fullerite C<sub>60</sub> thin films**

Solonin Yu.M.

*Institute for Problems of Materials Science NAS Ukraine, Kiev, Ukraine*

A TEM study of C<sub>60</sub> fullerite thin films of island-like structure was made. The systematic comparison was done of the results of experimental study of the defect structure of the C<sub>60</sub> films and single crystals obtained by 'integral' methods (X-ray diffraction and electron diffraction study), on the one side, and by 'local' method of direct observation of structure at molecular level, i.e., high resolution electron microscopy (HREM), on the other side.

### **Електронні явища в ультратонких електрично суцільних плівках металів**

Стасюк З.В., Бігун Р.І., Пенюх Б.Р.

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

Зроблено огляд сучасних експериментальних робіт, присвячених проблемі формування ультратонких (товщина шару  $d < 10$  нм) електрично суцільних провідних плівок металів та вивченню їх електричних властивостей. Актуальність досліджень даного плану зумовлена як потребами сучасної мікро- та наноелектроніки, так і можливістю одержання цінної інформації про фундаментальні властивості речовини у зразках обмежених розмірів. Одним із можливих методів отримання ультратонких провідних шарів є епітаксіальне їх вирощування на монокристалічних підкладках, однак при цьому в конденсаті металу можлива поява поверхневих сполук, а також ріст шару металу у вигляді крупних кристалічних зростків, які зумовлюють неконтрольований анізотропний характер електричних властивостей плівок.

Іншим методом формування дуже тонких провідних металевих плівок є використання попередньо нанесених на діелектричні підкладки слабопровідних сурфактантних підшарів, які послаблюють коагуляцію зародків кристалізації у свіжоконденсованих металевих плівках і завдяки цьому забезпечують зниження товщини металевої плівки, що відповідає

порогові протікання електричного струму в плівці (*percolation threshold*). При цьому одержуються дрібнокристалічні однорідні металеві шари з контрольованим середнім розміром кристалітів та ізотропними електричними властивостями.

У якості матеріалів для формування сурфактантних підшарів використовувались різні матеріали: метали (алюміній, хром, тантал), напівметали (сурма) та напівпровідники (германій, кремній). Із відомих на даний час експериментальних даних випливає, що підбором матеріалу і параметрів сурфактантного підшару можна керувати середніми лінійними розмірами кристалітів у металевій плівці і, таким чином, забезпечити наперед задані електричні властивості плівки.

Пояснення розмірних залежностей кінетичних коефіцієнтів полікристалічних металевих плівок можливе на основі сучасних модельних уявлень про перенесення заряду в суцільних шарах металів. Зокрема, для плівок металів товщиною більшою за 8-10 нм залежності кінетичних коефіцієнтів від товщини з допомогою напівкласичних теорій геометричного розмірного ефекту плоскопаралельного однорічного шару, внутрішнього розмірного ефекту, полікристалічного шару неоднорідної товщини [1-4].

В рамках згаданих теорій використано модель вільних електронів Друде-Зомерфельда і не враховується можливість квантування енергетичних станів електронів провідності. Електричні властивості плівок менших товщин ( $d < 8$  нм) можна пояснити на основі сучасних теорій квантового розмірного ефекту [5,6].

Для прикладу наведено результати трактування деяких експериментальних даних з допомогою згаданих квазікласичних і квантових теорій переносу заряду в плівках металів.

1. К.Л. Чопра. Электрические явления в тонких пленках. М.: Мир, 1972. – 435 с.
2. A.F. Mayadas, M. Shatzkes, J.F. Janak. Electrical resistivity model for polycrystalline films: the case of specular reflection at external surfaces // Appl.Phys.Letters. – 1969. – V. 14. – P.345-350.
3. C.R. Tellier, A.J. Tosser. Approximate expression for the electrical resistivity of thin polycrystalline metallic films // Thin Solid Films. – 1976. – V. 33. – P. L19-L20.
4. Z.V. Stasyuk. Quasiclassical models of electron transport phenomena in thin metal films // Journ. Phys. Studies. – 1999. – V. 3, N 1. – P.102-106.
5. G.Fishman., D.Calecki. Surface-induced resistivity of ultrathin metallic films: A limit law // Phys. Rev.Lett. – 1989. – V. 62, N 11. – P. 1302–1305.
6. Trivedi N., Ashcroft N.W. Quantum size effect in transport properties of metallic films // Phys. Rev. B38. 1988. – V 4, N 17. – P.2298–12309.



## **The transport phenomena in ultrathin metal film**

Stasyuk Z.V., Bihun R.I., Penyukh B.R

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

The theoretical and experimental works which dedicated formation and investigation of electrically continuous metal films in wide region of thickness were reviewed. Main theoretical model of transport phenomena in continuous metal films in quantum and classical size effect regions were analyzed. Theoretical interpretation of some experimental data in the frame works of quantum and classical size effect theory were presented.

## **Граткові моделі у фізиці іонних провідників та інтеркальованих систем.**

Стасюк І.В.

*Інститут фізики конденсованих систем, Львів, Україна*

Модель граткового газу знаходить широке застосування при описі термодинаміки та явищ переносу у кристалічних системах з іонною провідністю а також процесів, що супроводжують інтеркаляцію домішкових іонів у кристалічну матрицю. У таких випадках іони підлягають статистиці Бозе, однак суттєву роль відіграє обмеження на їх числа заповнення у окремих позиціях (міжатомних порожнинах у елементарних комірках). При модельному описі це враховується за допомогою локальної взаємодії відштовхування  $U > 0$ . При  $U \rightarrow \infty$  відбувається перехід до моделі т.зв. жорстких бозонів, еквівалентний опис якої досягається у псевдоспіновому представленні, а при скінченних значеннях  $U$  дана модель відома як модель Бозе-Хаббарда.

Доповідь присвячена огляду стану досліджень термодинаміки та енергетичного спектру згаданих моделей. Звертається увага на області стійкості різних фаз (нормальна фаза, фаза бозе-конденсату, фаза мотівського діелектрика, зарядовоупорядковані стани та стани типу “supersolid”) та фазові переходи між ними. Аналізуються особливості енергетичного спектру іонної підсистеми.

Обговорюються можливості застосування модельного підходу до опису фазових переходів до т.зв. суперіонного стану а також переходів типу розшарування у інтеркальованих напівпровідникових системах, що можуть використовуватись як робочі елементи у акумуляторних батареях та конденсаторах високої ємності.

## Зниження симетрії кристалів як спосіб отримання нових фізичних характеристики об'ємних напівпровідників

Гасан-заде С.Г., Стріха М.В., Шепельський Г.А.

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

Нові фізичні характеристики традиційних об'ємних вузькощілинних та безщілинних напівпровідників (надалі ВН, БН - антимонід індію, потрійна сполука  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , або КРТ) можна отримати, приклавши одновісний стиск. Як відомо, стиск знижує симетрію кристалу, призводячи до перебудови його зонної структури. У БН виникає індукована стиском енергетична щілина, причому за певних параметрів складу сполуки КРТ цей деформований матеріал може бути як непрямозонним, так і прямозонним [1]. У ВН стиск не лише перенормує ширину забороненої зони, але й призводить до розщеплення вершини валентної зони та до радикальної зміни значення ефективних мас дірок у її підзонах у напрямках вздовж та перпендикулярно до осі стиску [2].

Отже, перебудова зонної структури повинна в певних умовах призводити до важливих фізичних наслідків. Так, у ВН під дією одновісного стиску може різко знижуватися темп безвипромінювальної Оже-рекомбінації (яка домінує в цих кристалах) та зростає швидкість випромінювальної рекомбінації [3]. Це відкриває можливість радикально (на порядок) підвищити квантовий вихід і зробити названі кристали не лише ефективними приймачами, але й випромінювачами в актуальному інфрачервоному діапазоні [4-6]. Перебудова зонного спектру ВН під дією одновісного стиску призводить також до появи низки важливих аномалій у фотоелектричних та фотомагнітних явищах. Серед них – поляризаційно-залежна фотопровідність [7] та індуковане стиском подвійне променезаломлення [8].

У БН одновісний стиск призводить до різкої зміни картини рекомбінаційних процесів. Конкуренція трьох основних рекомбінаційних каналів (фононного, Оже- та випромінювального) різко залежить від величини прикладеного стиску [9]. Варіювання ширини індукованої щілиною зміною тиску в принципі дозволяє отримати матеріали з наперед заданими властивостями. У деформованих БН експериментально спостерігалось й теоретично пояснене явище індукованого стиском стимульованого випромінювання у ТГц діапазоні, яке відкриває можливість для практичного створення ТГц лазера з перебудовуваною довжиною хвилі [10].

Одновісний стиск призводить також до перебудови домішкових станів у напівпровідниках та змінює картину пов'язаних з ними процесів [11, 12]. Зокрема, описане вище явище деформаційно індукованого стимульованого випромінювання пояснюється тим, що рівень акцептора,

який в недеформованих БН є резонансом на фоні станів зони провідності, зі збільшенням стиску переходить у заборонену зону, а згодом – стає резонансом на тлі станів валентної зони [11] (що й робить «дозволенним» інтенсивний міжзонний випромінювальний перехід без участі фонона). Цими ж модифікаціями домішкових рівнів пояснюється і явище подвійного фазового переходу метал-діелектрик-метал у деформованих безщілинних КРТ такого складу, який забезпечує прямозонність індукованої стиском щілини [13].

Нарешті, важливим специфічним випадком є той, коли несиметричність притаманна не кристалічній ґратці, а самому домішковому центрові. Така задача становить значний інтерес у зв'язку з активізацією протягом останніх років досліджень ізоелектронної азотної домішки в напівпровідниках  $A^3B^5$ . Побудована теорія в рамках модифікованої моделі потенціалу нульового радіуса вказує на наявність низки нових явищ, що характеризують такі центри (зокрема, поява/зникнення пари рівнів при переході від резонансного до локалізованого стану) [14].

Ці явища можуть бути використані як для діагностики напівпровідникових матеріалів, так і для створення нових приладів (зокрема, випромінювачів світла в далекому ІЧ діапазоні).

1. Germanenko A.V., Minkov G.M. // Phys.Stat.Sol.(b). – 1994. – V. 9 – P. 184.
2. Ф.Т.Васько, М.В.Стриха // ФТП. – 1990. – Т 24. – С. 1227.
3. Ф.Т.Васько, С.Г.Гасан-заде, М.В.Стриха, Г.А.Шепельский // Письма ЖЭТФ. – 1989. – Т. 50. – С. 287.
4. М.В.Стриха, Г.А.Шепельський // УФЖ. – 2000. – Т. 45. – С. 1345.
5. С.Г.Гасан-заде, С.В.Старый, М.В.Стриха, Г.А.Шепельский, В.А.Бойко // Письма ЖЭТФ. – 2001. – Т. 73. – С. 561.
6. С.Г.Гасан-заде, С.В.Старый, М.В.Стриха, Г.А.Шепельский, В.А.Бойко // ФТП. – 2002. – Т. 36. – С. 426.
7. Ф.Т.Васько, С.Г.Гасан-заде, М.В.Стриха, Г.А.Шепельский // ФТП. – 1995. – Т. 29. – С. 708.
8. Ф.Т.Васько, М.В.Стриха, Н.И.Тарбаев, Г.А.Шепельский // ФТП. – 1996. – Т. 30. – С. 1026.
9. E.Bahanova, M.Strikha, F.Vasko // Phys.Stat.Sol.(b). – 1991. – Т. 164. – С. 157.
10. Е.Ф.Венгер С.Г.Гасан-заде, М.В.Стриха, С.В.Старый, Г.А.Шепельский // ФТП. – 2000. – Т. 34. – С. 791.
11. Баханова Е.В., Васько Ф.Т. // ФТТ. – 1990. – Т. 32. – С. 86.
12. M.Strikha, F.Vasko // Phys.Stat.Sol (b). – 1994. – Т. 181. – С. 447.
13. Е.Ф.Венгер, С.Г.Гасан-заде, М.В.Стриха, Г.А.Шепельський // ФТП. – 2007. – Т. 41. – С. 276.
14. Ф.Т.Васько, М.В.Стриха // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 133. С. 8033.

## **Lowering of Crystal Symmetry as a Way to Obtain New Physical Characteristics of Bulk Semiconductors**

Gasanzade S.G., Strikha M.V., Shepelsky G.A.

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

New physical characteristics of traditional bulk narrow-gap and gapless semiconductors (like InSb, and the MCT compound  $Cd_xHg_{1-x}Te$ ) can be obtained under uniaxial stress. These characteristics can have important practical applications.

## **Халькогенідні склоподібні напівпровідники – властивості та застосування**

Стронський О.В.

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

Розглянуто фізичні процеси та властивості, які є основою чисельних практичних застосувань халькогенідних склоподібних напівпровідників (ХСН): фотостимульовані зміни в шарах ХСН, що мають складну природу, і включають різні ефекти, такі як фотопотемніння (червоний зсув краю поглинання), фотоіндукована анізотропія, фотоіндукована зміна розчинності, фотокристалізація, та ін. Комплексна природа також є характерною для фотостимульованої взаємодії в системах ХСН-метал (фотодифузія металів) – одночасно ідуть декілька фізичних та хімічних процесів (контактні та поверхневі, дифузійні, фотостимульовані зміни в ХСН, взаємодія компонент на границях розділу ХСН-метал, продукти фотостимульованої взаємодії -ХСН).

Розглянуто різноманітні практичні застосування халькогенідних склоподібних напівпровідників в оптиці та оптоелектроніці, нано- та інформаційних технологіях (запис, зберігання та передача інформації), сенсориці та ін. Практичні застосування базуються на унікальних властивостях халькогенідних стекел та плівок: квазістабільність, фотоіндукована зміна властивостей, прозорість в інфрачервоній ділянці спектра, іонна провідність фотолегованих ХСН та інш.

Вперше можливість застосування шарів ХСН та систем ХСН-метал як реєструючих середовищ була показана групою дослідників з Інституту фізики напівпровідників НАН України у середині шестидесятих років минулого сторіччя. Надзвичайно висока роздільна здатність ХСН є характерною при запису інформації з їх використанням. Зображення розмірами в декілька нанометрів були отримані на шарах ХСН та легуваних сріблом ХСН за допомогою мікроскопії атомних сил, тунельної мікроскопії, що відповідає густині запису інформації  $\sim 1$  Тбіт/см<sup>2</sup>. Шари ХСН та системи ХСН-метал чутливі у широкому діапазоні (УФ, видима

область, ближня ІЧ, потоки електронів та іонів, синхротронне випромінювання). Важливою їх особливістю є також можливість отримання поверхневих рельєфів (як з хімічною обробкою після запису, так і без обробки безпосередньо в процесі експонування). Запис на шарах ХСН з використанням явища фотокристалізації дозволяє забезпечити вимоги до сучасних оптичних носіїв інформації.

Халькогенідні матеріали з ефектом зміни фази використовують у твердотільній технології комірок пам'яті. В цьому випадку зміна фаз проводиться термічним нагріванням. У порівнянні з аморфною фазою полікристалічний стан має суттєву відмінність у провідності. При виготовленні комірок використовують стандартну КМОН (CMOS) технологію. Прогнозується можливість зменшення розміру елементів до  $\sim 20$  нм.

Програмовані комірки пам'яті на основі ефекту фотолегкування також показують високі характеристики та сумісність з мікро- та наноелектронною технологією. Для таких комірок характерними є два стани провідності (порядка декількох мом та сотен ком, відповідно), перехід між якими можливо здійснювати зміною полярності низьковольтної напруги. Результати досліджень структури фотолегованого сріблом ХСН показали, що срібло реагує з халькогенідом і формуються фази збагачені сріблом. Фази збагачені сріблом існують як нанокристали розміром  $\sim 2$  нм. Були досліджені властивості комірки з розмірами  $\sim 100$  нм. Таки комірки забезпечують низькі робочі струм та напругу (10 мкА та 240 мВ, відповідно) надшвидкий час переключення (25-35 нс), що зменшується із зменшенням розміру елементів.

Явище світлоіндукованої анізотропії в ХСН є перспективним в голографічному запису інформації, високі нелінійні характеристики ХСН (значення  $n_2$  для них на два-три порядки більші ніж для кварцового скла) є перспективними для надшвидкого оптичного переключення.

Активно розробляється застосування ХСН для виготовлення оптичних світловодів, їх елементів (граток Брега, дифракційних ґраток, лінз та ін.) для роботи у інфрачервоній ділянці спектра. Багато робіт присвячено стеклам легованим рідкоземельними елементами, що є перспективним для застосування в лазерах, оптичних підсилювачах та перетворювачах.

Оптичні волокна на основі ХСН використовувалися в сенсорах волоконної інфрачервоної термометрії і спектроскопії, датчиках охоронної сигналізації, передачі лазерного випромінювання, різноманітних хімічних сенсорах, ближньополевої ІЧ мікроскопії. Також була показана можливість використання ХСН у газових сенсорах, іонно-селективних мембранах, датчиках зміщення. На основі ХСН можна також виготовляти елементи сенсорних систем: мікролінзи для оптичних волокон, вікна, покриття, дифракційні решітки, решітки Брега, хвилеводи та ін.

## Chalcogenide vitreous semiconductors – properties and applications

Stronski A.V.

*V.Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS Ukraine, Kiev, Ukraine*

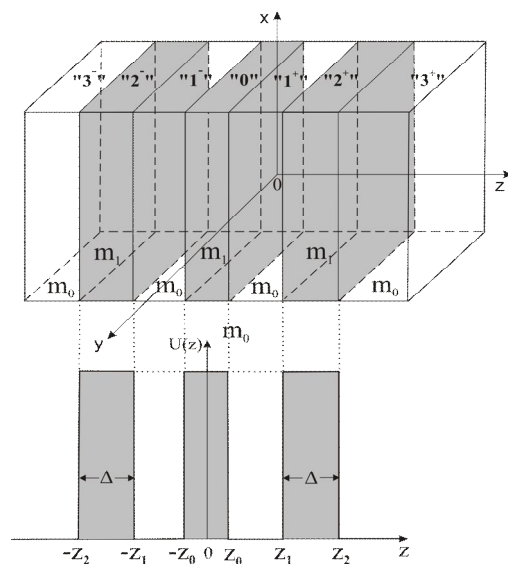
In present work the physical processes and properties of chalcogenide vitreous semiconductors (ChVS) are considered: photostimulated changes in ChVS layers, which have complex nature, include various effects such as photodarkening (red shift of the absorption edge), photoinduced anisotropy, photoinduced solubility change, photocrystallization, etc. The possibilities of numerous practical applications of ChVS are also considered.

## Особливості еволюції квазістаціонарних станів електрона у плоских трибар'єрних РТС

Ткач М., Сеті Ю., Матієк В.

*Чернівецький національний університет ім.Ю.Федьковича Чернівці, Україна*

З моменту експериментального створення перших квантових когерентних нанолазерів [1], основним елементом яких є резонансно-тунельні структури (РТС), минуло більше десяти років. За цей час уже



**Рис. 1.** Енергетичні та геометричні схеми трибар'єрної РТС.

появилися роботи, в яких закладаються основи теорії РТС. У цих роботах досліджуються характеристики РТС (пороговий струм, потужність випромінювання, частота випромінювання, провідність), із використанням "підгоночних параметрів,, та виходячи із перших принципів. Останній підхід є найбільш послідовним, хоча досить складним з математичної точки зору, адже для опису процесу випромінювання електромагнітних хвиль заданої частоти, що виникає при проходженні струму через РТС, необхідно розв'язувати повне рівняння Шредінгера. Тому у більшості робіт [2-5] авторами використовувалася модель δ-подібних потенціалів, в якій реалістичний прямокутний потенціальний бар'єр апроксимувався відповідним δ-бар'єром. Суттєвим недоліком такого підходу є те, що в ньому неможливо врахувати різницю ефективних мас у різних шарах РТС, це призводить до кількісно невірних (значно завищених) значень

спектральних параметрів.

У пропонованій роботі в моделі прямокутних потенціалів та різних ефективних мас досліджуються властивості квазістаціонарних станів електрона у трибар'єрній РТС (рис. 1). Геометричні параметри системи вважаються відомими.

Розв'язується рівняння Шредінгера

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) \right) \Psi(z) = E \Psi(z), \quad (1)$$

із урахуванням умов неперервності хвильової функції і густин потоків на всіх межах системи знаходяться хвильові функції електронів у РТС. Це дозволяє розрахувати коефіцієнти проникнення  $D$ ,  $S$ -матрицю розсіювання та функцію розподілу  $W$  ймовірності знаходження електрона у межах РТС.

Розрахунки параметрів квазістаціонарних станів електрона виконувалися на прикладі наносистеми  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , що реалізується експериментально. У результаті розрахунку еволюції функцій  $D$  і  $W$  показано, що при збільшенні товщини внутрішнього бар'єра РТС до деякої величини, відбувається колапс (злиття) двох резонансних квазістаціонарних станів електрона, при умові, що геометричні розміри внутрішнього бар'єра більші за суму товщин зовнішніх бар'єрів.

Встановлено, що всі три способи ( $D$ ,  $W$ ,  $S$ ) розрахунку спектральних параметрів квазістаціонарних станів електрона для типових розмірів РТС у моделі прямокутних потенціалів дають практично однакові результати при визначенні енергетичного спектра електрона і показують суттєві відмінності при визначенні ширин квазістаціонарних станів в околі точки колапса. Показано, що величини резонансних енергій у  $\delta$ -бар'єрній моделі на десятки відсотків перевищують аналогічні величини у моделі прямокутних бар'єрів, а резонансні ширини квазістаціонарних станів електрона перевищують реальні значення у десятки разів.

1. J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco // *Science*. – 1994. – V. 264. – P. 553.
2. Е.И. Голант, А.Б. Пашковский // *ФТП*. – 1997. – Т. 31. – С. 1077.
3. А.Б. Пашковский // *Письма в ЖЭТФ*. – 2005. – Т. 82. – С. 228.
4. В.Ф. Елесин // *ЖЭТФ*. – 2003. – Т. 124. – С. 379.
5. В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев // *ФТП*. – 2008. – Т. 42. – С. 586.

### **Peculiarities of electron quasi-stationary states evolution in plane three-barrier RTS**

Tkach M.V., Seti Ju.O., Matijek V.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The properties of electron quasi-stationary states in three-barrier resonance tunnel structure are investigated within the rectangular potentials and effective masses models.

## Муарові зображення дефектів у х- променевої трикристальній інтерферометрії

Фесів І.В., Фодчук І.М., Струк Я.М.

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

За останні 40 років досягнуто значних успіхів у розвитку інтерферометричних систем Х - променевого діапазону хвиль. Основу становлення Х- променевої багатокристальної інтерферометрії закладено в роботах Н. Бонзе і М. Харта, які запропонували перші схеми інтерферометрів [1]. За їх допомогою появилися можливості вимірювати довжини хвиль, показники заломлення Х- променів довільних речовин: кристалічних, аморфних, рідких і газоподібних, а також проводити дослідження медичних та біологічних зразків у фазовій томографії.

У даній роботі представлено аналіз практичних можливостей використання Х- променевої багатокристальної інтерферометрії для визначення структурних параметрів матеріалів.

### **Для аналізу вибрано наступні напрямки:**

1. Дослідження високочутливих рентгенооптичних систем (рис.1), за допомогою яких проводяться фізичні та метрологічні дослідження в області Х- променевої когерентної оптики, спектрального аналізу.

2. Експериментальні та теоретичні дослідження механізмів та закономірностей виникнення та умов спостереження Х- променевих муарових картин у досконалих та реальних кристалах.

3. Наявність різного роду дефектів, які розміщені в різних компонентах інтерферометра та призводять до зміни муарових зображень.

4. Дія різної природи зосереджених сил на пластини інтерферометра – зовнішньої навантаження, лазерного опромінення, епітаксійного нарощування, акустичних деформацій і т.д.

5. Плівкова інтерферометрія, як один з прецизійних методів дослідження деформацій в епітаксійних системах. Зазначається, що плівковий інтерферометр являє собою шарову систему типу А/В/А, в яких параметри кристалічної решітки підкладки верхньої пластини А співпадають. Товщина шару А, як правило, не перевищує одного мікрона, а вимірний кут нахилу відбиваючих атомних площин - до 0.002 кут. сек.

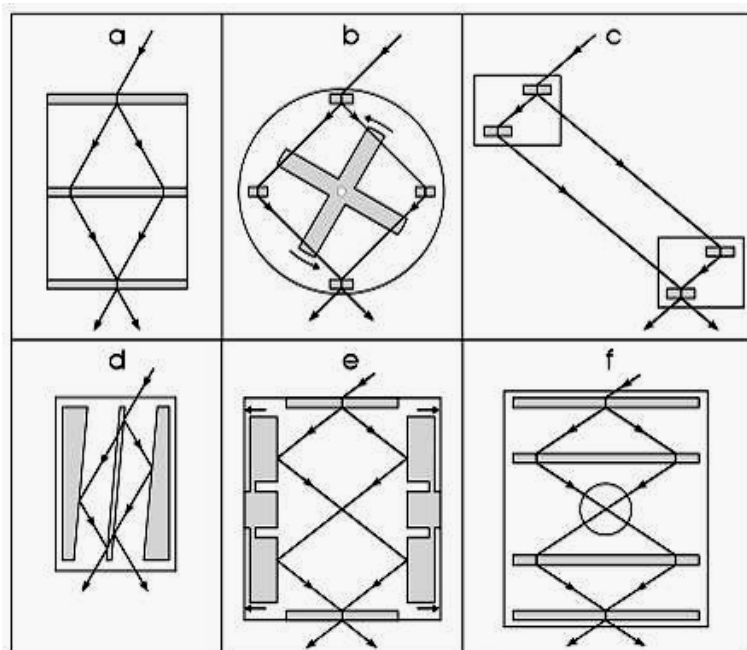
6. Використання багатохвильового розсіяння Х- променів у багатоблокових кристалічних системах. Це відкриває нові можливості для отримання когерентних хвиль і наступний їх синтез з метою отримання нових типів багатохвильових Х- променевих інтерферометрів, резонаторів і монохроматорів з високою монохроматизацією променів. Особливий інтерес представляє собою аналіз чотири і шести хвильової дифракції в Х- променевих інтерферометрах, оскільки в даному випадку можна визначити фазові співвідношення між інтерферуєчими хвилями.



7. Інші можливі застосування X - променевої інтерферометрії – це фазово-контрастна томографія біологічних зразків при різних паталогіях та впливах, а також Фур'є- спектроскопія в ангстремному діапазоні.

8. Перспективи розробки нових інтерферометричних методів дослідження структурних спотворень кристалічної ґратки, які володіють більш широким діапазоном чутливості до структурних порушень, і які можуть бути використані для дослідження різного роду матеріалів.

Зазначається, що встановлення загальних принципів і механізмів формування муарових розподілів інтенсивності в реальних кристалах має важливе наукове і практичне значення, оскільки дає можливість уникнути помилкових інтерпретацій отриманих інтерференційних картин і значно полегшить пояснення складних картин.



**Рис. 1.** Типові схеми X-променевої інтерферометрії [1]:  
 а) Лауе – Лауе - Лауе (LLL) - симетричний; б) LLL, з кутом дифракції -  $2\theta = 90^\circ$  ;  
 с) - асиметричний LLL, який виготовлений з двох окремих блоків;  
 d) Брег-Брег-Брег (BBB);  
 e) LBBL- змішаний;  
 f) LLLL.

1. Bonse U. Graef W. X-ray and neutron interferometry. X-ray optics: Application for solid. – Berlin, Heiden-berg, New-York: Springer Verlag, 1978.

**Moire Images of Defects in Three-Crystal x-Ray Interferometry**

Fesiv I.V., Fodchuk I.M., Struk Ja.M.

*Yu.Fed'kovich National Chernivtsi University, Chernivtsi, Ukraine*

The analysis of possibilities of X-ray multocrystal interferometry in research of the structural parameters of materials is presented

## Наноструктури сполук АІVВVІ, вирощені з парової фази

Фреїк Д.М.

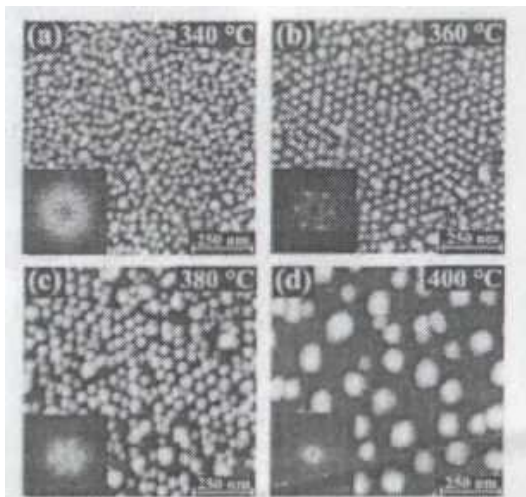
*Прикарпатський національний університет  
імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

Вперше виразно концепція наноматеріалів була сформульована Р. Глейтером, який ввів у науковий обіг і сам термін (спочатку як нанокристалічні матеріали, потім наноструктурні, а також нанофазні, нанокомпозитні і т.д.) [1,2].

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 [3]. Ми звернемо увагу тільки на окремих способах формування напівпровідникових квантово-розмірних структур.

**Молекулярно-променева епітаксія.** Метод молекулярно-променевої епітаксії (molecular-beam epitaxy, МВЕ) призначений для вирощування кристалічних структур у надвисокому вакуумі за допомогою пучків атомів або молекул, що є компонентами сполуки, що росте.

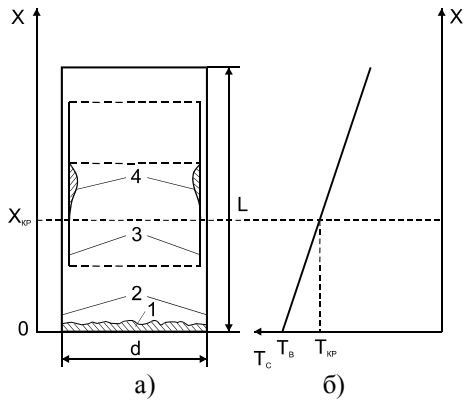
Спонтанне формування масиву квантових точок відбувається при нанесенні дуже тонкого (товщиною в декілька атомних шарів) шару матеріалу В на поверхню матеріалу А у разі, коли постійні кристалічних ґраток матеріалів розрізняються на декілька відсотків (рис. 1.).



**Рис. 1.** Одержані за допомогою атомно-силової мікроскопії зображення верхнього (незарощеного) шару квантових точок PbSe для надґраток квантових точок (30 періодів) при номінальній товщині шару PbSe п'ять мономолекулярних шарів для ростових температур від 340 °C до 400 °C. На вставці результат математичної обробки (спектр потужності) одержаних зображень, видно появу шести чітких піків при появі впорядкування ґратки розташування квантових точок в площині шару (гексагональна ґратка). [4]

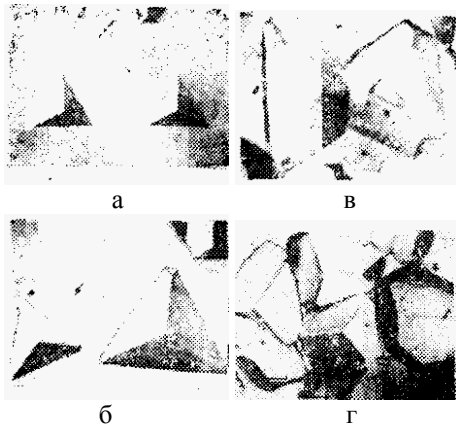
**Осадження із газодинамічного потоку пари.** Альтернативним до МВЕ є запропонований нами технологічний процес вирощування наноструктур із газодинамічного потоку пари (рис. 2.) [5].

Механізми формування і росту нанокристалічних структур визначаються параметрами газодинамічного потоку пари.



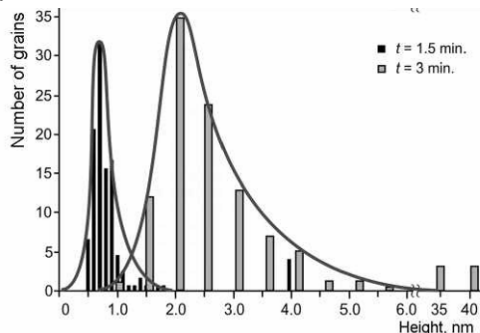
**Рис. 2.** Схема реалізації газодинамічного потоку пари у квазізамкненому об'ємі (а) і розподіл температури  $T_c$  вздовж стінки камери (б): 1 – наважка для випаровування; 2 – стінки камери; 3 – підкладка; 4 – конденсат.

При віддаленні від поверхні випарника вздовж осі камери і зростанні пересичення пари значно збільшується густина кристалів-зародків, зменшуються їх лінійні розміри (рис. 3). У цих умовах кристалізації змінюється топологія пірамід росту, їх симетрія знижується від 3m до m і до 1. Найчастіше виявляється трансформація основ пірамід. Причиною спостережуваних явищ у групах пірамід може бути, зокрема, те, що вони закривають одна одну від напрямлених потоків пари, яка підживлює ріст кристалів.



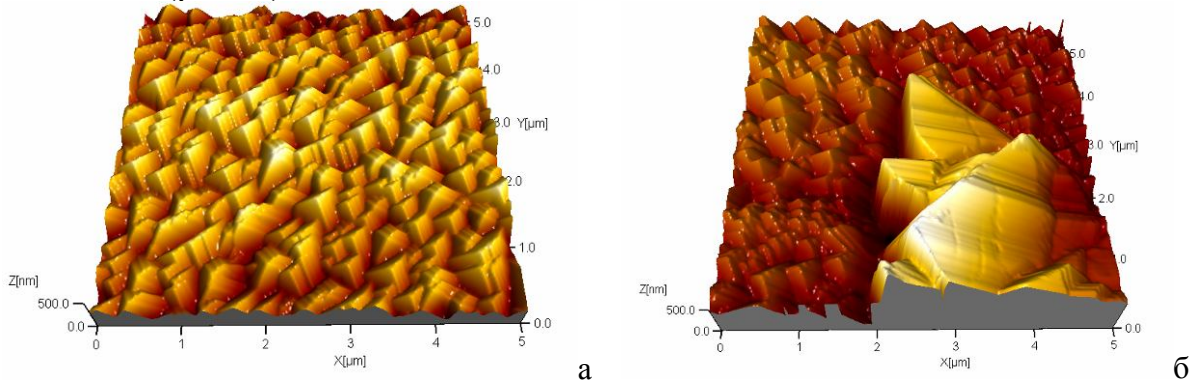
**Рис. 3.** Кристалічна структура  $SnTe$ , осадженого на слюді, розміщеній паралельно потоку пари при  $\frac{dT_c}{dx} = -5 \cdot 10^3 \text{ K/m}$  і пересиченні пари  $\psi$ : а – 4, б – 12; в –  $2 \cdot 10^2$ ; д –  $3 \cdot 10^4$  [5].

**Метод гарячої стінки.** Варіюючи температурні режими в ростовій камері можна реалізовувати різні механізми росту: ріст тривимірних нанострівців (механізм Вольмера-Вебера), та комбінований пошаровий ріст 2D плато (за механізмом Франка-Ван дер Мерве) і 3D острівців. При цьому зміна температурних режимів росту та кількості осадженого матеріалу дозволяє контролювати форму та розміри нанострівців (рис. 4) [6].



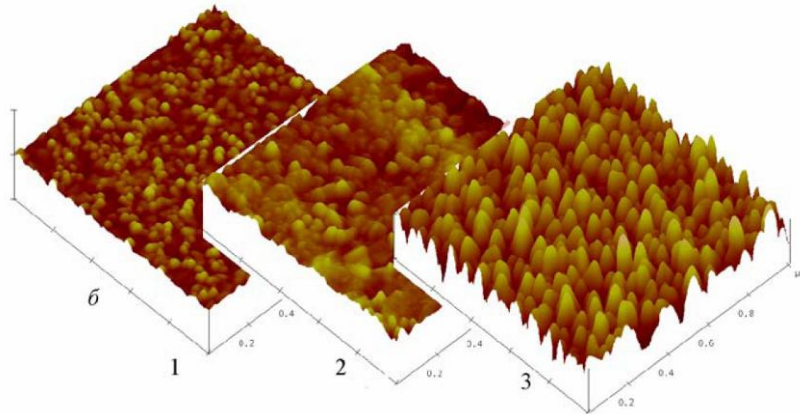
**Рис. 4.** Гістограми формування нанострівців  $PbTe/BaF_2$  на різних етапах осадження:  $T_{II} = 623 \text{ K}$ ,  $T_{III} = 723 \text{ K}$  [6].

У роботі [7] наведено результати таких же досліджень на сколах (0001) слюди – мусковіт. Встановлено що поцеси росту нанокристалів здійснюється за механізмом «пара-кристал» без коалесценції із переважаючою квазіпаралельною орієнтацією (111)[110] PbTe || (0001)[1120] слюди із утворенням ростових дефектів упаковки і мікро двійників (рис. 5).



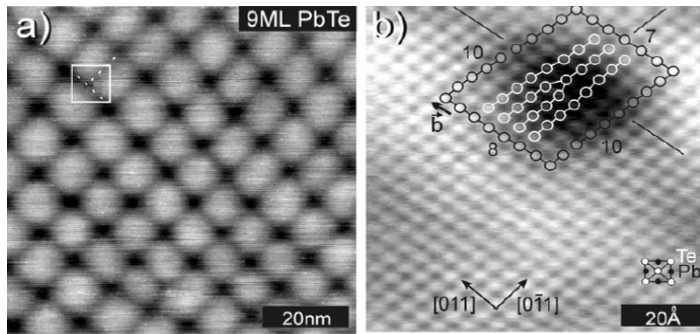
**Рис. 5.** АСМ зображення топології поверхні нанокристалічних структур PbTe на сколах (0001) слюди–мусковіт, вирощених при температурах  $T_n$ , К: 380 (а), 633 (б) [7].

**Випаровування у відкритому вакуумі.** Відкритим випаровуванням у вакуумі з парової фази на діелектричних поверхнях формуються нанорозмірні структури телуриду свинцю, з розмірами окремих квантових точок 5-100 нм. Нанокристалічні структури статистично рівномірно розміщені на поверхні внаслідок самоорганізації за рахунок зменшення напружень у при поверхневому шарі (рис. 6) [8].



**Рис.6.** Трьохвимірні АСМ зображення наноструктур PbTe/SiO<sub>2</sub>-Si, осаджені при температурі  $T_p$ , °С: 1-100; 2-200; 3-300 [8].

**Дислокації невідповідностей і наноструктури.** На межі розділу епітаксійних шарів PbTe/PbSe на (100) KCl утворюється регулярна сітка дислокацій невідповідностей із періодом  $\sim 10$  нм (рис. 7). Повністю релаксація напруг у гетероструктурі завершується при товщинах плівки у 9 монаошарів. Утворена сітка дислокацій невідповідностей визначається доброю регулярністю за рахунок наявності сил відштовхування між дислокаціями та високою дислокаційною рухливістю в області межі розділу.



**Рис. 7.** Зображення скануючого електронного мікроскопа 9 моношарів PbTe осаджених на поверхню (100) PbSe [9].

1. H Gleiter In: Deformation of Polycrystals. Prog. of 2<sup>nd</sup> RISO Symposium on metalurgy and Materials Science (Eds. N. Hansen. T. Leffers, H. Lithold). Roskilde. RISO Nat. Lab. – 1981. – P. 15-21.
2. Р.А. Андриевский. Наноматериалы: концепция и современные проблемы // Рос. хим. ж. – 2002. – Т. XLVI, №5. – С. 50-55.
3. В.Н. Белявский Физические основы полупроводниковой нанотехнологии // Соросовский Образовательный Журнал. – 1998. – №10. – С. 92-98.
4. A Raab, R.T. Lechner, G. Sprigholz. // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 67. – P. 165321.
5. Д.М. Фрейк, М.А. Галушак, Л.И. Межиловская. Физика и технология полупроводниковых пленок. Вища школа. Львів, 1988. – 152 с.
6. Т.І. Sheremeta, І.В. Prokopenko, Р.М. Lytvyn, О.С. Lytvyn, V.M. Vodop'yanov, А.Р. Baktinov, Е.І. Slynko. Peculiarities of the PbTe nanoislet formation on BaF2 substrate at “hot wall” epitaxy method investigated by atomi force microscopy // Functional Materials. – 2007. – V. 14, N 1. – P. 1-6.
7. Д.М.Фреїк, І.М.Ліщинський, П.М.Литвин, В.В.Бачук, М.Я.Гриджук, Р.І.Никируй. Топологія поверхні і процеси росту нанокристалічних структур PbTe на сколах слюди-мусковіт // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т. 9, № 4. – С. 529-535.
8. Д.М. Фреїк, П.М. Литвин, І.М. Ліщинський, В.В, Бачук, І.І. Чав'як Наноструктури телуриду свинцю, вирощені у вакумі з парової фази // Фізика і хімія твердого тіла. – 2009. – Т. 10, № 1. – С. 85-89.
9. K. Wiesauer and G. Springholz. Nano-Scale Dislocation Patterning in PbTe on PbSe (100) Heteroepitaxy Studied by Scanning Tunneling Microscopy // Proceedings GMe Forum. – 2001. – P. 209-212.

## Features Transport Phenomena in Lead Chalkogenide Thin Semiconductor Films

Freyik D.M.

*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University,  
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.

## Получение и исследование ультрачерных пленок

Цыбульская Л.С., Пуровская О.Г., Поводайло В.А., Гаевская Т.В.

*НИИ физико-химических проблем Белгосуниверситета, Минск, Беларусь*

Ультрачерные пленки, нанесенные на металлическую поверхность, существенно улучшают оптическую плотность термальных датчиков, снижают эффект побочного и рассеянного света в оптических приборах и могут быть использованы при изготовлении различных устройств – преобразователей солнечной энергии, инфракрасных сенсоров, оптических и лазерных приборов. Ультрачерные пленки были получены на различных металлических поверхностях (алюминии и его сплавах, титане, латуни, стали) путем окисления в смеси кислот химически и электрохимически осажденного покрытия Ni-P или путем щелочного тонирования электрохимически полученной медной поверхности. Основной характеристикой ультрачерной поверхности являлся коэффициент диффузного отражения (K). Измерения K проводили с помощью интегрального фотометра относительным методом на длине волны 532 нм. Существенными факторами, влияющими на коэффициент диффузного отражения, являлись содержание фосфора в составе покрытия Ni-P, а также морфология поверхности и структура самого покрытия.

Химическое осаждение покрытий Ni-P осуществляли как из слабо кислых (рН  $5,0 \pm 0,2$ ), так и щелочных (рН  $8,5 \pm 0,5$ ) растворов при температуре  $80 \div 90$  °С и скорости осаждения  $\sim 20$  мкм/час. Электрохимическое осаждение Ni-P осуществляли из кислых растворов (рН  $1,5 \div 3,5$ ), катодной плотности тока  $10 \div 20$  А/дм<sup>2</sup>, температуре  $\sim 70$  °С и скорости осаждения  $60 \div 100$  мкм/час. Содержание фосфора в покрытии определяли рентгенофлуоресцентным методом. Для химически осажденных покрытий Ni-P из щелочного раствора концентрация фосфора составляла  $3 \div 6$  %, из кислого раствора –  $6 \div 9$  %, для электрохимически осажденных покрытий – изменялась в более широком диапазоне – от 1 до 19 % в зависимости от состава электролита и условий получения покрытия. Наиболее низкий коэффициент отражения ( $K=0,3 \div 0,5$ ) получен для медных покрытий и покрытий Ni-P, содержащих  $4 \div 6$  % фосфора. Согласно данным рентгенофазового анализа такие покрытия имеют поликристаллическую структуру и представляют собой твердый раствор фосфора в никеле внедренно-замещенного типа. При содержании фосфора более 6 % формируются рентгеноаморфные слои Ni-P. Электронные снимки сплавов с  $4 \div 6$  % фосфора показали, что поверхность ультрачерных пленок разветвленная, с большим количеством кратеров (ловушки света), равномерно распределенных по всей плоскости. Аналогичная картина

образования и распределения кратеров получена на снимках оксидированной медной поверхности.

## **Хіміко-механічне полірування монокристалів GaAs, GaSb, InAs та InSb травниками H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>–HBr–лактатна кислота**

Шелюк І.О., Томашик В.М., Лукіяничук Е.М.

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

В роботі вивчено процеси хіміко-механічного (ХМП) полірування поверхні монокристалів GaAs, GaSb, InAs та InSb бромвиділяючими травниками системи H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>–HBr–лактатна кислота (C<sub>3</sub>H<sub>6</sub>O<sub>3</sub>). Для проведення експериментальних досліджень використовували базовий розчин (Б1), що містив (в об. %): 8H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : 47 HBr : 45 C<sub>3</sub>H<sub>6</sub>O<sub>3</sub> (всі реактиви марки “хч”). Для зменшення швидкості розчинення GaAs, GaSb, InAs та InSb і покращення характеристик поверхні до складу базового розчину додатково вводили певну кількість водного розчину C<sub>3</sub>H<sub>6</sub>O<sub>3</sub>, який характеризується високою в’язкістю.

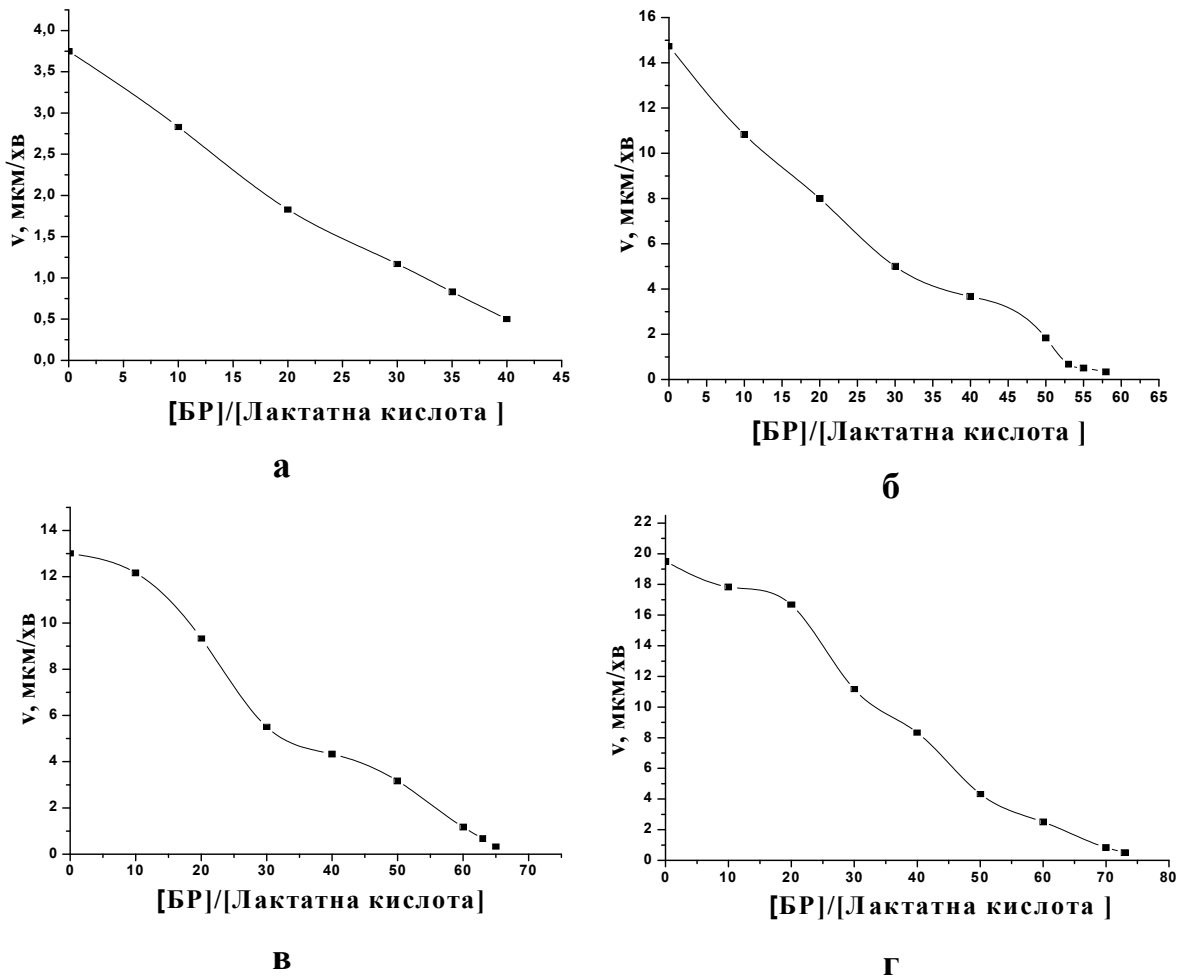
Перед початком травлення базовий розчин витримували протягом двох годин для завершення хімічної взаємодії між вихідними компонентами травильної композиції. Швидкість розчинення визначали за зменшенням товщини кристала до і після травлення з використанням годинникового індикатора ІМІГП з точністю ± 0,5 мкм.

Хіміко-механічне полірування монокристалів проводили при T=297 К з використанням обтягнутого батистовою тканиною скляного полірувальника, на який подавали приготовлений травильний розчин зі швидкістю 2-3 мл/хв. Зразки полірували впродовж 3-5 хв, потім промивали в 0,05 М розчині Na<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, три рази дистильованою водою, після чого висушували на повітрі.

Нами встановлено, що швидкість хіміко-динамічного полірування в базовому травнику становить: для GaAs – 0,7 мкм/хв, для GaSb – 2,5 мкм/хв, для InAs – 1,7 мкм/хв. та для InSb – 1,7 мкм/хв. При застосуванні цього травника для ХМП швидкість полірування значно збільшується і досягає для GaAs 3,8 мкм/хв, для GaSb – 14,8 мкм/хв, для InAs – 13 мкм/хв, а для InSb – 19,5 мкм/хв (очевидно, за рахунок внеску в загальний процес розчинення механічної складової). При збільшенні додатково введеної в базовий травник лактатної кислоти швидкість ХМП матеріалів поступово зменшується (рис. 1).

Таким чином, змінюючи співвідношення базового травника Б1 та лактатної кислоти як в’язкого компоненту, можна вибирати травильні композиції з необхідною швидкістю ХМП в межах: для GaAs 0,5-3,8 мкм/хв, для GaSb – 0,5-14,8 мкм/хв, для InAs – 0,3-13 мкм/хв та для InSb – 0,5-19,5 мкм/хв.





**Рис. 1.** Залежність швидкості хіміко-механічного полірування GaAs (а), GaSb (б), InAs (в) та InSb (г) від об’ємного співвідношення базового травника (Б1) і водного розчину лактатної кислоти

**Chemical-mechanical polishing of the GaAs, GaSb, InAs and InSb single crystals by the etchant composition H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>–HBr–lactic acid**

Shelyuk I.O., Tomashik V.M., Lukiyanchuk E.M.

*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Science of Ukraine*

Chemical-mechanical polishing of the GaAs, GaSb, InAs and InSb single crystals by the bromine evolving etchant compositions H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>–HBr–lactic acid has been investigated. It was shown that changing the ratio “base etchant B1/lactic acid” it is possible to select the etchants with necessary chemical-mechanical polishing rate within the regions from 0.5 to 3.8 μm/min for GaAs, from 0.5 to 14.8 μm/min for GaSb, from 0.3 to 13 μm/min for InAs and from 0.5 to 19.5 μm/min for InSb.



## Щодо українського аспекту в розвитку фізики напівпровідників

Лень А.Є.<sup>1</sup>, Тимочко М.Д.<sup>1</sup>, Шендеровський В.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

Фізика як наука точного природознавства з'явилася наприкінці XVII та проходила період становлення до початку XX століття. У її складі виокремилися фізика діелектриків, провідників та напівпровідників. Зауважимо, що дослідження у сфері експериментальної фізики заснував М.П. Авенаріус з 1874 р. в Імператорському Київському університеті ім. Святого Володимира (ІКУ СВ). Згодом М.М. Шіллер, Г.Г. Де-Метц, П.О. Зілов, Й.Й. Косоногов та інші розробляли методи дослідження фізики діелектриків (1875-1901). На їх основі Й.Й. Косоногов провів ґрунтовне дослідження оптичного резонансу, зумовлене мікроструктурою шару речовини (1901-1903) і виміряв діелектричну проникність низки неполярних рідин (1905-1911). Згодом О.Г. Гольдман на основі оптичного резонансу досліджує фотоелектричні властивості, явище і теорію ефекту Беккереля, вентильні і фотогальванічні ефекти в електролітах (1908-1911).

У час, коли творилася історія української державності, епізодичні дослідження фото-електричного ефекту на поверхні діелектриків, електролітів та іншого проводили О.Г. Гольдман, С.І. Каляндик, П.С. Тартаковський, П.Г. Лاپинський, В.О. Плотніков. Крім того, вагомими науково-організаційними ініціативами проявив Й.Й. Косоногов під час заснування Української академії наук (УАН). О.Г. Гольдман у 1921-1929 рр. очолював Київську НДК фізики (КНДКФ) НКО УРСР та провів перші систематичні дослідження фізики діелектриків і напівпровідників. Зазначимо, що з 1929 р. на базі КНДКФ НКО УРСР створюється Науково-дослідний інститут фізики у Києві НКО УРСР - Інститут фізики (ІФ) АН УРСР, який очолював О.Г. Гольдман з 1929 по 1938 рр.

Зокрема, в ІФ АН УРСР з 1929 по 1960 рр. відбулося становлення фізики напівпровідників і діелектриків на чолі із академіком АН УРСР О.Г. Гольдманом, працями В.К. Бернацького, П.Г. Борзяка, Л.П. Лукашевича, О.Г. Миселюка, Г.А. Федоруса, В.І. Ляшенка, С.О. Березюк, Д.С. Гейхман, О.М. Косоногової та інших - виконані піонерські роботи із досліджень вентильного і фотогальванічного ефекту, інші властивості купроксних фотоелементів, що заклали основи їх технічного застосування як трансформаторів сонячної енергії. У структурі ІФ АН УРСР В.Є. Лашкарьов, академік АН УРСР з 1945 р., вперше заснував: відділ напівпровідників ІФ АН УРСР; спеціалізацію напівпровідники і діелектрики, а також відповідний випуск та кафедру фізики напівпровідників Київського державного університету ім. Т.Г. Шевченка

(КДУ ТГШ). Праці О.Г. Гольдмана, В.Є. Лашкарьова, С.І. Пекаря, В.І. Ляшенка, П.Г. Борзяка, М.Ф. Дейгана, І.Д. Конозенка та інших заклали основу науковим напрямом: фотоелектричних явищ екситонів і поляронів, поверхні та електроніки напівпровідників і введення напівпровідникових матеріалів.

У 1960 р. був заснований Інститут напівпровідників (ІН) АН УРСР. Перші 116 співробітників із ІФ АН УРСР ввійшли до складу ІН АН УРСР, з яких: В.Є. Лашкарьов, С. І.Пекар, В.І. Ляшенко, П.Г. Борзяк, В.М. Бурмистров, Ю.І. Горкун, М. Ф. Дейган, І.Д. Конозенко, В.Е. Косенко, Т.І. Кучер, І.Б. Мізецька, О.Г. Міселюк, Е.І. Рашба, О.В. Снітко, І.І. Степко, В.І. Уст'янов Г.А. Федорус, О.В. Фіалковська та 36 молодших наукових співробітників і інженерів заклали основи фізики і техніки напівпровідників. Першим директором ІН АН УРСР з 1960 по 1970 рр. був В.Є. Лашкарьов. З 1970 р. по 1990 р. інститут очолював, академік АН УРСР з 1985 р., О.В. Снітко. За його керівництва інститут перетворився з наукового на науково–технічний провідний фундаментальний заклад. У 1991 –2003 рр. його очолював академік АН УРСР з 1988 р. С.В. Свечніков. У 1992 р. заклад був переіменований на Інститут фізики напівпровідників (ІФН) Національної АН України. З 2003 р. закладу присвоєно ім'я В.Є. Лашкарьова - ІФН Л НАНУ, який з того часу очолює академік НАНУ В.Ф. Мачулін. Сьогодні в ІФН Л НАНУ зберігають наукові напрями: фізики процесів взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною; фізики низковимірних систем, мікроелектроніки і наноелектроніки; оптоелектроніки та сонячної енергетики; фізичних і технологічних проблем матеріалів сенсорної, інфрачервоної та НВЧ–техніки. У наш час за означеними напрямом діяльності склалися і успішно функціонують під керівництвом провідних вчених НАНУ широко відомі наукові школи: школа академіка В.Є. Лашкарьова з фізики напівпровідників (тепер – М.К. Шейнкман); школа академіка С.І. Пекаря з теорії твердого тіла (тепер – В.О. Кочелап); школа академіка С.В. Свечнікова з оптоелектроніки; школа академіка О.В. Снітка та професора В.І. Ляшенка з фізики поверхні і мікроелектроніки (тепер - В.Г. Литовченко).

### **Ukrainian aspect in progress of semiconductor physics**

Len A.E.<sup>1</sup>, Tymochko M.D.<sup>1</sup>, Shenderovskiy V.A.<sup>2</sup>

*Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine;*

<sup>2</sup> *Institute of Physics of NAS of Ukraine, pr. Nauky 46, Kyiv, 03028, Ukraine*

Authors gives little known pages of history of one of the main branch development of physics in the XX century - semiconductor physics and contribution of Ukrainian scientists in the branch of science.

## **Зворотне розсіювання повільних електронів поверхнями Cu, Mo, Ta і шарами Mg**

Шпеник О.Б., Попик Т.Ю., Ортіков Р.О.

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

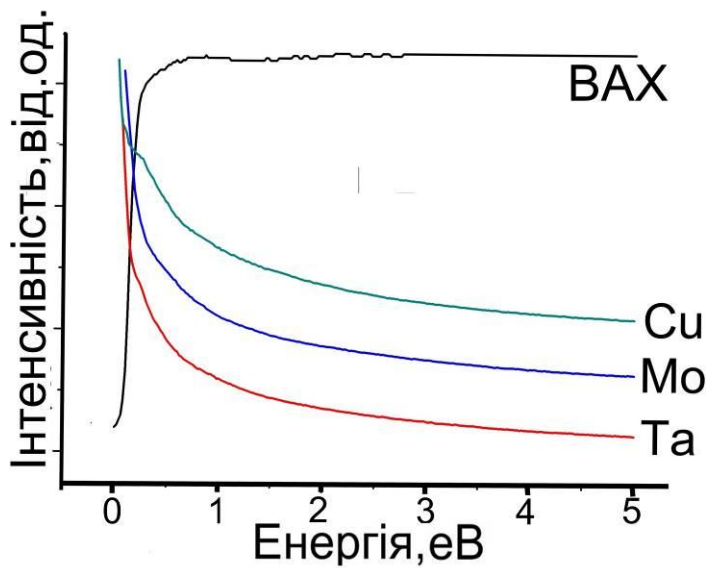
Одним з методів електронної спектроскопії, який може бути використаний для дослідження електронної енергетичної структури плівок, є метод зворотного розсіювання повільних (0–10 еВ) електронів. Його було розроблено і успішно впроваджено у відділі іонних процесів Інституту електронної фізики НАН України. Він добре зарекомендував себе при вивченні електронної енергетичної структури металів (Au, Ag, Cu), різномодифікованих поверхонь елементарних (Si і Ge) та складних напівпровідників (GaAs, InAs, BiTeI, BiTeBr).

Однак, особливості пружної і непружної взаємодії повільних електронів з конденсованими органічними молекулярними системами на сьогоднішній день практично не досліджені. Тому виникла необхідність розробки, створення і підбору оптимальних режимів роботи ефузійного джерела поліатомних органічних молекул для вивчення цих особливостей в режимі постійного підпилення молекул у надвисоковакуумній камері. Це дасть можливість запобігти пошкодженню і старінню досліджуваних об'єктів і звести до мінімуму вплив атмосфери залишкових газів на їх електронні характеристики.

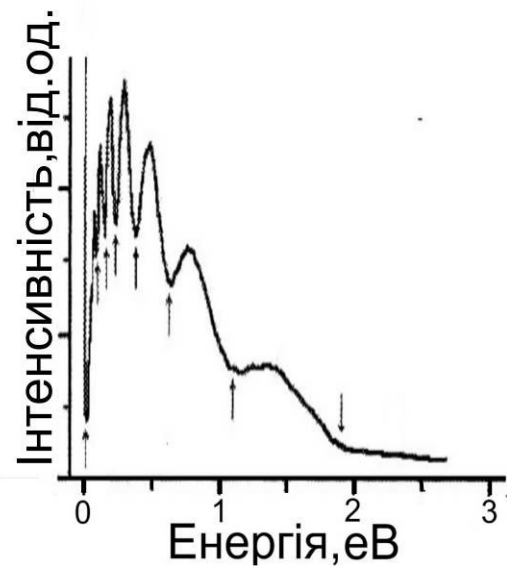
Аналіз літературних даних показує, що найбільш поширеними підложками для конденсації органічних молекул є полікристалічні металічні поверхні (Pt, Au, Ag, Cu, W, Mo, Ni). На даному етапі досліджень як майбутні підложки для напилення складних органічних сполук нами вибрано полікристалічні метали Mo, Ta і Cu. Зразки ретельно відполіровані, дзеркальні. Перед проведенням вимірювань для очистки поверхні вони з тильного боку прогріваються високоенергетичним електронним пучком при температурі  $T \sim 1000\text{--}1100\text{ K}$  протягом 5–6 годин у вакуумі  $\sim 10^{-7}\text{ Па}$ .

Нами досліджено енергетичні залежності інтенсивності пружного розсіювання електронів на  $180^\circ$  поверхнями полікристалічного Mo, Ta, Cu (рис. 1). Як видно з рисунка при стабільній вольт-амперній характеристиці струму електронів на зразок для всіх спектрів характерний різкий спад інтенсивності з ростом енергії електронів без будь-яких видимих особливостей. Це підтверджує дані з електронної спектроскопії полікристалічних металів і дозволить у майбутньому однозначно інтерпретувати тонку структуру у спектрах пружного зворотного розсіювання повільних електронів для конденсованих на досліджених підложках складних органічних сполук.

Запропоноване ефузійне джерело було успішно випробуване при дослідженні пружного зворотнього розсіювання повільних електронів конденсованими на поверхні Мо атомами магнію. Вимірювання проводилися в режимі постійного підпилення досліджуваної речовини. Енергетична залежність інтенсивності пружного розсіювання електронів на  $180^\circ$  представлена на рис. 2. З рисунка видно, ці енергетичні залежності електронів мають багату тонку структуру. Аналіз відомих теоретичних розрахунків зонної структури Mg і експериментальних результатів інших авторів дозволяє стверджувати, що виявлені особливості обумовлені збудженням поверхневих і об'ємних електронних станів магнію.



*Рис. 1* Енергетична залежність інтенсивності пружного розсіювання електронів на  $180^\circ$  поверхнями Cu, Mo, Ta та BAX струму на зразок.



*Рис.2.* Енергетична залежність інтенсивності пружного розсіювання електронів на  $180^\circ$  конденсованими на Мо шарами магнію.

### Low-energy electron backscattering by Cu, Ta, and Mo surfaces and Mg layers

Shpenik O.B., Popik T. Yu., Ortikov R.O.

*Institute of Electron Physics, Acad Nat. Sci. of Ukraine, Uzhgorod, Ukraine*

Energy dependences of elastic backscattering of low-energy electrons by Cu, Ta, and Mo surfaces are studied. An effusive source of chemically active substances is made. Elastic electron backscattering spectra from Mg layers condensed on the Mo surface are recorded in constant deposition mode.

## Металл-фуллерновые тонкие плёнки: достижения и перспективы

Шпилевский Э. М.

*Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

В докладе проведён анализ отражённых в публикациях в важнейших специализированных журналах, а так же полученных за последние два года с участием автора, результатов исследований структуры, физических и физико-химических свойств металл-фуллереновых плёнок.

Металл-фуллереновые пленки, как правило, получают методами вакуумных технологий, реже химическим или электрохимическим способами. Большинство исследователей для получения пленок выбирают типичные металлы и наиболее устойчивые молекулы - фуллерены  $C_{60}$ . Имеются единичные работы, в которых использовались молекулы высших фуллеренов –  $C_{70}$ ,  $C_{80}$ ,  $C_{84}$ . Так же крайне мало работ, в которых использовались бы редкоземельные металлы.

1. Кристаллизованные фуллерены – фуллериты – могут иметь различную кристаллографическую структуру [1]. При температурах ниже 250 К фуллериты имеют простую кубическую решетку, выше 250 К – ГЦК-структуру. При температурах выше 1070 К и высоких давлениях ( $P > 8$  ГПа) наблюдались тетраэдрическая и ромбоэдрическая структуры. Конденсированные в вакууме пленки фуллеритов, как правило, имеют гетерофазную структуру (ГЦК и ГПУ). Фуллериты и фуллериты, допированные металлами, являются полупроводниками. В фуллеритах  $C_{60}$ , допированных металлами, наблюдается существенная модификация наноструктуры, электронных и колебательных спектров, которая зависит от содержания металла и условий термообработки. При легировании фуллеритов  $C_{60}$  металлами за счет ионизации атомов и гибридизации электронных состояний происходит расширение и перекрытие энергетических зон, приписываемых молекулярным орбиталям фуллеренов. Такое изменение электронной структуры приводит к возрастанию роли кулоновского взаимодействия, а также к понижению икосаэдрической симметрии фуллеренов.

2. В металл-фуллереновых пленках с соизмеримыми долевыми соотношениями компонентов формируются гетерофазные структуры с уникальными частотными зависимостями электрических свойств. При определенных соотношениях компонентов фуллерены выступают не только как компоненты композиционных материалов, но и как реагенты химических реакций в получении новых веществ. (Например, получены соединения  $Me_xC_{60}$  для меди и олова [2]).

3. Металлы при допировании фуллеренами проявляют повышение прочности и электросопротивления, что связывается с возникновением

значительных механических напряжений и искажений решетки. Для таких материалов наблюдается снижение коэффициентов трения и повышение износостойкости. Необычными свойствами обладают ферромагнитные металлы, допированные фуллеренами.

Электрическое сопротивление плёнок изменяется с составом в широких пределах и может иметь как положительный, так и отрицательный температурный коэффициент.

Вольтамперные характеристики металл-фуллереновых плёнок при  $N_{\text{ме}}: N_{\text{C60}} < 20$  имеют нелинейный характер. При отжиге и пропускании электрического тока в пленках происходят как обратимые, так и необратимые изменения электрического сопротивления. При хранении металл-фуллереновых плёнок на воздухе в нормальных условиях их электрическое сопротивление возрастает со временем, что объясняется сорбцией газов из окружающей среды.

4. Химические соединения, твёрдые растворы, неупорядоченные сплавы и композиционные материалы, которые получают на основе фуллереновых и других молекул и атомов обладают особыми свойствами, что позволяет возлагать большие надежды на это материаловедческое направление [3].

К настоящему времени уже определился ряд направлений, в которых содержащие фуллерены материалы уже сегодня могут выдерживать конкуренцию не только по качеству, но и по стоимости. Это активные элементы сенсоров, устройства наноэлектроники, nano- и микромеханики, покрытия (в том числе, биомедицинского назначения).

Работа выполнена в рамках ГПОФИ «Наноматериалы и нанотехнологии» НАН Беларуси (Задание 1.11).

1. Сидоров Л.Н., Юровская М.А. Фуллерены. М.: МГУ, 2004. – 688 с.
1. Шпилевский Э. М. Металл-фуллереновые плёнки: получение, свойства, применение // Алмазные плёнки и плёнки родственных материалов. – Харьков: ХНЦ ФТИ, 2003. – С. 242 – 264.
2. Шпилевский М. Э., Шпилевский Э. М., Стельмах В. Ф. Фуллерены и фуллереноподобные структуры – основа перспективных материалов // ИФЖ. – 2001. – Т. 74, № 6. – С. 106-112.

### **Metall-fullerene thin films: achievements and perspectives**

Shpilevsky E.M.

*Luikov Heat and Mass Transfer Institute of NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

The results on investigation of of structure, physical and physical-chemical properties of metal-fullerene films which were obtained for last two years with participation of the author and also the results which were published in the major specialized journals on this problem have been analysed at this report.

## Фотолюмінесценція наночастинок CdS, іммобілізованих в поліетиленовій матриці

Юрков Г.Ю.<sup>1</sup>, Лашкар'єв Г.В.<sup>2</sup>, Пирятинський Ю.П.<sup>3</sup>, Радченко М.В.<sup>2</sup>, Січковський В.І.<sup>2</sup>, Османов Т.Ш.<sup>2</sup>, Домуховський В.<sup>4</sup>, Стори Т.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Інститут загальної і неорганічної хімії Російської академії наук, Москва, Росія.

<sup>2</sup>Інститут проблем матеріалознавства

Національної академії наук України, Київ, Україна.

<sup>3</sup>Інститут фізики Національної академії наук України, Київ, Україна.

<sup>4</sup>Інститут фізики Польської академії наук, Варшава, Польща.

Застосування наноструктур на основі сполук  $A^II B^VI$  в оптоелектроніці і лазерній техніці, пов'язано з проявленням в них унікальних оптичних властивостей, обумовлених ефектами просторового обмеження екситону.

Наночастинки (НЧ) CdS отримували шляхом розчинення поліетилену у вуглеводневому маслі (в середовищі інертного газу) з наступним введенням розчину прекурсора, який містив іони Cd і S. Досліджені дві групи наночастинок. До першої групи входили наностержні діаметром 4 нм і довжиною 30 нм з концентрацією у поліетиленовій матриці ~15% ваг. і ~30% ваг. До другої – сферичні наночастинки з діаметром 5 нм і концентрацією їх в матриці ~20 % ваг.

Для збудження фотолюмінесценції (ФЛ) використовувався азотний імпульсний лазер з довжиною хвилі  $\lambda=337$  нм. Спектри ФЛ реєструвалися протягом перших 0,7 нс і в стаціонарному режимі.

В стаціонарному режимі для наностержнів CdS в спектрі ФЛ виявлено подвійно розщеплений пік поряд з областю енергій, характерних для міжзонних переходів. У випадку коротко часового спостереження (0,7 нс) цей пік зникає і спектр ФЛ стає плавним. Величина розщеплення становить  $(70\pm 2)$  меВ.

Після розчинення поліетилену в ацетонітрилі і хлороформі високодисперсна фракція була видалена, а решта наночастинок, осаджена на кварцеву підкладку. При дослідженні спектру ФЛ таких НЧ виявлено зсув короткохвильового піку в область більших довжин хвиль, що свідчить про зменшення квантово-розмірного ефекту.

Аналіз кристалічної структури сферичних НЧ CdS, проведений за допомогою методу Ритвельда, показав, що вони мають гексагональну структуру  $R\bar{6}_3mc$  із сталими ґратки  $a=4.1375$  Å,  $c=6.7147$  Å, які співпадають з періодами ґраток об'ємних кристалів. Рентгенівські дослідження свідчать, що НЧ CdS мають досконалу кристалічну структуру.

Дослідження ФЛ сферичних НЧ CdS розміром 5 нм при кімнатній температурі показали, що замість смуги вільного екситону при 500 нм спостерігається широка смуга з максимумом при 460 нм. Це може бути

пов'язане з короткохвильовим зсувом, викликаним квантоворозмірним ефектом у нанокристалах CdS з урахуванням дисперсії їхніх розмірів.

### **Photoluminescence of CdS nanoparticles immobilized in polyethylene matrix**

Yurkov G.Yu.<sup>1</sup>, Lashkarev G.V.<sup>2</sup>, Piryatinskiy Yu.P.<sup>3</sup>, Radchenko M.V.<sup>2</sup>, Sichkovskiy V.I.<sup>2</sup>, Osmanov T.Sh.<sup>2</sup>, Domuchowski V.<sup>4</sup>, Story T.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Institute of General and Inorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Institute for Problems of Materials Science,*

*National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

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

<sup>4</sup>*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland*

The CdS nanorods of 4 nm diameter and 30 nm length with density in polymer matrix ~15% and ~30 % weight were investigated. CdS nanorods demonstrate double splitted peak near band PL registered in stationary regime. The splitting value is  $70 \pm 2$  meV. For short observation time this peak disappeared and PL spectrum becomes smoothed one.

### **Physical properties of polymer films incorporated with nanoparticles of carbon and lanthanide luminescent compounds**

Boyko V.<sup>1</sup>, Nedilko S.<sup>2</sup>, Revo S.<sup>2</sup>, Scherbatskii V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Kyiv National Taras Shevchenko University, Kyiv, Ukraine*

Results of investigations of mechanical and optical properties of composite materials on the base of polymer hosts that contain micro/nanoparticles of carbon and complex coordination compounds are presented. Thin films of polyethylene are as polymer matrix were doped mechanically by carbon nanotubes and microparticles of poly-ligand complex compounds based on  $\beta$ -dicetones structural type doped with  $\text{Eu}^{3+}$  ions as luminescence active particuls. Carbacylamidophosphates (CAPH) are one of mentioned  $\beta$ -dicetones structure analogues.

The sets of similar composition  $\text{LnL}_3 \cdot \text{Phen}$  (where L = 2,2,2-trichloro-N-(dipiperidin-1-yl-phosphoryl) acetamide) complexes were synthesized. All compounds were extracted in crystal phase and after they were characterized using IR,  $^1\text{H}$  and  $^{31}\text{P}$  - NMR-spectroscopy.

Luminescence characteristics of “free” microcrystalline powders of  $\text{EuL}_3 \cdot \text{Phen}$ ,  $\text{La}_{0.99}\text{Eu}_{0.01}\text{L}_3 \cdot \text{Phen}$ , and  $\text{La}_{0.95}\text{Eu}_{0.05}\text{L}_3 \cdot \text{Phen}$  were investigated using various laser excitation wavelengths in temperature region from 4.2 to 300 K. Luminescent spectra reveal wide band of emission and the set of narrow lines both in the region 500 – 850 nm. The last ones are assigned to radiation transitions in f – shell of  $\text{Eu}^{3+}$  ions. Intensity of broad band and lines depends on



concentration of  $\text{Eu}^{3+}$  ions. These characteristics are compared with ones of nanostructured composites films those comprise of carbon nanotubes and CAPH in polyeten films undergone to pulse power laser irradiation with  $1.06 \mu$ .

Stationary visible laser radiation was used as probing luminescence excitation light, while  $1.06 \mu$  radiation was performed for laser ablation. Dependences of PL characteristics on power and dose of laser irradiation were obtained and analyzed.

## **Thin-Film Thermoelectric Cooling**

Gurevich Yu. G.

*Departamento de Fisica, CINVESTAV-IPN, Distrito Federal, México*

Basic physical features of thermoelectric cooling in  $p$ - $n$  structures of a submicrometer thickness, which is manifested even in the linear approximation in current, are investigated. It is shown that a multitemperature model in which each subsystem of quasi-particles is characterized by its own temperature is effective for studying such structures. The criteria for applicability of the one-temperature model are established. The common structure of the boundary conditions for heat fluxes through the surface at which thermoelectric cooling or heating takes place is revealed. Physical regularities are studied for the most interesting cases; the criteria for their implementation are also considered.

It is well known that the Peltier effect underlying thermoelectric cooling is a contact phenomenon occurring in the subsystem of charged quasi-particles (electrons and holes); i.e., cooling of electrons and/or holes takes place precisely near the interface. Then the lattice is also cooled due to the energy interaction between electrons (holes) and phonons, which generally also leads to different temperatures in the subsystems of charge carriers and phonons. Thus, the multitemperature model, in which each subsystem of quasi-particles has its own temperature, is obviously more suitable for analysis of thermoelectric cooling. This problem has not been investigated as yet.

For practical applications,  $p$ - $n$  -type structures are usually chosen because drift heat flows in such a structure (for an appropriate direction of current) are directed from the surface in both layers of the structure; this enhances the effect of cooling itself. Naturally, the passage of electric current through the structure requires the generation of electron-hole pairs at the interface. This will lead to the emergence of nonequilibrium charge carriers, which is usually disregarded in analysis of the Peltier effect.

Since the Peltier effect is a contact phenomenon, the structure of thermal boundary conditions is very important for theoretical analysis of thermoelectric cooling.

A physically substantiated general structure of boundary conditions is proposed for a surface on which thermoelectric cooling takes place. These

boundary conditions necessitate the introduction of a new coefficient, viz., surface Peltier coefficient  $\angle s$ , which corresponds to the drift heat flux under the surface. The sign of this flux for a  $p$ - $n$  structure can be generally arbitrary.

The author is grateful to CONACYT (Mexico) for financial support.

1. Yu. G. Gurevich and G. N. Logvinov // *Semicond. Sci. Technol.* – 2005. – 20, P. R57.
2. Yu. G. Gurevich, G. N. Logvinov, G. Espejo, O. Yu. Titov, and A. Meriuts // *Fiz. Tekh. Poluprovodn. (St. Petersburg)* 34, 783 (2000) [*Semiconductors* 34, 755 (2000)].
3. G. N. Logvinov, J. E. Velazquez, I. M. Lashkevych, and Yu. G. Gurevich // *Appl. Phys. Lett.* 89, 092118 (2006).
4. O. Yu. Titov, J. Giraldo, and Yu. G. Gurevich // *Appl. Phys. Lett.* 80, 3108 (2002).

## **2D oxide matrix formation on macroporous silicon structures**

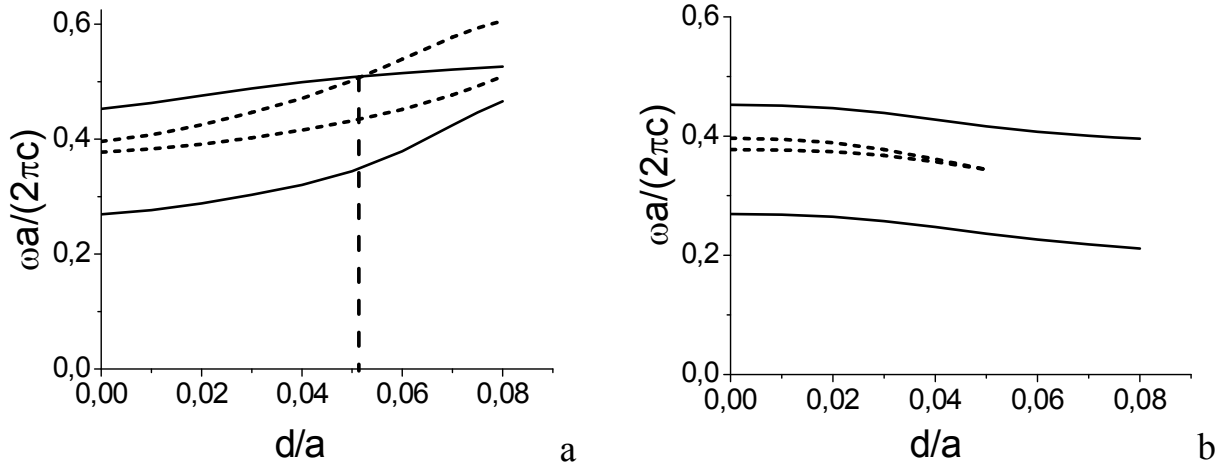
Karachevtseva L.A., Glushko O.E., Konin K.P.,  
Morozovska D.V., Lytvynenko O.O., Parshin K.A., Tsybrii Z.F.

*V.Lashkarev Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

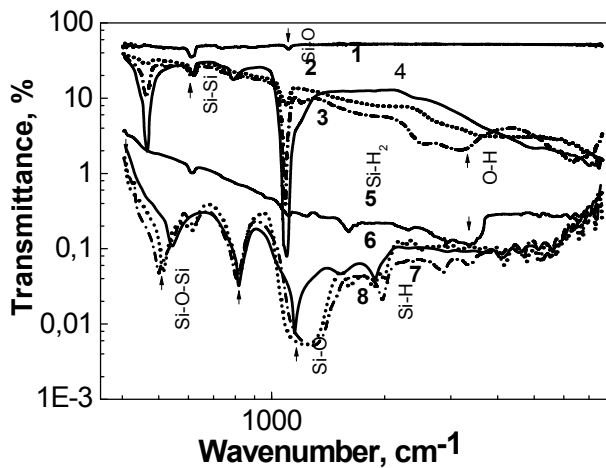
During last two decades photonic crystals are the dynamically developed direction of solid-state physics due to an opportunity of its application in optical and optoelectronic devices. 2D photonic macroporous silicon structures made by photoelectrochemical etching are a perspective material for development radiative, photo- and thermal receiving devices which can be used for needs of ecological monitoring of an environment, control over medicine, productions in the industry [1]. Process of the electrochemical etching of n-type silicon in a solution of a hydrofluoric acid has been used also at fabrication of quartz microneedles for microsyringes. The quartz microtubes formed on macropores surface by oxidation are perspective for the control of liquids and its components. In this paper formation of 2D oxide matrixe on macroporous silicon surface is investigated for the structure strengthening and for increasing of the optical absorption in near infrared region. Formation of the photonic band gaps where light is not propagate inside a photonic crystal is the important feature of photonic crystal devices.

For the photonic band gap tuning study 2D photonic crystals with a surface layer which include a dielectric matrix, air cylinders and ringed layer between them were considered. The symmetry of system allows to use the plane wave method with Fourier transform of the reciprocal dielectric function [2] and introduction of an additional layer, that does not change the system symmetry. On Fig. 1 setting of forbidden zones edges for 2D photonic crystals versus

surface layer thickness are represented. Band gap edges are shifted to larger frequencies (Fig. 1a). That is connected with reduction of effective dielectric constant for a three-component photonic crystal with  $\epsilon_i < \epsilon_b$  (Fig. 1b). And a three-component photonic crystal with  $\epsilon_i < \epsilon_b$  the band gap edges are shifted to smaller frequencies (Fig. 1b). This follows from the fact, that Fourier transform of dielectric function is inversely as the square of frequency in Maxwell's equations in reciprocal space.



**Fig. 1.** TM (dashed) and TE (solid) band gap edges position versus thickness  $d$  of oxide layer with  $\epsilon_i = 2$  (a) ma  $\epsilon_i = 24$  (b), on the surface of the hexagonal three-component photonic crystal with period  $a$  and pore radius  $R$ .



**Fig. 2.** Transmission spectra of silicon structures with  $\text{SiO}_2$  nanocoatings. 1 – monocristalline silicon; 2-4 - monocristalline silicon with  $\text{SiO}_2$  nanocoatings 70 micron, 200 micron and 800 micron thickness; 5 - macro-porous silicon structure; 6-8 - macroporous silicon structures with  $\text{SiO}_2$  nanocoatings 70 micron, 200 micron and 800 micron thickness.

It's known, that 2D photonic crystals based on semiconductors have small distance between air cylinders for realization of a wide photonic band gap. This factor reduces the strength of structures. It is established, that the silicon oxide layer on air cylinders surface of three-component silicon photonic crystals stabilizes and strengthens structure at insignificant (up to 10 %) reduction of width of the photonic band gap in comparison with a photonic crystal without a surface layer.

The oxide nanocoating on macroporous silicon surface increases also absorption by factor 50-100 (fig. 2).

2D oxide matrixe creation on structures of macroporous silicon are actual for the further development of the radiating nanostructures and for implanting of biomolecules too.

1. L.A. Karachevtseva. Two-Dimensional Silicon Photonic Crystals // *International Review of Physics*. – 2007. – V.1, N.3. – P. 146-152.
2. A. Glushko and L. Karachevtseva. PBG properties of three-component 2D photonic crystals // *Photonics and Nanostructures* – 2006. – V. 4 – p. 141-145.

## **Electronic structure of ultrafine CuWO<sub>4</sub> as determined from first-principles FP-LAPW calculations and X-ray spectroscopy studies**

Khyzhun O.Yu., Bekenev V.L., Solonin Yu.M.

*Frantsevych Institute for Problems of Materials Science, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Copper tungstate, CuWO<sub>4</sub>, is an intrinsic semiconductor, which is widely used as excellent material for production of scintillation detectors, optical fibres, electrodes for photoelectrolysis and rechargeable Li batteries [1]. CuWO<sub>4</sub> crystallizes in a triclinic distorted wolframite-type structure (space group  $P\bar{1}$ ), with unit-cell parameters  $a=4.7026$  Å,  $b=5.8389$  Å,  $c=4.8784$  Å,  $\alpha=91.677^\circ$ ,  $\beta=92.469^\circ$ ,  $\gamma=82.805^\circ$  [2]. The structure can be described as a framework of oxygen atoms in an approximately hexagonal close-packing with the cations occupying half of the octahedral sites: every metal atom is surrounded by six oxygen atoms with M–O distances within 1.961–2.450 Å for the [CuO<sub>6</sub>] octahedra and within 1.760–2.208 Å for the [WO<sub>6</sub>] octahedra [2].

To the best of our knowledge, no theoretical band-structure calculations have been made so far for copper tungstate. Therefore, in the present study we aim at a comprehensive investigation of the energy distribution of electronic states of different symmetries of the constituent atoms of CuWO<sub>4</sub>. With this purpose, we have employed possibilities of the full potential linearized augmented plane wave (FP-LAPW) method with the WIEN97 code [3] in order to study total density of states (DOS) and partial densities of states of the CuWO<sub>4</sub> compound. Additionally, the X-ray emission spectroscopy (XES) and X-ray absorption spectroscopy (XAS) methods have been used to study the energy distribution of some occupied valence and unoccupied states of the constituent atoms of an ultrafine copper tungstate powder [4]. For the material under consideration, the XES W L $\beta_5$ , Cu L $\alpha$  and O K $\alpha$  bands reflecting the energy distribution of mainly the W 5d-, Cu 3d- and O 2p-like states,

respectively, were derived and compared on a common energy scale with the X-ray photoelectron (XPS) valence-band spectrum measured in Ref. [4].

The results of theoretical FP-LAPW calculations (Fig. 1) reveal that the valence band of  $\text{CuWO}_4$  is dominated by contributions of the O 2p-like states, while the W 5d-like states are the main contributors into the conduction band of the tungstate. Additionally, from Fig. 1 it is apparent that the W 5d- and Cu 3d-like states contribute mainly at the bottom and at the top of the valence band of  $\text{CuWO}_4$ , respectively. A rather good agreement of the theoretical and experimental data concerning electronic properties of  $\text{CuWO}_4$  has been obtained in the present study. Results of studies of the X-ray emission bands presented in Fig. 2 render that the main contributions of the W 5d- and O 2p-like states are observed at the bottom and near the top of the valence band of  $\text{CuWO}_4$ , respectively, with contributions of the mentioned states throughout other parts of the valence band of the copper tungstate under consideration. Furthermore, in agreement with the theoretical data presented in Fig. 1, the energy position of the Cu  $L\alpha$  band in Fig. 2 indicates that the top of the valence band of  $\text{CuWO}_4$  is dominated by contributions of the Cu 3d-like states. The coincidence of magnitudes of the high-energy shifts of the inflection points of the XAS W  $L_{III}$  edges of  $\text{CuWO}_4$  and  $\text{WO}_3$  indicates that tungsten atoms in  $\text{CuWO}_4$  are in the formal valence state +6.

1. P.K. Pandey, N.S. Bhavé, R.B. Kharat // *Materials Lett.* – 2005. – V. 59. – P. 3149.
2. L. Kihlberg, E. Gebert // *Acta Cryst.* – 1970. – V. B26. – P. 1020.
3. P. Blaha, K. Schwarz, J. Luitz // WIEN97, A Full Potential Linearized Augmented Plane Wave Package for Calculating Crystal Properties, Technical University, Vienna, 1999.
4. O.Yu. Khyzhun, T. Strunskus, S. Cramm, Yu.M. Solonin // *J. Alloys Compd.* – 2005. – V. 389. – P. 14.

## High-reliable thick films based on semiconductor and dielectric spinel-type ceramics for multifunctional sensors application

Klym H.<sup>1,2</sup>, Hadzaman I.<sup>1</sup>, Shpotyuk O.<sup>1</sup>

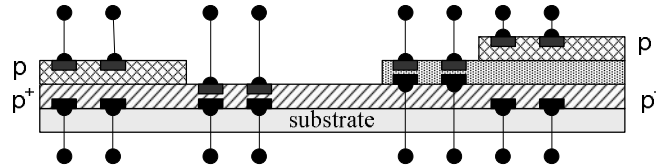
<sup>1</sup>*Lviv Scientific Research Institute of Materials of SRC “Carat”, Lviv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

Thick-film performance of spinel-type manganites restricted by  $\text{NiMn}_2\text{O}_4$ - $\text{CuMn}_2\text{O}_4$ - $\text{MnCo}_2\text{O}_4$  concentration triangle has a number of essential advantages, non-available for other ceramic composites. Within the above system, can be prepare the fine-grained semiconductor materials possessing p<sup>+</sup>-type ( $\text{Cu}_{0.1}\text{Ni}_{0.1}\text{Co}_{1.6}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_4$ ) and p-type ( $\text{Cu}_{0.1}\text{Ni}_{0.8}\text{Co}_{0.2}\text{Mn}_{1.9}\text{O}_4$ ) of electrical conductivity. The prepared multilayer thick-film structures involving semiconductor  $\text{NiMn}_2\text{O}_4$ - $\text{CuMn}_2\text{O}_4$ - $\text{MnCo}_2\text{O}_4$  and dielectric  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  spinels

can be used as thermistors and integrated temperature-humidity sensors. The aim of this work is development of the high-reliable temperature and humidity sensitive thick films based on spinel-type semiconductor and dielectric ceramics for multifunctional application in integrated temperature/humidity sensors.

Temperature sensitive  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{1,6}\text{Mn}_{1,2}\text{O}_4/\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,8}\text{Co}_{0,2}\text{Mn}_{1,9}\text{O}_4$ -based and humidity sensitive  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ -based pastes were prepared by mixing



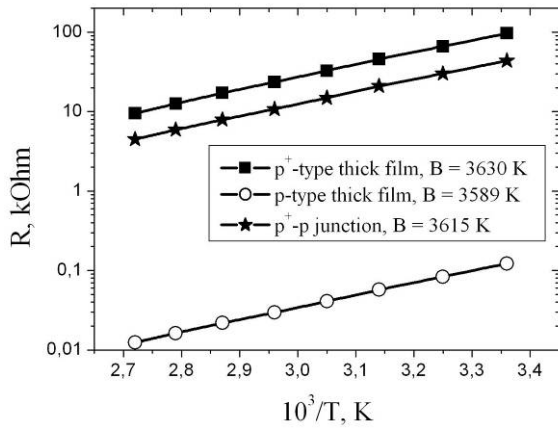
**Fig. 1.** Topological scheme illustrating integrated humidity/temperature spinel-type thick films

powders of basic bulk ceramics with ecological glass powders (without PbO), inorganic binder  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  and organic vehicle. The prepared pastes were printed on substrates (Rubalit 708 S) with Ag-Pt electrodes. The scheme of obtained integrated thick-film structures are shown in fig. 1.

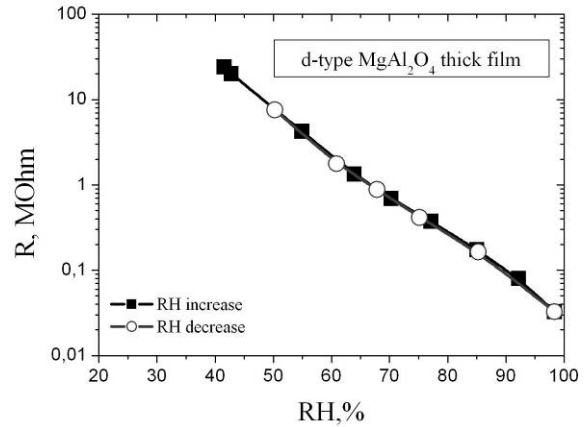
The electrical resistance of temperature-sensitive thick films was measured using temperature chambers HPS 222. The humidity-sensitivity of thick-film elements based on  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  ceramics was evaluated on dependence of electrical resistance from relative humidity (RH). The measurements were performed at 20 °C and 1000 Hz frequency in direction of RH increase and in reverse one. The long-term ageing test at 170 °C for p-, p<sup>+</sup>-type thick films and p<sup>+</sup>-p junction was carried for study of their reliability. The relative change of electrical resistance ( $\Delta R/R_0$ ) was used as a controlled parameter ( $R_0$ – initial value of electric resistance,  $\Delta R$  – absolute change of electric resistance, caused by a degradation test).

All obtained separate temperature sensitive thick-film elements based on spinel-type  $\text{NiMn}_2\text{O}_4\text{-CuMn}_2\text{O}_4\text{-MnCo}_2\text{O}_4$  ceramics have good electrophysical characteristics. These thick-film elements show exponential temperature dependences of resistances (Fig. 2). The values of B constant were 3630 K, 3589 K and 3615 K for p<sup>+</sup>-type  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{1,6}\text{Mn}_{1,2}\text{O}_4$ , p-type  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,8}\text{Co}_{0,2}\text{Mn}_{1,9}\text{O}_4$  thick-films and p<sup>+</sup>-p junction, respectively. The both thick films possess good temperature sensitivity in the region from 298 to 358 K. The studied thick-film elements based on d-type  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  ceramics possess linear dependence of electrical resistance from RH in semilogarithmic scale with minimal hysteresis in desorption cycle in the range of RH ~40-99 % (Fig. 3). Thus, these thick films are suitable for humidity sensors working in the most important range of RH.

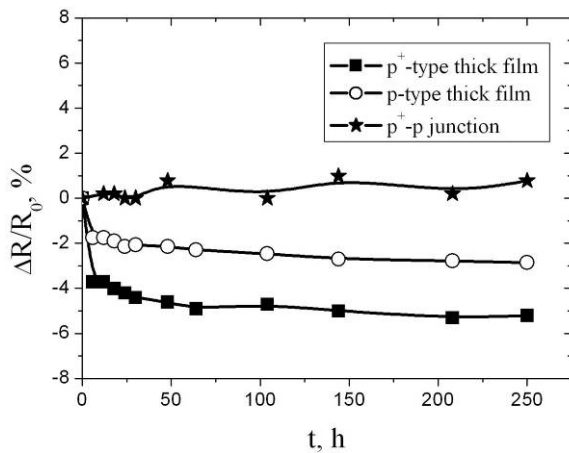
Thus, the p- and p<sup>+</sup>-type thick-film elements and p<sup>+</sup>-p-junction can be used as reliable temperature sensitive structure for integrated temperature/sensitive thick-film sensors, for example in p<sup>+</sup>-d-p-junction.



**Fig. 2.** Typical work characteristics for temperature sensitive thick films



**Fig. 3.** Typical work characteristics for humidity sensitive thick films



**Fig. 4.** Thermally-induced (170 °C) relative resistance drift ( $\Delta R/R_0$ ) in thick-film elements

It is shown that the electrical resistance in thick-film elements with p- and p+-type of electrical conductivity incidentally increase in the process of degradation test. It's connected with the compression of thick film and diffusion of metallic Ag into the grain boundaries. The value of  $\Delta R/R_0$  is -2 % and -5 % p- and p+-type thick film, respectively. However, the p+-p thick-film structure shows high reliability after long-term ageing test at 170 °C (Fig. 4).

The authors acknowledge research support from Science and Technology Center in Ukraine under STCU Project No 4277.

## Heusler alloy films as potential spin-injectors for spintronic applications: atomic disorder effects

Kudryavtsev Y. V.<sup>1</sup>, Uvarov V.N.<sup>1</sup>, Rudenko E.M.<sup>1</sup>, Lee Y.P.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Metal Physics, NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine

<sup>2</sup>q-Psi and Department of Physics, Hanyang University, Seoul, Korea

The efficiency of spintronic devices critically depends on the degree of spin-polarized current from ferromagnet into nonmagnetic materials. Some true Heusler alloys (HA) are thought to be promising candidates for spintronic application owing their theoretically predicted half-metallic behavior with 100% spin polarization ( $P$ ) at the Fermi level ( $E_F$ ) and a high Curie temperature ( $T_C \gg 293$  K). However, HA films have not fully exhibited complete spin polarization at  $E_F$  when they are incorporated into heterostructures constructed for purposes

of attaining, for example, efficient spin injection into semiconductor. Among factors which degrade their figure of merit are thought to be atomic disorder. This work aims the examination of the atomic disorder effect on the electronic structure and some physical [magnetic, transport, magnetic, magneto-optical (MO)] properties of half-metallic ( $\text{Co}_2\text{CrAl}$  and  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ ) HA films. For comparison not-half metallic HA films ( $\text{Ni}_2\text{MnGa}$ ,  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$ ,  $\text{Ni}_2\text{MnIn}$ ) were also investigated.

HA films of about 100 nm in thickness with different degrees of atomic order were prepared by flash evaporation onto glass substrates in a high vacuum. Variation of substrate temperature ( $100 < T_s < 750$  K) and/or post annealing ( $293 < T_a < 770$  K) were the tools for manipulation of atomic order in HA films (from amorphous state up to nearly single-crystalline one with  $L2_1$ -type of lattice).

It was shown that atomic disorder in all types of HA films causes the reduction of saturation magnetization and the decrease of  $T_C$  down to Pauli-paramagnet-like behavior for amorphous films. However, unlike non-half-metallic HA films, atomic disorder in  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  and  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  films causes unusual behavior or transport and magnetic properties which can be explained by energy gap formation in the minority bands. Changes in the electronic structure of HA films induced by atomic disorder and ferromagnetic-to-paramagnetic phase transformation were estimated on evolution of their optical and magneto-optical (MO) properties. The optical and MO properties of  $L2_1$ -ordered HAs were explained in terms of their band structures.

The actual  $P$  values in the ferromagnetic HA films at 4.2 K were evaluated using the comparison of the experimental and simulated current-voltage characteristics of the specially prepared tunnel junctions HA/I/superconductor.

## **T-x-y diagrams computer models of immiscible systems for micro- and nanostructures design in heterogeneous materials**

Lutsyk V.I., Zelenaya A.E.

*Physical Problems Department, Buryat Scientific Center of RAS (Siberian Branch)*

Computer models of T-x-y diagrams with material balances calculation (fig. 1,2) give new opportunities for the multicomponent materials CAD-engineering [1].

In some cases syntectic reaction  $L_1+L_2 \rightleftharpoons \delta$  is changed for a monotectic one ( $L_1 \rightleftharpoons L_2+\delta$  or  $L_2 \rightleftharpoons L_1+\delta$ ). One, two or even three such surfaces can be found depending of 3-phase region contour structure (fig. 2c,d).



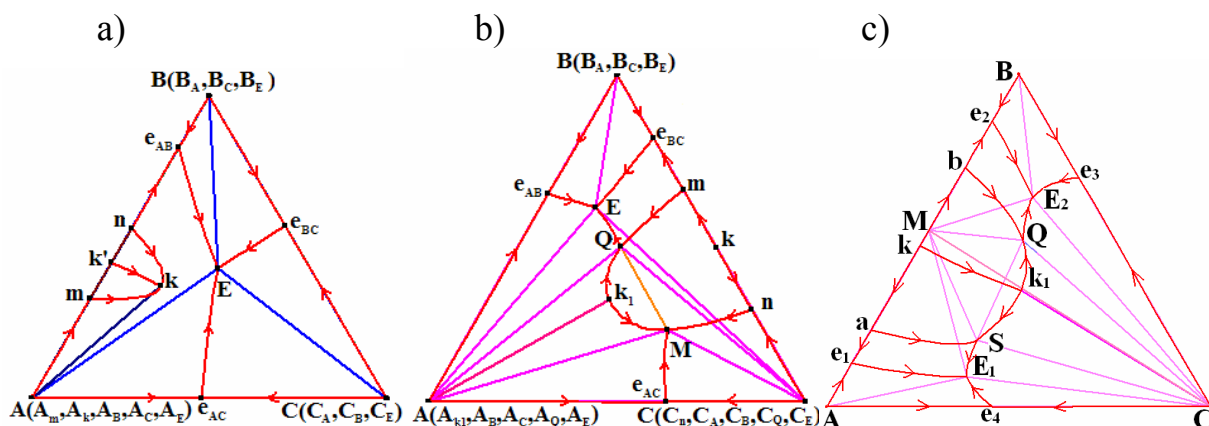


Fig. 1. Monotectic mono- (a), invariant (b) and syntectic invariant (c) systems

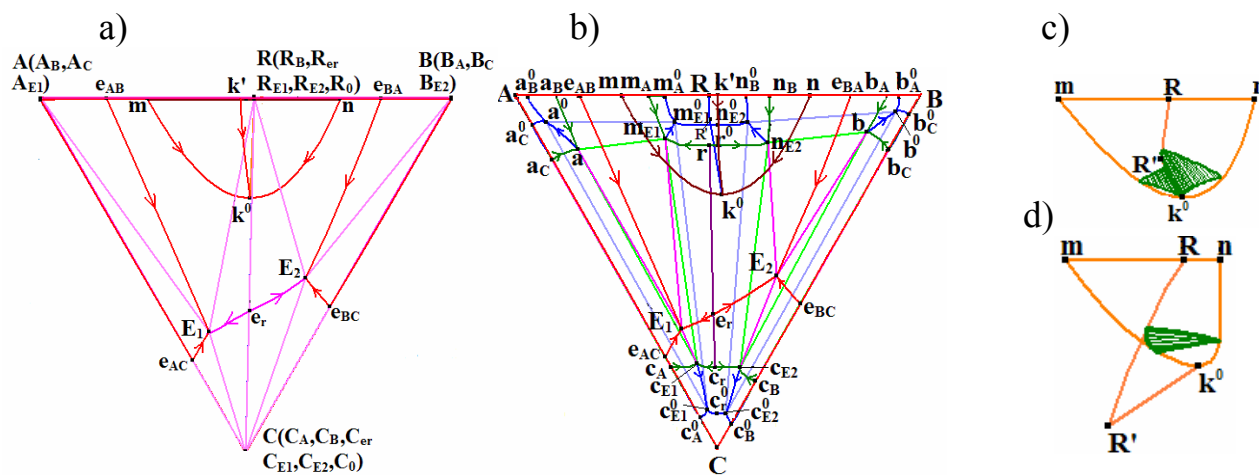


Fig. 2. Syntectic monovariant systems without (a) and with (b) solid solubility, surfaces of phase reaction type changing in  $L_1+L_2+\delta$  region (c-d)

1. V.I. Lutsyk, A.M. Zyryanov, A.E. Zelenaya. Computer model of a  $T-x-y$  diagram for a ternary system with monotectic monovariant equilibrium // *Russian. J. of Inorg. Chem.* – 2008. – V. 53, № 5, P. 794-799.

Supported by the Russian Foundation for Basic Research (project 09-03-00986-a) and Russian Science Support Foundation

## Nonlinear optical properties of silicon carbide thin nanocrystal films

Borshch A.<sup>1</sup>, Brodyn M.<sup>1</sup>, Lyakhovetski V.<sup>1</sup>, Rudenko V.<sup>1</sup>, Volkov V.<sup>1</sup>, Semenov A.<sup>2</sup>, Pusikov V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Physics NAS of Ukraine, Kiev, 03028, Ukraine;

<sup>2</sup>Institute of Monocrystals NAN of Ukraine, Kharkov, 61001, Ukraine

Silicon carbide nanocrystal films have been synthesized by new original technique of direct ion deposition described in [1].

Composition and structure of bonds between carbon and silicon atoms have been studied by means of photo-electron spectroscopy using XPS-800Kratos spectrometer with MgK $\alpha$  radiation. The spectra have been calibrated using data obtained for bond energies for reference SiC samples.

The obtained films crystal structure has been studied by means of X-ray diffraction (DRON-2.0, CuK). The mean size of SiC nanocrystals was about 6-7 nm by Sherer formula estimation.

The nonlinear refraction in nanocrystalline films of SiC has been studied by means of contemporary techniques (dynamics holograms recording, nonlinear lens or Z-scan techniques).

As a source of irradiation we used single mode frequency doubled pulsed YAG:Nd laser. Experimentally have been shown that the nanocrystal films of SiC exhibit very high optical nonlinear response – third order nonlinear susceptibility is equal  $+3.5 \cdot 10^{-6}$  esu). Possible mechanisms of optical nonlinearity are discussed especially ones connected with the contribution of conducting electrons.

1. Nanocrystalline SiC films prepared by direct deposition of carbon and silicon ions. A.V. Semenov, V.M. Puzikov, M.V. Dobrotvorskaya, A.G. Fedorov, A.V. Lopin. *Thin Solid Films*, **516** (10), pp.2899-2903 (2008).

### **Computer simulation of electron and/or ion beam lithography of nanostructures**

Mladenov G.M., Vutova K.J., Koleva E.G.

*Institute of Electronics, Bulg. Academy of Sciences, Bulgaria*

When analyzing the key developing areas - nanotechnologies and nanoelectronics - it is shown that study in details of the technology processes of nano-components and nano-systems fabrication is needed together with the physical base of the active and passive nano-dimension elements.

An integrated mathematical model was developed for simulation of the processes during *electron beam lithography* (EBL). The package of computer programs, utilizing Monte-Carlo techniques, was applied to the estimation of the absorbed energy and for obtaining the developed profiles in the resist layer, in the region of microstructure images with nano dimensions. The development models and the graphical outputs of the commercial computer code SELID were integrated in the package with our module for resist image development. 2D and 3D images of the developed resist profiles were created. These microstructures on Si substrates as well as on high temperature superconductors of YBCO type were experimentally confirmed, after optimization by computer simulation. The obtained results show a good potential to apply the model and the code for EBL simulation of nano-components in multilayer structures.

Aimed at obtaining adequate results on the profile characteristics of the developed resist in the case of *ion beam lithography* (IBL), the computer models used were adjusted based on thorough studies of the processes and on optimizing the algorithms. Numerical data was acquired for the ranges and energy losses for seven types of light ions at accelerating energy 100 keV in poly-methyl metacrylate (PMMA) as well as for  $\text{He}^+$  in PMMA at the energy range 30-300 keV. The radiation efficiency, the dose for good development and the contrast parameters were calculated for IBL of PMMA when developing with methyl-isobutyl keton and isopropanol. It is shown that when applying IBL to the development of images with critical dimension 100-300 nm, the suitable ion is  $\text{He}^+$ , while for the development of images with dimensions in the order of 50-100 nm  $\text{Ga}^+$  and  $\text{Ar}^+$  are the more appropriate ions due to the lower dispersion across the direction of penetration; the lower resist thickness is then an advantage.

An optimization approach, based on the regression model evaluation was applied for the EBL and IBL. The optimization procedures were aimed to form nearly vertical side-walls of the developed resist profiles. This approach can be also applied for experimental investigations.

The comparison between the calculation results and experimental data shows good agreement for the process conditions investigated, meaning that the adequate simulation of the processes for nano-structures by electron and ion lithography exposure and development is achieved. The model and the computer tool could, therefore, be applied for predicting and optimizing the regimes as well as the proximity effect correction for lithography micro-fabrication of nano-structures in the last generation conventional resists applied in micro- and nano-electronics.

On the base of this simulation package a model and additional software module for computer simulation of the exposure and the development processes in the case of chemically amplified resists (CAR's) during electron beam lithography was developed. These resists (CARs) have served as the workhorse resist platform for the semiconductor industry due to their sensitivity and high resolution. Nanometer scale device fabrication rules require tight control of the developed polymer resist profile. In the developed model experimentally obtained time-dependent and multiciphered macroscopic characteristics of the development (contrast curves, the development rate vs. the exposure dose) are taken into account, aiming to avoid the need for further calibration. Higher dissolution rates in the zones with applied higher exposure doses lead to creating a central region of the exposed structure with rapid removal of the resist. The generated central profile fragment has nearly vertical walls and bottom, which come very quickly to the interface resist/silicon substrate. This resist profile is then extended towards the periphery of the developing structure, obeying the necessary delay time at the boundaries of the different zones. The proposed model demonstrates qualitative agreement with the development kinetics of the

resist developed profiles and the peculiarities of the technology for nanostructuring in the case of CARs are considered.

1. K.Vutova, G.Mladenov, “Computer simulation of micro- and nano- structures at electron and ion lithography” // *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*. – 2008. – V. 10, N 1. –P. 91-97.
2. K.Vutova, E.Koleva, G.Mladenov, I.Kostic, T.Tanaka, K.Kawabata, “A simulation model for Chemically Amplified Resist CAMP6”, *Microelectronic Engineering*, DOI information: 10.1016/j.mee.2008.11.010, 2008.
3. K.Vutova, E.Koleva, G.Mladenov, I.Kostic, “Some peculiarities of resist-profile simulation for positive-tone chemically amplified resists in electron-beam lithography” // *Journal Vacuum Science and Technology B – Microelectronics and Nanometer Structures*. – 2009. – V. 27, N 1. – P. 52-57.
4. T.Tanaka, K.Vutova, E.Koleva, G.Mladenov, T.Takagi, “Surface modification of plastic films by charged particles” // accepted for publication in *Polymer Surface Modification: Relevance to Adhesion*. – 2009. – V. 5, K.L.Mittal (Ed.), VSP/Brill, Leiden, USA.

### **Comparative study of the nanocrystalline and ultrananocrystalline diamond films wettability**

Ostrovskaya L.<sup>1</sup>, Ralchenko V.<sup>2</sup>, Saveliev A.<sup>2</sup>, Vlasov I.<sup>2</sup>,  
Zavedeev E.<sup>2</sup>, Gordeev S.<sup>3</sup>, Korchagina S.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Superhard Materials NASU, Kiev, Ukraine*

<sup>2</sup>*A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Central Research Institute of Materials, Petersburg, Russia*

To know the wettability of thin coatings is important for applications in microfluidic devices, biomedicine, electrochemistry. In particular, superhydrophobic and superoleophobic surfaces are coming into practice. Surface chemical treatment and/or nanotexturing can manipulate the wetting in a wide range. It was shown recently, that H-plasma-treated ultrananocrystalline diamond (UNCD) films can be much more hydrophobic compared to single crystal or microcrystalline CVD diamond, and much more hydrophilic after oxidation under the same conditions [1]. This was ascribed to peculiarities of the UNCD film relief and composition, including an enhanced contribution of grain boundaries in surface energy.

Here we attempt to compare experimentally the wettability of UNCD and nanocrystalline diamond (NCD) films, the latter having similar grain size (of the order of 10 nm), but grown under conditions typical for synthesis of microcrystalline CVD diamond, providing very high nucleation density. Both types of the films with thickness from ca. 100 nm to a few microns were deposited in a microwave plasma: the UNCD using Ar/CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> mixtures, and

the NCD using CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> mixtures. The substrates were Si wafers seeded with detonation nanodiamond. Another substrate material was nanodiamond-pyroc carbon composites (NDC) [2], produced by carbon infiltration in porous detonation nanodiamond template. Those substrates did not require the seeding pre-treatment. The films were characterized by Raman spectroscopy, SEM and AFM. The UNCD showed a globular structure, while faceted nanograins could be seen for NCD.

Advancing contact angle  $\theta$  for water and glycerol were determined by a sessile-drop method for different films and NDC substrates as well. The measured  $\theta$  data will be reported for hydrogenated and oxidized surfaces, and discussed taking into account a difference in ultrafine grain structure, surface topography and presence of nondiamond components in the films.

1. L. Ostrovskaya // *Diamond Relat. Mater.* – 2007. – V. 16. – P. 2109.
2. V. Ralchenko // *Diamond Relat. Mater.* – 1999. – V. 8. – P. 1496.

### **Preparation and electrical properties of organic / non-organic heterostructures**

*K. Šliužienė<sup>1</sup>, V. LISAUSKAS<sup>1</sup>, R. Butkutė<sup>1</sup>, B. Vengalis<sup>1</sup>, J. Simokaitienė<sup>2</sup>, R. Lygaitis<sup>2</sup>,  
J.V. Gražulevičius<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Semiconductor Physics Institute, Vilnius, Lithuania*

<sup>2</sup>*Faculty of Chemical Technology, Kaunas University of Technology, Kaunas, Lithuania*

Organic semiconductors (OS) provide new promising possibilities for relatively cheap, mechanically flexible, chemically interactive and bottom-up fabricated organic electronics [1]. Thin films of OS prepared by simple techniques, such as thermal evaporation, drop-casting and spin-coating are of key importance for the development of novel device structures.

In this work, we were focusing on both preparation and study of hybrid organic-inorganic heterostructures based on thermally evaporated thin films of two low-molar mass hole-doped organic materials. 9,9'-Bis(4-butylphenyl)-3,3'-bicarbazolyl (BPBC) and 9,9'-bis(ethyl)-3,3'-bicarbazolyl (EBC) were prepared by oxidative dimerization of 9-(4-butylphenyl)carbazole or 9-ethylcarbazole using FeCl<sub>3</sub> as a catalyst.

All the substrates used for BPBC and EBC film deposition, namely, *n*-Si wafers with preliminary removed native SiO<sub>2</sub>, glass coated by Sn-doped In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (ITO) and Nb-doped SrTiO<sub>3</sub> (STON) exhibited *n*-type electrical conductivity. The OS films ( $d = 100 \div 300$  nm) were thermally evaporated in vacuum ( $p \approx 4 \times 10^{-6}$  Torr) onto the non-heated substrates mounted at a distance of 10 cm from a crucible. Finally, metallic (Ag or Al) electrodes with contact area of  $1 \times 2$  mm<sup>2</sup> were evaporated onto the masked OS films to prepare electrodes for electrical measurements. Surface morphology of the films was studied by atomic force

microscopy (AFM) while their thickness ( $d$ ) was measured by DECTAC profilometer.

Current-voltage ( $I-U$ ) and capacity-voltage ( $C-V$ ) characteristics of the prepared heterostructures were measured at temperatures ranging from 260 K to 310 K to reveal an origin of vertical carrier transport in the heterojunctions. Most of the hybrid heterostructures exhibited nonlinear  $I-U$  dependencies and clearly defined rectifying properties. The observed features of carrier transport in the heterostructures have been explained assuming dominating models of Schottky thermoionic emission and tunneling of carriers through the OS/substrate interfaces taking into account certain additional influence of Pool-Frenkel and carrier hopping mechanisms for individual OS layers.

3. Naber, W. J. M., Faez, S., van der Wiel, W. G. // J. of Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – V. 40. –P. R205-R228.

## **Development of Chalcogenide Glass-Superionic Nanocomposite**

Studeniyak I.<sup>1</sup>, Stephanovich V.<sup>1</sup>, Makauz I.<sup>1</sup>, Vojnarovich I.<sup>1</sup>,  
Charnovich I.<sup>2</sup>, Daroczi L.<sup>2</sup>, Kokenyesi S.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*University of Debrecen, Debrecen, Hungary*

Good glass-forming ability, suitable viscosity-temperature range and exceptionally wide transparency in VIS-IR spectral region are combined with high polarizability, giant non-linear optical properties in a number of As(Ge)-S(Se) glasses. These and other well-known photo-induced phenomena make them interesting for novel optoelectronic applications [1,2].

Further development of special functional materials for these purposes can be expected from the nanocomposites in which different compositions are combined to create effective media with tunable parameters. We have combined Cu<sub>6</sub>PS<sub>5</sub>Br superionic with As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalcogenide glass in a composite, containing nanocrystals in a glassy matrix. It should be noted that Cu<sub>6</sub>PS<sub>5</sub>Br crystals belong to the family of compounds with argyrodite structure [3]. They are characterized by high concentration of disordered vacancies and possess both superionic and ferroelastic properties. High ionic conductivity at room temperature determines the possibilities of their practical application as solid electrolyte sources of energy, sensors and high-effective capacitors. At room temperature Cu<sub>6</sub>PS<sub>5</sub>Br crystals belong to the cubic syngony while at low temperatures two phase transitions occur: a ferroelastic one at  $T_c = (268 \pm 2)$  K and a superionic one at  $T_s = (166 - 180)$  K [3].

The technology of intermixing was developed and bulk samples, as well as thin pellets and films were fabricated. Their structure was investigated by XRD and SEM. Optical transmission, photo-conductivity and Raman-scattering spectra reveal correlations between technology, structure and measured

parameters, which serve a basis for further selection of proper combined pairs and investigations of non-linear parameters.

*This work was supported by Ukrainian-Hungarian co-operation grant.*

1. A.V. Kolobov, K. Tanaka. In Handbook of Advanced Electronic and Photonic Devices, Ed. H.S. Nalwa, Academic Press, San Diego, 2001.
2. B. Bureau, Xiang Hua Zhang, F. Smectala et. al. // J.Non-Cryst.Sol. – 2004. – 345.
3. I.P. Studenyak, M. Kranjčec. Disordering effects in superionic conductors with argyrodite structure. Hoverla, Uzhhorod, 2007.

## **Present Status and Future Prospect in White LED Lighting**

Sukach G.A.<sup>2</sup>, Bogoslovskaya A.B.<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> *V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Solid-state lighting is a rapidly emerging field that is mainly based on light-emitting diodes (LEDs). This technology has surpassed main characteristics of incandescent and fluorescent lamps. High efficiency, reliability, safety, rugged construction, low power consumption, and durability are among the key factors for the rapid development of the solid-state lighting based on high-brightness visible LEDs.

In general, there are three methods of creating white light in LEDs: (a) using three individual monochromatic LEDs with blue, green, and red colors (RGB technique); (b) combining an ultraviolet (UV) LED with blue, green, and red phosphors and (c) using a blue LED to pump yellow or green and red phosphors. In the latter two cases, appropriate phosphors are used as down-conversion luminescent materials. Each approach to producing white light with LEDs has certain advantages and disadvantages. The key trade-offs are among color quality, light output, luminous efficacy, and cost. The requirements for general lighting are the color-rendering index CRI of the light source and luminous efficiency should be high.

RGB mixing offers excellent color rendering of white light. By changing the relative intensity of the different color LEDs it is relatively easy to change the hue of this light source for different applications, and no quantum deficit arising from the Stokes shift loss. However a relatively complicated external detector and feedback system are required to control the intensity of the light. Since each LED will degrade at different rate over a period of time, therefore certain light intensity ratio emitted by each of these LED must be maintained.

Phosphor conversion approach has such advantage as compact package, single power supply, high CRI due to the broad emission spectrum of a phosphor, great color stability, in particular if a UV source is used. However,

phosphor-based sources suffer from limited LE due to down-conversion Stokes shift and relatively broad emission spectra.

The most popular technique for manufacturing high intensity white LEDs is the phosphor method. The phosphors for commercial SSL applications must have high quantum efficiency, sufficiently fast photoluminescence lifetimes to avoid saturation at high excitation intensities, and be thermally and photochemically stable, and non-toxic. There are two classes of phosphors in the context of these requirements: traditional micron-scale powders and emerging nanoscale powders.

Yttrium aluminum garnet doped with  $Ce^{3+}$  (YAG:Ce) was the first micron-scale phosphor used for white SSL. This phosphor absorbs blue light, in the range 440–460 nm, and emits yellow light, in the range of 520–640 nm. The blue LED + YAG approach is a simple one and very efficient, and produces reasonable quality white light for applications such as portable lighting and outdoor use. However, its CRI is typically below 80 and the CCT is limited on the low end to about 4000 K. For indoor illumination, CRI 80 and lower (warmer) color temperatures are required.

Suitable white light spectra from LEDs are possible using a two-phosphor approach, wherein a yellow or green phosphor is combined with a red one, all pumped by a single blue LED. Three green-emitting  $Eu^{2+}$ -doped phosphor families have been studied for SSL: thiogallates ( $M^{II}M_2^{III}S_4$  were  $M^{II}=Ba, Sr, Ca$ ,  $M_2^{III}=Al, Ga, In$ ), oxonitridosilicates ( $M^{II}Si_2O_2N_2$  were  $M=Ca, Sr$ ) and orthosilicates ( $(Ba, Sr)SiO_4: Eu^{2+}$ ).

All of the red phosphors that have been developed for use in SSL have major deficiencies, such as difficult synthesis, moisture sensitivity, and slow photoluminescence lifetime. Finding suitable narrowband red phosphors for ultra-efficient white LED is a significant research challenge.

There is significant current interest in developing nanophosphors and semiconductor quantum dots for use in SSL because reducing the particle size from the micron scale to the nanoscale essentially eliminates scattering losses.

The synthesis of nanophosphors thus requires new, low-temperature solution methods. Recently, YAG:Ce,  $LaPO_4:Eu$ ;  $CePO_4:Tb$ ;  $YVO_4:Eu$ ; and  $(Y,P)VO_4:Eu, Bi$  nanoparticles <20 nm in size have been produced. The quantum efficiencies of these nanophosphors are currently significantly lower than that of their micron-scale equivalents.

There are few novel approaches for producing white light LEDs. The first approach explores the nanotechnology. By combining two or more suitable wavelengths emitted from different sizes or thickness of the low-dimensional structures (i.e. QDs or QWs), white light could be generated. The generation of white light by stacking the GaN/AlGaIn QDs with different sizes, as well as the incorporation of InGaIn/GaN QWs with different thicknesses in the active region had been intensively investigated.



Photon recycling semiconductor (PRS) LEDs is another potential approach used to generate white light. The principle of this PRS-LED is similar to the phosphor conversion LEDs. PRS layer absorbs the light produced by the primary light source and re-emits with a complementary light color.

A radically different architecture of activation of the phosphor is non-radiative energy transfer, which eliminates several intermediate steps in the color conversion (e.g., emission of a primary photon, extraction of this photon from the source LED, and photon absorption by the phosphor). Energy transfer from an optically excited InGaN/GaN quantum well is used to activate emission from CdSe nanocrystals.

In present work the status of white LEDs for solid-state lighting applications has been presented.

### **Stimulated structural transformations in metal-chalcogenide nanocomposite films**

Takats V.<sup>1</sup>, Vojnarovich I.<sup>2</sup>, Shipljak M.<sup>2</sup>, Makauz I.<sup>2</sup>, Cheresnya V.<sup>2</sup>,  
Pinzenik V.<sup>2</sup>, Kokenyesi S.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*University of Debrecen, Debrecen, Hungary*

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

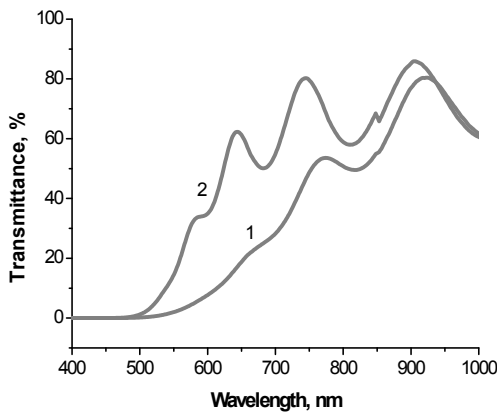
Light induced effects in chalcogenide glasses are well-studied phenomena and the photo-induced diffusion is of particular interest because of its potential applications ranging from holographic recording to photometallization cell devices [1,2]. The most known is the effect of Ag diffusion to different chalcogenide glasses. However, recently it was observed that elements like Se, Sb, Bi will photo-diffuse in chalcogenides nanolayered structures [3,4]. The mechanism of this process, as well as possible applications are not established yet.

Efficient photo-induced interdiffusion was investigated in nanomultilayered Sb/As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> films at low and room temperatures, when irradiated with 532nm or 635nm laser at power densities between 0.5-50 W.cm<sup>-2</sup>. Results were compared with known data for interdiffusion in chalcogenide/chalcogenide nanolayered structures like Se/As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> as well as with the behaviour of the bulk nanocomposites and three-component glasses like Sb(Bi)<sub>x</sub> (As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub> (0.01 ≤ x ≤ 0.20) under the illumination.

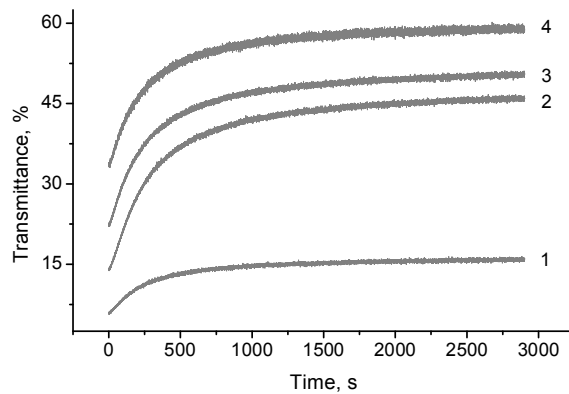
The experimental results clearly indicate that light-induced diffusion takes place in composites even at very low temperatures similarly to the room temperatures. The intermixing rate decreases with decreasing temperature according to the temperature dependence of the diffusion coefficient, but the resulting effects are similar, that indicates the peculiar role of pure light-induced bond breaking and re-arrangement with pronounced metal-chalcogen reaction, as well as of the photo-induced fluidity in a wide temperature range in

amorphous chalcogenide matrix. The stimulated changes in the resulting mixture, as well as in the as-prepared ternary materials are similar to the known darkening effects in chalcogenides, contrary to the bleaching in multilayers. The inhibitory role of metal in stimulated volume change also was established.

It was shown, that the effect of photo-induced metal interdiffusion in nanolayered structures can be used for fabrication of optical patterns due to the changes of the refractive index and optical transmission in a rather wide VIS-NIR spectral region. The absorption spectra of as-prepared and irradiated structure are shown in Fig.1, while the bleaching kinetics is presented in Fig.2.



**Fig. 1.** Optical transmittance spectra of as deposited (1) and irradiated (2) Sb/As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> sample at room temperature.



**Fig. 2.** Kinetics of transmittance change at 1-550 nm; 2-600 nm; 3-650 nm; 4-750 nm spectral regions.

*This work was supported by bilateral co-operation Grant Ukraine&Hungary, as well as by the NKTH-OTKA Grant K 67685.*

1. Indutnyi I., Kostishin M., Romanenko P., Stronski A. // J.Inf.Rec.Mater. – 1991. – V. 19. – P. 251.
2. Mingji Jin, Punit Boolchand, Maria Mitkova // J. Non-Cryst.Solids. – 2008. – V. 354. – P. 2719.
3. Kokenyesi S., Takats V., Vojnarovich I., Cheresnya V., Shpiyak M. PROCEEDINGS OF SPIE, V.6327 Nanoengineering: Fabrication, Properties, Optics and Devices 632711, 1-9. – 2006
4. Takats V., Vojnarovich I., Pinzenik V., Mojzes I., Kokenyesi S., Sangunni K.S. // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 2007. – V. 68. – P. 943.

## Noises properties in epitaxial films HgCdTe and HgTe.

Virt I.S.<sup>1,2</sup>, Bilyk I.S.<sup>1</sup>, Kolek A.<sup>3</sup>, Ptak P.<sup>3</sup>, Zawislak Z.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Drogobych State Pedagogical University, Drogobych, Ukraine*

<sup>2</sup>*University of Rzeszow, Rzeszow, Poland*

<sup>3</sup>*Rzeszow University of Technology, Rzeszow, Poland*

There are some peculiarities in photoelectric phenomena of narrow-gap Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, and HgTe bulk crystals and thin epitaxial films, which are the basic materials in infrared photoelectronic. It is known that Auger recombination is the dominant mechanism for the intrinsic conductivity while Shockley-Read mechanism also became significant for the extrinsic one. Recombination mechanism for these compounds is controlled by the intrinsic defects, mainly by mercury vacancies. The use of noise measurements enable to investigate deep recombination traps and determine their type (n or p). It is possible to obtain more realistic model of the defects levels when comparing the results coming from different experimental techniques.

In this work we investigated the electric and noise processes in Hg<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Te ( $E_g \approx 0.1$  eV) thin films grown by laser evaporations (PLD). Thickness of working layer about 1  $\mu\text{m}$ . Noise spectra have been measured over a wide range of frequencies, from below 1 Hz up to 1 MHz ad temperature 77-300 K. Two type of noise dominates in the range of voltages and frequencies under investigation, namely excess 1/f noise and generation-recombination (G-R) noise.

Comparison of the noise spectra in the range of GR noises ( $S_U$  or  $S_I$ ) with the photoelectric spectra enabled to distinguish the macroinhomogeneities. Experimental noise curves collated with calculated values of free carriers fluctuations for GR spectra  $\frac{S_U}{U^2} = \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_N}{N^2} = \frac{A \cdot \tau}{1 + (f / f_0)^2}$ , where  $f_0$  is a transition frequency from fit lorentzian, A is a constant, which values is determined by the semiconductor electrophysical parameters.

## Interfacial superconductivity in bilayer and multilayer A<sup>IV</sup>B<sup>VI</sup> semiconductor heterostructures

Yuzepovich O.I.<sup>1,2</sup>, Bengus S.V.<sup>1,2</sup>, Mikhailov M.Yu.<sup>1</sup>,  
Buchstab E.I.<sup>3</sup>, Fogel N.Ya.<sup>3</sup>, Sipatov A.Yu.<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup>*International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland*

<sup>3</sup>*Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel*

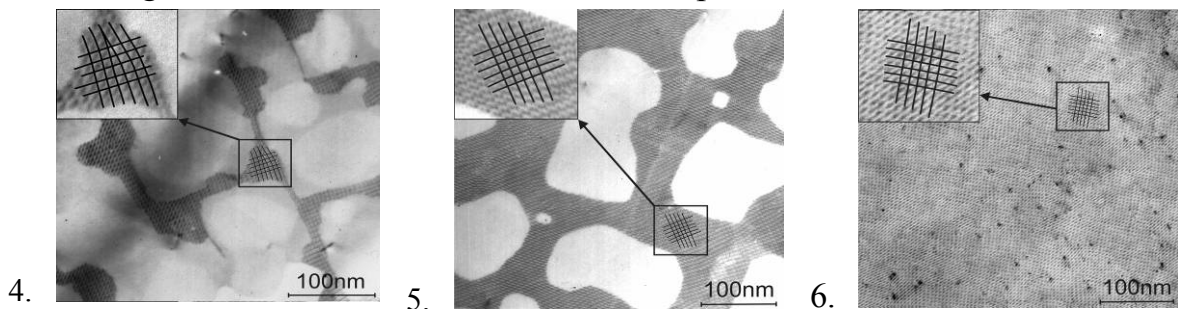
<sup>4</sup>*National Technical University "Kharkov Polytechnical Institute, Kharkov, Ukraine*

The study of nanosize systems, with their fundamentally new physical properties, is a dynamically developing research field. Often it is necessary to use rather complicated technology to create nanostructure objects. However, it is

possible to make nanostructures by simpler means — by the method of self-organization.

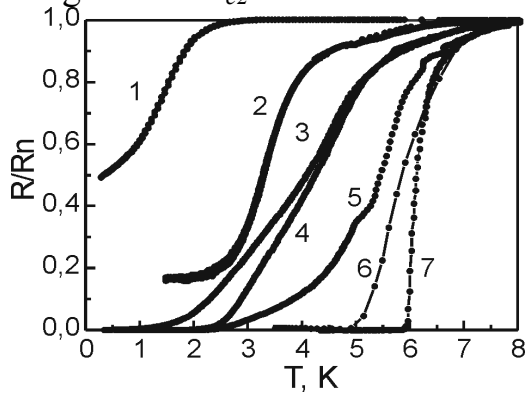
In this paper we discuss superconducting nanostructures which are self-organizing at the interfaces of IV–VI semiconductor heterostructures. The heterostructures studied are epitaxially grown superlattices (SLs) and bilayer heterostructures consisting of two semiconductor materials, from groups IV and VI, with different periods of the crystal lattice. The “joining” of the crystal lattices of the semiconductors occurs through the formation of a periodic grid of misfit dislocations at the interface. Recently we discovered superconductivity in the two-layer heterostructures PbTe/PbS, PbTe/PbSe, PbTe/YbS and superconducting SLs: PbS/PbSe, PbTe/PbSe, PbS/YbS, PbTe/YbS, and PbSe/EuS [1-4]. Superconductivity of these systems is due to inversion of the bands in the narrow-gap semiconductors on account of the nonuniform stresses created by the grids of misfit dislocations arising at the interfaces during the epitaxial growth and itself is an unusual property, since the individual semiconductor films are not superconductors. The period of the nanogrid for IV–VI heterostructures can vary in the interval 3–25nm.

Here we present the results of a comparison of superconducting properties of bilayer and multilayer heterostructures. We have established a correlation between the structural and superconducting properties of bilayer heterostructures of PbTe/PbS with different thicknesses of the semiconductor layers  $d$ . We have shown that bilayer heterostructures can be conditionally divided into 3 categories (Fig.1). The first category is comprised of samples with a relatively perfect grid of misfit dislocations covering the whole interface ( $d \geq 100\text{nm}$ ); they exhibit a metallic type of conductivity in the normal state and demonstrate a complete transition to the superconducting state. The second category contains samples in which the grid of misfit dislocations is discontinuous in places  $40 > d > 80\text{nm}$  and which may have conductivity of the semiconductor or metallic type, but in either case have a transition to the superconducting state at low temperatures. The third category contains samples with an island grid of misfit dislocations  $d < 40\text{nm}$ , with conductivity of the semiconductor type, and these samples either have no superconducting transition or demonstrate an uncompleted transition with  $T_c < 1\text{K}$ .



**Fig.1.** Electron microscope image of PbTe–PbS/KCl bilayer heterostructures with  $d_{\text{PbTe}}$  [nm]: 1 (a), 3 (b), and 30 (c). The thickness of the PbS layer is 40nm.

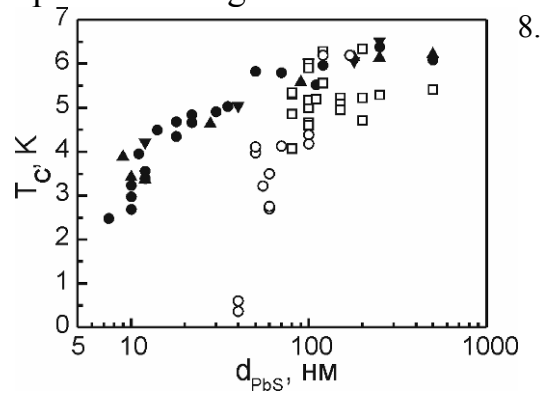
Substantial differences in the behavior of bilayer sandwiches and SLs are found. The minimum thickness  $d$  at which superconductivity appears is several times larger for bilayer than for SLs (Fig.2,3). The upper critical magnetic fields  $H_{c2}$  of the bilayer systems are more anisotropic. For superlattices 3D behavior is observed in the temperature region close to  $T_c$ , and with decreasing temperature a 3D–2D crossover occurs. For the bilayer structures 2D behavior starts immediately from  $T_c$ , and a 2D–1D crossover is observed, with the sharp divergence of  $H_{c2}$  that is characteristic of superconducting nets.



7.

Fig.2 Resistive transitions of PbTe/PbS bilayer heterostructures:  $d_1$  with an incomplete superconducting transition ( $d_1 = 30\text{nm}, d_2 = 40\text{nm}$ ) (1);  $d_{1,2} = 60\text{nm}$  (2);  $70\text{nm}$  (3);  $80\text{nm}$  (4);  $80\text{nm}$  (5);  $100\text{nm}$  (6) and for one SL with  $d_{1,2} = 120\text{nm}, n = 8$  (7) at  $H=0$ .

9.



8.

Fig.3  $T_c$  vs  $d_{PbS}$ : bilayer heterostructures transition (o), bilayer heterostructures with a complete transition (■), trilayer sandwiches (▼), symmetric  $d_{PbS} = d_{PbTe}$  (●) and asymmetric (▲) PbTe/PbS SL.

10.

1. N.Ya. Fogel et al. // Phys.Rev.Lett. – 2001. – V. 86. – P. 512.
2. N.Ya. Fogel // Phys.Rev. – 2002. – V. B66. – P. 174513.
3. N.Ya. Fogel // Phys. Rev.– 2006. – V. B73. – P. RC161306-1-RC161306-4.
4. О.И. Юзефович // ФНТ. – 2008. – Т. 12. – С. 1249.

## Advanced bioactive nanomaterials based on hydroxyapatite

Zyman Z.

*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

### Introduction

Calcium phosphates (CP) based on hydroxyapatite,  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ , (HA) have been applied as packing media for column chromatography, gas sensors, catalysts and host material for lasers. However, since HA is the major mineral component in human hard tissues, the CP have been most intensively used as raw material in manufacturing bioactive implants and their elements [1,2]. The medical use imposes stiff requirements to the CP characteristics such as chemical and phase compositions, structure, impurities, extent of dispersion, and

morphology. These characteristics determine the functional properties of products created of the CP. Particularly, it related to the extent of CP dispersion. Many basic characteristics of a substance in nano-state differ from those in bulk. Thus, investigations of nano-sized CP (NCP) is a prominent direction in modern materials science, chemistry, biology and medicine.

The present paper (talk) briefly presents the main results of a research aimed to developing new and optimizing known NCP powders for creating novel biomaterials during a few recent years.

### **Materials and Methods**

Three kinds of objects were studied: two different nanopowders and a nanofibrous powder. One of them (further referred as nanopowder 1) resulted from a widespread route of wet precipitation ( $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$  and  $(\text{NH}_4)_2\text{HPO}_4$  solutions at  $\text{pH} \geq 10$  and  $21^\circ\text{C}$ ), followed by filtration, washing, centrifugation and drying [3] and was mainly used as a reference powder. The other (further – nanopowder 2) was prepared using the same route, however, the precipitate was frozen, dried at  $-23^\circ\text{C}$  and calcinated at temperatures less than  $600^\circ\text{C}$ . The nanofibrous powder was produced by a hydrothermal method based on decomposition of chelating agents [4].

Data on the objects were collected by using X-ray photoelectron spectroscopy, XPS (Ca/P ratios), IR-spectroscopy, IR (ion groups), TG-DTA (desorption and transformation processes), XRD (structure, phase composition), SEM (morphology and size of particles) and mass-spectrometry, MS (evolution of gases).

### **Results and Discussion**

*Nanopowder 1.* It referred to a classic raw material commonly used in manufacturing ceramic biomaterials. Particles in nanopowder 1 were of  $5\text{-}100\mu$  (depending on drying and sieving procedures) and consisted of individual nanocrystals of about a few hundreds *nm* long and wide but only a few tens *nm* thick. The nanocrystals were of poorly crystalline substance based on HA. Compacts of the powder were easily sintered at temperatures about  $200^\circ\text{C}$  lower than those in case of calcinated (well crystallized) powders. However, nanopowder 1 had foreign pieces included (mainly  $\text{NH}_4^+$ ,  $\text{HPO}_4^-$ ,  $\text{CO}_3^{2-}$  and  $\text{H}_2\text{O}$ ). They desorbed as volatile gases during heating and sintering of powder compacts and adversely affected the densification, e.g. caused stop-effects in sintering [5]. All this resulted in relatively porous ceramics of low strength. Products of such ceramics have been excellent for bone defects filling, but all implants of them experienced failure under loading.

The origin and the localization of the impurity pieces were studied [6]. As a result, some processing improvements in the stages of synthesis, drying and post-treatment of precipitate were proposed and realized in nanopowder 2.

*Nanopowder 2.* Studying the initial stages of precipitation revealed that, immediately after amorphous calcium phosphate (ACP) to nanohydroxyapatite (NHA) transformation, precipitates, in particular, included some  $\text{HPO}_4^{2-}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$

moleculae, unreacted  $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$ ,  $\text{NH}_4\text{NO}_3$  by-product and little amount of  $\text{CO}_3^{2-}$  entrapped from the mother solution. Ageing the precipitate resulted in both growth of nanocrystals and increase in amounts of  $\text{NH}_4\text{NO}_3$  and  $\text{CO}_3^{2-}$  in the precipitate. Moreover, during traditional washing the precipitate to avoid the by-product(s), the amount of entrapped  $\text{CO}_3^{2-}$  noticeably increased. A new modification in the “nitrous” method was proposed consisted in interruption of crystallization after ACP to NHA transformation, freezing, freeze-drying and heat treatment of precipitate at temperatures below  $600^\circ\text{C}$  in a definite atmosphere. The modified processing route resulted in extremely pure nanopowder 2 of designed stoichiometry and particles of sizes similar to those in a biogenic apatite.

Ceramics manufactured using such pure powders were sintered to almost full density under considerably “softer” conditions and manifested improved mechanical characteristics.

*Fibrous nanopowder.* Due to performing the hydrothermal route under appropriate variables, a powder of fibrous HA was prepared. The fibres primarily were of around  $50\text{ nm}$  wide,  $20\text{ nm}$  thick and up to  $500\text{ nm}$  long. Strongly speaking, the sizes were near microborder in the nanoscale of materials (usually, of  $10\text{-}100\text{ nm}$ ), however could be considered as nanoobjects mainly due to their nanothickness. They contained some  $\text{HPO}_4^-$  ions in the structure. The  $\text{HPO}_4^-$  ions transformed to  $\text{PO}_4^{3-}$  groups during heating to  $800^\circ\text{C}$ , and some  $\beta$ -tricalcium phosphate,  $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ , ( $\beta$ -TCP) formed in powder samples. The fibrous powder was used for two purposes. First, the fibrous powder was used for preparing unique biphasic calcium phosphate (HA and  $\beta$ -TCP in designed proportions), BCP, products. Due to nanostate of substance in the fibres, by molding the powder into various forms and sintering the compacts under “soft” conditions ( $1000^\circ\text{C}$  for 2h, in air), BCP ceramic blocks of still fibrous structure were produced. They were highly porous (up to 80%) and had an architecture resembling that of cancellous bone. Owing to this, the blocks were used as high-effective bone defect fillers. For the other purpose, the fibrous powder was subjected to a post-treatment in an aqueous solution [8]. The initial Ca/P ratio in the fibrous powder (of 1,60) increased during the treatment and finally the stoichiometric composition (Ca/P=1,67) was achieved. The treated fibres suffered little change in form and sizes, however, they gained high thermal stability as that of a stoichiometric HA. The stoichiometric fibrous powder was used as a reinforcement in developing dense high-strength ceramic implants, for producing scaffolds in bone tissue engineering and in medicine delivering agents.

**Conclusion.** A few effective processing routes have been developed in preparing powders based on HA of almost isomorphic nanosized or fibrous particles for manufacturing bioactive ceramic products of improved functional characteristics for various medical applications.

1. Biomaterials Science: an Introduction to Materials in Medicine, edited by Ratner B.D. et al. (Elsevier Academic Press, 2004 2<sup>nd</sup> ed.
2. Riman R.E. Suchanek W.L. // Solid State Ion. – 2002. – 151. – P. 393
3. Narasaraju T.S.B., Phebe D.E. // J.Mat.Sci. – 1996. – 31. – P. 1-21.
4. Suchanek W., Yoshimura M. // J.Mater.Res. – 1998. – 13. – P. 94-117.
5. Zyman Z., Ivanov I. // J. Biomed. Mater. Res. – 2001. – 54. – P. 256-263.
6. Zyman Z., Rokhmistrov D., Ivanov I., Epple M. // Mat.-wiss.u. Werkstofftech. – 2006. – V. 37, № 6. – P. 139-146.
7. Zyman Z., Tkachenko M., Epple M. // Mat.-wiss.u. Werkstofftech. – 2006. – V. 37, № 6. – P. 1-4.
8. Zyman Z., Glushko V., Kijko S., Epple M. Abstracts of 8<sup>th</sup> Essen Symposium on Biomaterials and Biomechanics: Fundamental and Clinical Applications. September 21<sup>st</sup>- 23<sup>rd</sup>, 2005: Essen, Germany.- P. 174.



**СЕКЦІЯ 1 (усні доповіді)**  
**ТЕХНОЛОГІЯ ТОНКИХ ПЛІВОК (МЕТАЛИ,  
НАПІВПРОВІДНИКИ, ДІЕЛЕКТРИКИ, ПРОВІДНІ  
ПОЛІМЕРИ) І МЕТОДИ ЇХ ДОСЛІДЖЕННЯ**

19-22 травня 2009 р.

**SESSION 1 (oral)**  
**THIN FILMS TECHNOLOGY (METALS,  
SEMICONDUCTORS, DIELECTRICS, CONDUCTIVE  
POLYMERS) AND THEIR RESEARCH METHODS**

May, 19-22, 2009

**Особенности деформационного состояния и кристаллической  
структуры GaAlN/GaN слоев выращенных на сапфире**

Авраменко К.А.<sup>1</sup>, Беляев А.Е.<sup>1</sup>, Кладько В.П.<sup>1</sup>, Коломыс А.Ф.<sup>1</sup>,  
Слободян М.В.<sup>1</sup>, Стрельчук В.В.<sup>1</sup>, Витусевич С.В.<sup>2</sup>

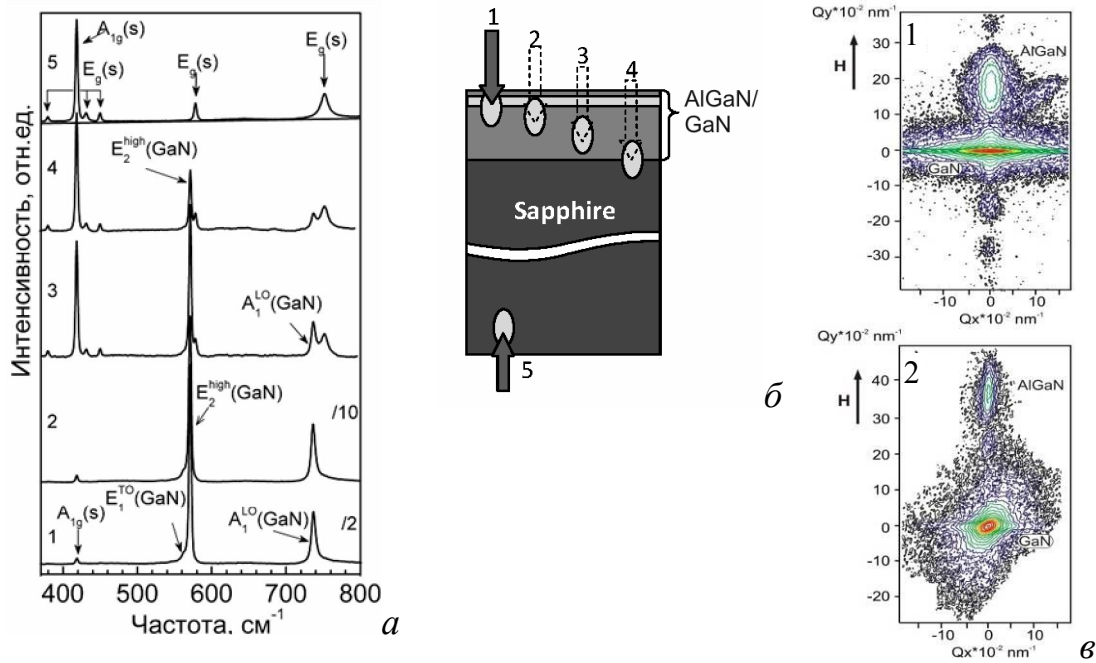
<sup>1</sup>*Институт фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарева НАН України, Київ, Україна*

<sup>2</sup>*Institut für Bio- und Nanosysteme and CNI- Center of Nanoelectronic  
Systems for Information Technology, Forschungszentrum Jülich, Germany*

Практическое применение широкозонных нитридных соединений в оптоэлектронных приборах и высокотемпературной сильноточной электронике требует решение проблемы улучшения параметров приборных  $A^3N$  гетероструктур. С этой целью актуальным является детальное изучение влияния на структурные, оптические и электрические свойства остаточного деформационного состояния, мозаичности и дефектности структуры нитридных слоев

В данной работе проведены рентгеноструктурные и микро-КРС исследования влияния толщины подложки сапфира на структурные параметры и деформационное состояние отдельных слоев GaN/ $Al_xGa_{1-x}N$  гетероструктуры.

Проведенные исследования GaN/ $Al_{0.30}Ga_{0.70}N$  гетероструктур показали, что с увеличением толщины подложки сапфира: (i) увеличиваются упругие деформации в нитридных слоях, что хорошо совпадает с результатами моделирования рентгеноструктурных данных; (ii) вертикальный (латеральный) размер области когерентного рассеяния блочной структуры GaN слоя уменьшается (увеличивается) от  $\approx 65$  до  $\approx 32$  нм ( $\approx 50$  до  $\approx 59$  нм).



**Рис. 1.** а) Спектры микро-КРС  $GaN/Ga_{0.70}Al_{0.30}N$  структуры выращенной на сапфире толщиной 450 мкм при изменении глубины аксиального сканирования (точки 1-5, рис. 1, б). в) Распределение интенсивности вокруг узлов обратной решетки (0002) - (1, 2) для образцов  $GaAlN/GaN$ , выращенных на тонкой (1) и толстой (2) подложках сапфира.

Показано, что  $A^3N$  слои имеют столбчатую структуру с ориентацией вдоль  $[0001]$  и отклонениями вертикальных границ блоков структуры (0.38 град.). Установлено, что основными структурными дефектами в слоях  $A^3N$  являются преимущественно прямолинейные дислокации винтового и краевого типов, перпендикулярные гетерогранице. Экспериментальные результаты конфокальной микроскопии КРС позволили выявить и исследовать на микроуровне градиентное распределение деформаций по глубине слоев как по глубине в мозаичной (блочной) структуре нитридных слоев, так и в интерфейсных областях подложки сапфира. Проведенный анализ полученных результатов позволил сделать вывод о том, что имеющаяся в литературе существенная неоднозначность значений упругих констант нитридных гетероструктур обусловлена преимущественно особенностями деформационных параметров структуры нитридных эпитаксиальных слоев. Поэтому, характеристика деформационного состояния нитридных гетероструктур возможна лишь комплексном использовании экспериментальных данных микроспектроскопии КРС и рентгеновской дифрактометрии.

## Peculiarities Deformation States and Crystal Structure of the AlGa<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN Layers Grown on Sapphire Substrate

Avramenko K.A., Belyaev A.E., Kladko V.P., Kolomys A.F., Slobodian M.V., Strelchuk V.V., Vitusevich S.A.

<sup>1</sup>*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institut für Bio- und Nanosysteme and CNI- Center of Nanoelectronic Systems for Information Technology, Forschungszentrum Jülich, Germany*

In this work we investigated the influence of the sapphire substrate thickness on structural parameters and on the deformation state in individual layers of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN heterostructures using XRD analysis and micro-Raman spectroscopy. The obtained results allow an explanation of the significant differences in deformation constants for III-nitride heterostructures, experimentally determined by different authors and reported in the literature.

## Имплантиция в кварцевое стекло периодических структур, образованных частицами серебра в фоточувствительных пленках AgCl-Ag

Агеев Л.А., Белощенко К.С., Маковецкий Е.Д., Милославский В.К.

*Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Харьков, Украина,*

Окрашивание диэлектриков мельчайшими металлическими частицами известно очень давно. Однако, интерес к этой проблеме сохраняется в связи с развитием оптики наноразмерных структур и нелинейной оптики [1]. Недавно реализована термостимулированная имплантация изотропного коллоидного Ag в приповерхностный слой оптического кварцевого стекла (КС) путем облучения островковой пленки Ag на его поверхности пучком CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda=10,6$  мкм,  $P \approx 30$  Вт) [2]. Здесь показана возможность внедрения в КС периодических серебряных структур, полученных в фоточувствительной пленке AgCl-Ag на поверхности кварца.

В эксперименте использовались пластины КС типа КУ толщины 1,5 – 2 мм. На пластину в вакууме термическим способом напылялась пленка AgCl ( $h \approx 35$  нм) и затем на нее - островковая пленка Ag ( $h < 10$  нм). Пленка AgCl-Ag фоточувствительна к излучению видимого диапазона спектра. Линейно поляризованным лазерным пучком в ней можно индуцировать периодические структуры (ПС), связанные с волноводными свойствами пленки [2]. ПС формируется одним пучком. В эксперименте образец облучался Р-поляризованным пучком ( $\lambda = 532$  нм,  $P \approx 25$  мВт) при угле падения  $\varphi = 20^\circ$ . По свойствам ПС близка к дифракционной решетке. Ее штрихи образованы частицами серебра. Период, измеренный по

дифракции, равен 375 нм. Из образца с ПС AgCl удалялся фиксированием, при этом ПС, образованная серебром, остается на подложке.

Затем, участки с ПС облучались пучком от CO<sub>2</sub>-лазера. При мощности  $P \approx 18$  Вт и времени экспозиции порядка 1 мин облучаемый участок нагревался практически до белого свечения пленки серебра и в этот момент облучение прекращали. После облучения серебро с поверхности кварца удалялось путем протирания влажной и затем сухой мягкой тканью. При этом, в месте облучения остается пятно с желтой окраской в проходящем белом свете, что является признаком имплантации серебра в кварц. Такая окраска характерна для коллоидных частиц Ag. Проникновение серебра в кварц подтверждается устойчивостью и к грубым механическим воздействиям (к царапанию иглой). Высокая химическая стойкость этого участка : действие насыщенных паров I<sub>2</sub> не приводит к превращению Ag в соединение AgI, тогда как серебро, находящееся на поверхности подложки, быстро превращается в AgI. Однако, если подействовать на образец раствором серной кислоты , то имплантированное серебро почти полностью удаляется – остаются лишь мелкие участки, устойчивые к этому воздействию. На таких участках сохраняется дифракция света, характерная для ПС, образованных частицами Ag. Там же, где серебро растворилось, наблюдается более слабая дифракция, связанная с периодической деформацией кварца, сохраняющей «память» о ПС после удаления Ag. В отличие от случая имплантации ПС, имплантированный в кварц мелкодисперсный изотропный коллоид Ag является устойчивым и к действию кислоты [2]. АСМ микроскопия поверхности показала наличие периодического рельефа с периодом ПС и высотой ~10 нм. Исследования оптической плотности показали наличие дихроизма на имплантированных участках.

Кварцевое стекло с внедренными мельчайшими частицами серебра представляет интерес для исследований нелинейных оптических эффектов и комбинационного рассеяния от адсорбированных на нем мономолекулярных слоев.

1. Kreibig U., Vollmer M. Optical Properties of Metal Clusters. – Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, – 1995. P 529.
2. Агеев Л.А., Милославский В.К., Маковецкий Е.Д. Окрашивание кварцевого стекла нанометровыми частицами серебра // Опт. и спектр. – 2007. –Т. 102, – № 3. – С.489-495.

## Implantation into Quartz Glass of Periodical Structures Made by Argentic Particles in Photosensitive Films AgCl-Ag

Ageyev L. A., Beloshenko K.S., Makovetskiy Ye.D., Miloslavskiy V.K.

*Kharkiv Karazin National University, Kharkiv City, Ukraine*

There has been realized the implantation of periodical structures made by argentic particles into quartz glass. The Implantation into quartz glass of periodical structure was made in photosensitive films AgCl-Ag on the surface of quartz affected by green laser. After removal of AgCl in the fixer the periodical structure was implanted in quartz by a CO-2 laser.

## Моделювання конденсації тонких бінарних плівок систем Fe-Cu та Ni-Ag з газової фази

Башев В.Ф., Мухін А.А., Овруцький А.М., Расщупкіна М.С.

*Дніпропетровський національний університет імені О. Гончара,  
Дніпропетровськ, Україна*

Відомо, що у сплавах металів, діаграми стану яких мають область незмішування в рідкій фазі, таких як Ag-W, Cu-W, Fe-W, Ni-Ag можна отримати аморфні плівки в певному діапазоні їх концентрацій [1]. В [1] приведені дані про плівки Ni-Ag, різного складу отримані методом іоно-плазмового напилення. Авторами були зафіксовані як кристалічні плівки з розчинністю більшою, ніж рівноважна, так і аморфні плівки в широкому діапазоні концентрацій (25-45 % ат. Ag). Відомо, що в діаграмі стану системи Fe-Cu також існує область незмішування в рідкій фазі.

Нами розроблена методика кінетичного моделювання методом Монте-Карло процесів конденсації багатокомпонентних плівок. Моделювання дозволяє будувати атомні моделі процесів, що відбуваються при утворенні аморфних та кристалічних плівок. В якості об'єктів дослідження вибрані системи Fe-Cu та Ni-Ag.

В нашій моделі (її варіант для однокомпонентних систем описаний в [2]) немає умовного розділення атомів на різні типи ("тверді", "рідкі"). Використовується модельна сітка з кроком, що менше міжатомної відстані. Враховується дифузія атомів, можливість утворення рідких крапель (при достатньо високих температурах) й їх подальшої кристалізації. Ймовірність осадження атома на підкладку, приєднання атома до краплі рідини чи кристала визначається потоком атомів  $I$  до поверхні. Реалізація стрибків на вільні місця визначалась за алгоритмом Метрополіса. Мінімуми парних потенціалів для чистих елементів визначались як  $H_{ev}/6$ , де  $H_{ev}$  – теплота випаровування. Інші значення – за формулою:  $U=U_0+bx^2-gx^3$ ,  $x$  – зміщення другого атома відносно рівноважної позиції,  $b=E \cdot a/3$  де,  $E$  – модуль Юнга:  $a$  – параметр кристалічної ґратки), а постійна  $g$  пов'язана

з коефіцієнтом теплового розширення  $\alpha$ . При цьому враховувалась температурна залежність для модуля Юнга.

За допомогою моделювання можна отримати інформацію про розчинність елементів систем Fe-Cu та Ni-Ag в наднерівноважних умовах, про утворення аморфних, рідких та кристалічних фаз. Розглядалися випадки різного співвідношення компонентів у падаючому потоці, різної інтенсивності падаючого потоку, різних температур підкладки.

При помірній ( $0,5 * H_{ev} / 3$ ) взаємодії атомів з підкладкою найближчий до неї прошарок плівки має підвищену щільність за двома компонентами. В залежності від інтенсивності потоку напылення її структура дрібнокристалічна або аморфна, існують кристаліти з набором різних структур. У певних концентраційних інтервалах були отримані аморфні плівки та вивчена їх стабільність при відпалах. Вивчено кінетику утворення плівок, їх пошаровий склад, розподіл концентрацій між структурними складовими у різних прошарках, профілі плівок і визначено, при яких їхніх товщинах утворюються суцільні плівки у найближчих до підкладки шарах. Було встановлено, що від параметрів потенціалу міжатомної парної взаємодії елементів системи залежить пошаровий розподіл концентрацій елементів у тонкій плівці.

1. Bashev V.F., Beletskaya O.E., ZBalyuk.V., Brekharya G.P. Peculiarities of structural and physical properties of Ni-Ag films in metastable states // Вісник Дніпропетровського університету. Фізика. Радіоелектроніка.– 2002. – Випуск 8, – С. 61-64.
2. Овруцький А.М., Расщупкина М.С., Тесняк С.А. Моделирование конденсации тонких пленок из газовой фазы // Збірник наукових праць Міжнародної наукової конференції “Фізико-хімічні основи формування і модифікації мікро- та наноструктур”. – 2008. – 8-10 жовтня, – т. 1, – Харків, Україна, С. 198-202.

### **Simulations of the Binary Thin Films of Systems Fe-Cu and Ni-Ag Condensation from the Gas Phase**

Bashev V.F., Mukhin A.A., Ovrutsky A.M., Raschupkina M.S.

*O. Gonchar Dnipropetrovs'k National University, Ukraine*

Amorphous phases are usually found in the system, in which the components are not mix in the liquid state. Forming of thin films from the gas phase have bean for two such systems – Fe-Cu and Ni-Ag, using simulation by the kinetic Monte-Carlo method.

## Исследование поверхностных слоев пленок никель-бор методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии

Бекиш Ю.Н., Цыбульская Л.С., Гаевская Т.В.

*НИИ физико-химических проблем Белгосуниверситета, Минск, Беларусь*

Поликристаллические пленки никель-бор нашли практическое применение в производстве печатных плат и интегральных схем, корпусов микросборки и контактов, изделий преобразовательной и лазерной техники. Синтез пленок Ni-B осуществляли методом электрохимического осаждения сплава из водного раствора при температуре 20÷40 °С на металлической поверхности (медь и ее сплавы, алюминий и его сплавы, титан, вольфрам и др.). Установлено, что в зависимости от включенного в пленки бора их микротвердость (Н) изменяется от 5,5 до 8,5 ГПа ( $H_{Ni} = 2,5$  ГПа), интенсивность весового изнашивания (J) в условиях сухого трения от  $0,2 \cdot 10^{-2}$  до  $1,4 \cdot 10^{-2}$  мг/м ( $J_{Ni} = 39,1$  мг/м), переходное контактное сопротивление (R) от 2,5 до 10 мОм ( $R_{Ni} = 2,8$  мОм). Ответственными за проявляемые физико-механические и электрические свойства являются поверхностные слои этих пленок. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) изучен химический состав и структура поверхности поликристаллических (4 и 8 ат.% бора) и аморфных (20 ат.% бора) пленок никель-бор до и после термической обработки (700 °С, 1 час). В РФЭС-спектрах исследуемых пленок и протравленных на глубину ~1 мкм наблюдаются линии Ni 2p, B 1s и O 1s. На основании данных по смещению энергии связи регистрируемых уровней Ni 2p и B 1s относительно справочных значений  $E_{св}$  высказано предположение о наличии химического взаимодействия между атомами данных элементов и организации связи Ni-B по механизму p-d гибридизации. На исходной поверхности поликристаллических и аморфных пленок Ni-B помимо никеля и бора присутствуют также Ni<sub>2</sub>B и продукты взаимодействия пленки с воздухом: Ni(OH)<sub>2</sub> и NiB<sub>x</sub>O<sub>y</sub>. На поверхности поликристаллических пленок массовая доля Ni больше чем Ni(OH)<sub>2</sub>, с увеличением содержания бора до 8 ат. % она практически не изменяется. На поверхности аморфной пленки, наоборот, преобладает фаза Ni(OH)<sub>2</sub>, а не Ni. При травлении поликристаллических и аморфных пленок фазы Ni(OH)<sub>2</sub>, Ni<sub>2</sub>B и NiB<sub>x</sub>O<sub>y</sub> исчезают, остаются только фазы Ni и B, что свидетельствует об их осаждении в элементном виде. Термообработка пленок приводит к окислению никеля и бора, как на поверхности, так и в глубине. Наряду с Ni(OH)<sub>2</sub> и NiB<sub>x</sub>O<sub>y</sub> образуются оксиды NiO и B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. С увеличением содержания бора доля окисленных состояний никеля (NiO) уменьшается, а окисленных состояний бора (NiB<sub>x</sub>O<sub>y</sub> и B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) увеличивается из-за термодиффузии атомов бора из объема пленки на поверхность. После прогрева аморфной пленки ее поверхность представлена тонким слоем B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

## Механизм протекания тока в омическом контакте Au-TiB<sub>x</sub>-AuGe-n-GaP

А.Е. Беляев<sup>1</sup>, Н.С. Болтовец<sup>2</sup>, В.Н. Иванов<sup>2</sup>, А.Б. Камалов<sup>1</sup>,  
Л.М. Капитанчук<sup>3</sup>, Р.В. Конакова<sup>1</sup>, Я.Я. Кудрик<sup>1</sup>, В.В. Миленин<sup>1</sup>,  
М.У. Насыров<sup>1</sup>, П.В. Неволин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарёва НАН Украины, Киев, Украина

<sup>2</sup>Научно-Исследовательский институт «Орион», Киев, Украина

<sup>3</sup>Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

В последние годы в связи с использованием широкозонных полупроводников в различных активных элементах, работающих при повышенных температурах, большое внимание уделяется омическим контактам к таким полупроводникам и механизмам протекания тока в них [1-4]. В частности в работах [2, 3] было показано, что в сплавных омических контактах In-n-GaP(GaN) при  $T \geq 300\text{K}$  наблюдается металлическая проводимость, обусловленная наличием металлических шунтов, возникающих при высаживании In как на структурных несовершенствах приконтактного слоя полупроводника, генерированных в процессе формирования контакта, так и на ростовых дислокациях полупроводника, возникающих при выращивании монокристаллов или эпитаксиальных пленок полупроводника. При этом с ростом температуры увеличивается удельное контактное сопротивление.

В данной работе рассматривается механизм протекания тока в омических контактах Au-TiB<sub>x</sub>-AuGe-n-GaP в диапазоне температур 77-386 К. Омические контакты формировались послойным магнетронным распылением компонентов на подвергнутую фотонной очистке поверхность пластины монокристалла n-GaP с концентрацией некомпенсированных доноров  $\sim 10^{17}\text{см}^{-3}$  и толщиной пластины 350мкм. Толщины слоев: Au (50нм) TiB<sub>x</sub> (50нм) Au (40нм) Ge (10нм). Тестовые структуры для измерения удельного контактного сопротивления  $\rho_c$  создавались методом фотолитографии. Омические контакты создавались быстрой термической обработкой (БТО) в атмосфере Н<sub>2</sub> в течение 60 секунд. Анализ температурной зависимости  $\rho_c$  показал, что можно рассматривать три участка с различающимися наклонами в зависимости

$$\ln(\rho_c T) = f\left(\frac{q}{kT}\right):$$

- участок 1 -в интервале температур 77-105 К  $\rho_c$  уменьшалась с ростом температуры с энергией активации  $\sim 0,09$  эВ;
- участок 2 -в интервале температур 105-231 К  $\rho_c$  уменьшалась с ростом температуры, с энергией активации  $\sim 0,04$  эВ;
- участок 3 -в интервале температур 231-386 К  $\rho_c$  увеличивалась с ростом температуры.



Механизм токопереноса на первых двух участках зависимости  $\ln(\rho_c T) = f\left(\frac{q}{kT}\right)$  обусловлен термоэлектронной эмиссией. Различающиеся величины энергии активации на этих участках свидетельствуют о неоднородном омическом контакте.

Особый интерес представляет третий участок, на котором  $\rho_c$  возрастает с повышением температуры, что как и в [2, 3] обусловлено металлической проводимостью по шунтам. Однако, в отличие [2, 3] металлические шунты в нашей работе связаны не с процессом сплавления, а с массопереносом Au через поликристаллическую пленку Ge толщиной 10 нм на границу раздела с GaP и в приконтактную область GaP. На возможность такого процесса указывают данные Оже-спектроскопии контактной металлизации после БТО.

Рассчитанное количество шунтов на полпорядка превышает плотность дислокаций в GaP и составляет  $\sim(4\div 4,6)\cdot 10^5$ . При этом с увеличением температуры количество шунтов практически не изменяется.

Таким образом, формирование металлической проводимости в омическом контакте к GaP может осуществляться не только путем сплавления металла в n-GaP, но и за счет массопереноса атомов металла, стимулированного БТО.

1. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. // ФТП. – 2007. – Т. 41, №11. С. 1281-1308.
2. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Константинов О.В., Никитин В.Г., Поссе Е.А. // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, №19. – С. 17-24.
3. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Константинов О.В., Никитин В.Г., Поссе Е.А. // ФТП.– 2006. – Т. 40, №10. – С. 1204-1208.
4. Бессолов В.Н., Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Константинов О.В., Поссе Е.А. // ФТП. – 2008. – Т. 42, №11. – С.1345-1347.

#### **A Current a Mechanism in a Au-TiB<sub>x</sub>-AuGe-n-GaP Ohmic Contacts**

Belyaev A.E.<sup>1</sup>, Boltovets N.S.<sup>2</sup>, Ivanov V.N.<sup>2</sup>, Kamalov A.B.<sup>1</sup>,  
Kapitanshuk L.M.<sup>3</sup>, Konakova R.V.<sup>1</sup>, Kudryk Ya.Ya.<sup>1</sup>, Milenin V.V.<sup>1</sup>,  
Nasirov M.U.<sup>1</sup>, Nevolin P.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*State Scientific & Research Institute "Orion", Kyiv, Ukraine*

<sup>3</sup>*Paton Institute of Electric Welding, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Experimental results on the temperature dependence on the specific contact resistance  $\rho_c$  are presented for an Au-TiB<sub>x</sub>-AuGe-n-GaP contact in the 77-386 K temperature range. The temperature dependence of the  $\rho_c$  was used to determine the number of schunts per 1 cm<sup>2</sup> of a contact area ( $4\div 4,6\cdot 10^5$ ), which the measured dislocation density of the base material ( $10^5$  cm<sup>-2</sup>).

## Расчет экспозиционных зависимостей оптических констант светочувствительных пленок

Овчаренко А.П.<sup>1</sup>, Зионг Тхи Нью Чань<sup>1</sup>, Белозерцева В.И.<sup>2</sup>, Стронский А.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Харьковский Национальный университет им.В.Н.Каразина, Харьков, Украина

<sup>2</sup>Национальный технический университет

«Харьковский политехнический институт», Харьков, Украина

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников

им. В.Е.Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина

Изменение оптических констант светочувствительных пленок в процессе облучения обычно учитываются на основании закона Ламберта-Бугера. Этого, в принципе, достаточно для нахождения распределения интенсивности внутри слоя при двухлучевом формировании интерференционной картины с плоскостями, перпендикулярными границам (созданию дифракционных решеток). Однако наличие многократно отраженных встречных волн внутри пленки приводит также к периодическому распределению интенсивности с плоскостями, параллельными границам пленки. Тогда при облучении пленка становится существенно неоднородной по глубине, а для показателя преломления  $n$  и коэффициента поглощения  $k$  характерно периодическое изменение с толщиной.

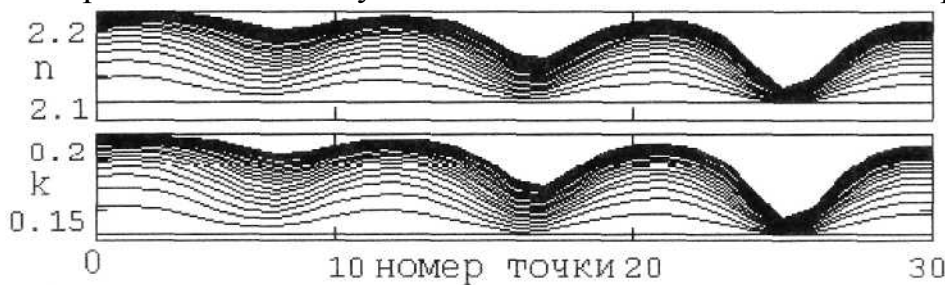
Учет этой неоднородности по толщине может быть произведен с помощью развитой нами ранее методики расчета распределения интенсивности внутри произвольной системы слоев.

В настоящей работе рассматривались структуры вида: среда, из которой падает свет  $S_1$  (должна быть непоглощающей, обычно воздух) - светочувствительная пленка  $aA$  - дополнительный слой  $M$  (этот слой может отсутствовать, быть высокоотражающим, например металл, либо просветляющим) - подложка  $S_4$ ,  $a$  - оптическая толщина пленки в единицах  $\lambda_0/4$ . Показатели преломления воздуха  $n_1=1$ , подложки  $n_4=1.52$ , металла  $n_3=0.07-i*4.2$ . Диапазон изменения оптических констант в процессе облучения  $n_2=2.12-2.22$  и  $k_2=0.125-3.224$  использован из литературных данных. Длина волны облучения  $\lambda_0=442$  нм. Для нахождения зависимостей  $n_2$  и  $k_2$  от экспозиции, связанной в каждой точке по глубине слоя с распределением интенсивности в нем, использовались общепринятые формулы. Для графического отображения распределения интенсивности в воздухе и подложке их оптические толщины брались равными  $3\lambda_0/4$  и  $\lambda_0/2$  соответственно. Для проведения расчета распределения интенсивности слои разбивались на необходимое число подслоев, внутри которых интенсивность предполагалась постоянной. Геометрическая толщина светочувствительной пленки полагалась неизменной.

На рисунках показаны распределение интенсивности света во всей системе и экспозиционные зависимости толщинного распределения оптических констант светочувствительной пленки на высокоотражающем слое.



**Рис.1.** Распределение интенсивности в системе со слоем металла. Сплошная линия - до облучения, пунктир — после, вертикальные отрезки показывают разбиение светочувствительного слоя на подслои для расчета.



**Рис.2.** Распределение  $n$  и  $k$  в зависимости от номера расчетной точки (глубины слоя) в процессе облучения. Нижняя прямая - до облучения.

Как видно из рисунков, имеет место существенная неоднородность как распределения интенсивности света в слоях, так и, соответственно, толщиной зависимости оптических констант светочувствительной пленки. Обращает внимание слабая зависимость констант от экспозиции в минимуме вблизи высокоотражающего слоя. При отсутствии слоя металла распределение будет более однородным. И, наконец, при устранении отражения границы светочувствительная пленка - подложка остаточная толщинная зависимость констант практически полностью будет определяться законом Ламберта-Бугера.

### Calculation exposure dependencies of the photosensitive films optical constants

Ovcharenko A.P.<sup>1</sup>, Duong Thi Nhu Tranh<sup>1</sup>, Bilozertseva V.I.<sup>2</sup>, Stronski A.V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>V.N.Karazin Kharkov National university, Kharkov, Ukraine

<sup>2</sup>National technical university "Kharkovpolytechnic institute", Kharkov, Ukraine

<sup>3</sup>V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS Ukraine, Ksev, Ukraine

Calculated distribution to intensities of the light in thin film system and exposure dependencies thickness sharing the optical constants of the photosensitive film.

## О роли условий возникновения разряда и внутризеренной ликвации при процессах обыскривания

Бондаренко Б.Ф., Журба Г.В.

*Научно-исследовательский и проектный институт «Механобрчермет»,  
Кривой Рог, Украина*

Результаты изучения особенностей возникновения разряда и поступления материала пробы в межэлектродный промежуток говорят о приемлемости зонального механизма испарения зерен и позволяют утверждать, что границы зерен также являются выступами и определяют начало и последовательность возникновения разряда на поверхности электрода в процессе обыскривания. А наличие внутризеренной ликвации, когда содержание примесного элемента в центре и на границе зерна изменяется в пределах  $\eta C_0 \leq C_x \leq C_0/\eta$  [1,2], по-видимому, должно вызвать неравномерность поступления вещества в плазму разряда. Наши рассуждения главным образом основаны на этих допущениях.

Теоретический анализ предложенной модели зонального механизма и некоторые упрощения позволяют получить зависимости плотности почернения линии от коэффициента распределения примеси и величины зерна:

$$S = \gamma \lg \eta n_m^0 \int_0^t \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{1}{\eta^2} \right) \exp \left[ - \left( 1 + \frac{r_q}{2\rho_0} \pm \frac{1}{2\rho_0} \sqrt{(2\rho_0 + r_q)^2 - \frac{4r_q^2 N_f t}{p\pi}} \right) \right] \right\} dt + const \quad (1)$$

$$S = \gamma \lg \eta n_m^0 \int_0^t \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{1}{\eta^2} \right) \exp \left[ - \left( \frac{r_q}{2\rho_0} \pm \frac{1}{2\rho_0} \sqrt{(2\rho_0 + r_q)^2 - \frac{4r_q^2 N_f t}{p\pi}} \right) \right] \right\} dt + const, \quad (2)$$

где  $\rho_0$  – расстояние от центра до границы зерна,  $n_m^0$  – равновесная плотность атомов в ступеньках,  $\eta$  – коэффициент распределения примеси,  $r_q$  – ширина испаряющейся зоны,  $N_f$  – количество разрядов в единицу времени,  $p$  – число зерен,  $t$  – время обыскривания.

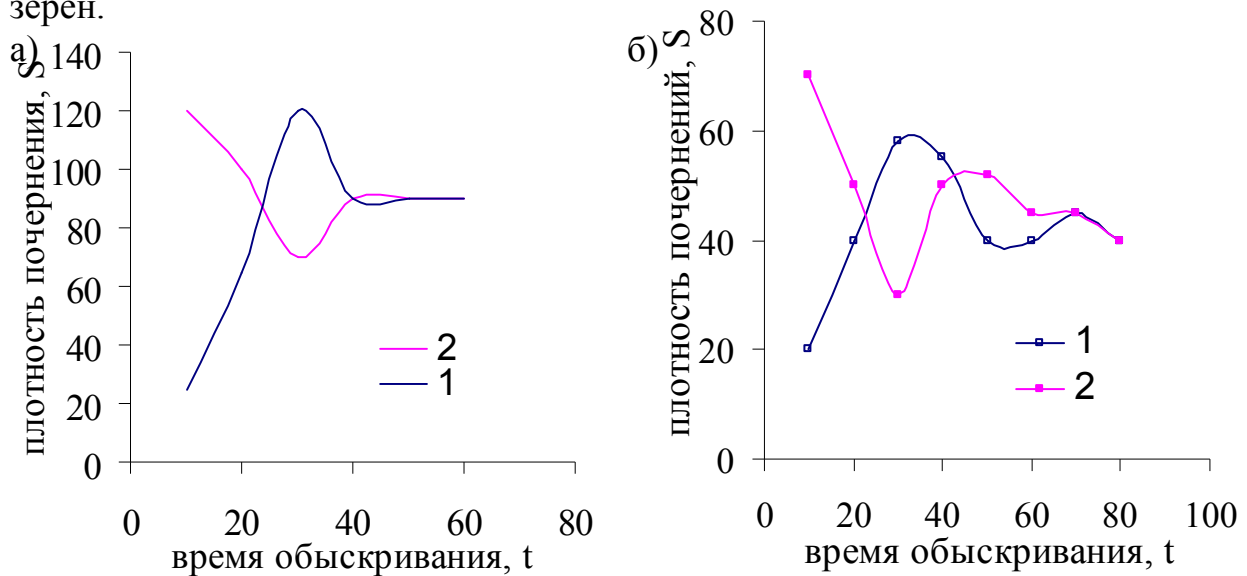
Уравнения (1) и (2) были использованы для оценки изменения плотности почернений спектральных линий в процессе обыскривания при начальном расположении искровых разрядов в центрах и по границам зерен (рис. 1 а). Такие случаи могут быть реализованы при различной механической обработке поверхности образцов (электродов).

Экспериментальная проверка характера изменения кривых обыскривания проводилась на пробах среднелегированной хромомарганцовистой стали с разной величиной зерен и различной обработкой поверхности. Достоверность допущений, сделанных при выводе уравнений (1) и (2), подтверждается кривыми обыскривания хрома, представленными на рис. 1 б.

Качественное согласие теоретических и экспериментальных результатов получены и для других образцов различных марок стали. Это свидетельствует о применимости модели зонального механизма испарения зерен для описания с помощью уравнений (1), (2) характера изменения кривых обыскривания электродов.

Чтобы получить более точное изменение  $S$ , уравнения (1), (2) должны быть исправлены с учетом влияния на скорость испарения окислительных процессов, диффузии, температуры образца и, возможно, других процессов, протекающих на поверхности пробы.

Изменение интенсивности линии в процессе обыскривания может быть положено в основу спектрального метода определения распределения содержания примесей по границам зерен и нахождении величины этих зерен.



**Рис. 1.** а) – зависимость плотности почернения линии от коэффициента распределения примеси и величины зерна, когда разряд первоначально возникает: 1 – на границе зерна, 2 – в центре зерна; б) – кривые обыскривания хрома среднелегированной хромомарганцовистой стали: 1 – при полировке образца 2 мин, 2 – 20 мин.

1. Лившиц Б.Г. Металлография. – М. Metallurgizdat, – 1963.
2. Любов Б.Я. Кинетическая теория фазовых превращений. – М. Metallurgizdat, – 1969.

## Дослідження гетеросистеми PbTe-CdTe методами атомно-силової мікроскопії та ІЧ спектроскопії

Вуйчик М.В., Цибрій З.Ф., Свеженцова К.В., Білевич Є.О., Сизов Ф.Ф.

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

В даній роботі представлені результати досліджень морфології поверхні та оптичних властивостей в інфрачервоному (ІЧ) діапазоні спектра структур на основі напівпровідникових сполук типу II-VI та IV-VI, вирощених методом „гарячої стінки”, а саме дослідження міжінтерфейсної взаємодії тонких плівок CdTe та PbTe в області гетеропереходу і вплив цієї взаємодії на оптичні характеристики гетеросистеми. Такі дослідження є актуальними у зв'язку з тим, що халькогеніди свинцю є базовими матеріалами електронної техніки, зокрема термоелектричних перетворювачів, які функціонують в інтервалі температур 300–950 К, а також з можливістю використання гетероструктур CdTe/PbTe як фотоприймальних та випромінювальних структур для ІЧ діапазону оптичного спектру.

Для дослідження морфології поверхні зразків використовувався скануючий зондовий мікроскоп «Фемтоскан». Виміри проводились в режимі контактного атомно-силового мікроскопу з використанням кремнієвих кантиліверів. Номінальний радіус кривизни вістря зонда складав 25 нм. Реєстрація спектрів відбивання в діапазоні 1,4 – 25 мкм здійснювалась на інфрачервоному Фур'є спектрометрі “Perkin Elmer” Spectrum ВХІІ. Дослідження спектрів відбивання проведено при кімнатній температурі. Похибка вимірювань спектрів відбивання близько 2 см<sup>-1</sup>.

На першому етапі, після нанесення тонкої плівки PbTe, при дослідженні морфології поверхні спостерігаються елементи структури з латеральними розмірами 300–700 нм при їх висоті до 40 нм. Причому середня шорсткість поверхні  $R_a \sim 3$  нм, що збігається з шорсткістю підкладки.

Нанесення плівок CdTe на PbTe/BaF<sub>2</sub> кардинально змінює морфологію поверхні створюваних структур. Топологія поверхні таких плівок характеризується однорідною зернистою структурою з розмірами зерен до 200 нм при їх висоті до 80 нм. При багат шаровому нанесенні таких плівок спостерігається збільшення значення середньої шорсткості поверхні та збільшення значення максимального перепаду висот. На поверхні спостерігається мікрорельєф, обумовлений багат шаровістю структури і нанорельєф, характерний попереднім плівкам CdTe.

Дослідження спектральних залежностей ІЧ-пропускання структур PbTe/BaF<sub>2</sub>, дало можливість встановити температурні та часові параметри росту при яких структура повністю прозора у вузькому спектральному діапазоні. Нанесення плівки CdTe приводить до зменшення прозорості

структури і до зсуву максимуму пропускання та плазменних мінімумів в спектрах відбивання у короткохвильову область.

Зсув може бути обумовлений утворенням твердого розчину за участю CdTe та PbTe можливого в обмеженій області твердих розчинів на основі плумбум телуриду. У випадку таких твердих розчинів повинне спостерігатись збільшення ширини забороненої зони з ростом вмісту CdTe. Саме такий ефект і спостерігається у спектрі пропускання багат шарової структури CdTe/PbTe/BaF<sub>2</sub>.

Іншою причиною зсуву максимуму пропускання та плазменних мінімумів в спектрах відбивання в структурах CdTe/PbTe/BaF<sub>2</sub> може бути запропонований вплив інжекції носіїв із станів на межі розділу між CdTe та PbTe, які виникають внаслідок різних типів кристалічної ґратки (ґратка типу NaCl для PbTe і ґратка типу сфалериту для CdTe), а також коефіцієнтів термічного розширення для CdTe та PbTe, що сильно відрізняються між собою.

Отже, дослідження системи PbTe-CdTe методами мікроскопії атомних сил та ІЧ спектроскопії показали, що зсув максимуму пропускання та плазменних мінімумів в спектрах відбивання в структурах CdTe/PbTe/BaF<sub>2</sub> обумовлений утворенням твердих розчинів за участю CdTe та PbTe та (або) емісією під дією випромінювання фотозбуджених носіїв через границю гетеропереходу (гетеропереходів).

### **Investigation of the PbTe-CdTe Heterosystem by Atomic Force Microscopy and IR Spectroscopy**

Vuichyk M., Tsybrii Z., Svezhentsova K., Bilevych Y., Sizov F.

*V.Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Surface morphology and optical properties in the infrared spectrum of II-VI and IV-VI semiconductor structures, grown by „hot wall” epitaxy method were investigated. The reasons of shift of transmission peak and plasma minima in the CdTe/PbTe/BaF<sub>2</sub> structures are considered. Reasons of transmission peak shift in the CdTe/PbTe/BaF<sub>2</sub> structures were formation of solid solution based on CdTe and PbTe and (or) emission under the action of photoexcited carriers radiation through the limit of heterojunction were proposed.

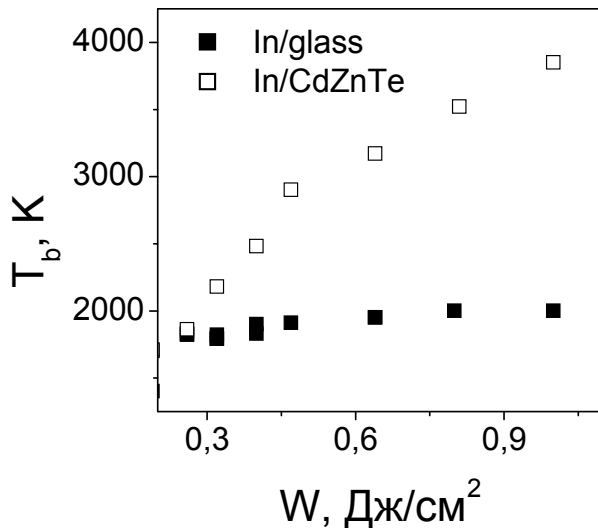
### **Воздействие импульсного лазерного излучения на тонкие пленки In**

Гацкевич Е.И.<sup>1</sup>, Ивлев Г.Д.<sup>1</sup>, Левченко В.И.<sup>2</sup>, Постнова Л.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

<sup>2</sup> *Объединённый институт физики твёрдого тела и полупроводников, Минск, Беларусь*

Експериментально, методом оптичної пирометрії, дослідовано вплив інтенсивного випромінювання рубінового лазера (длительность



*Зависимость яркостной температуры от плотности энергии облучения*

импульса 80 нс) на образцы (1) In/CdZnTe (содержание Zn<6%) и (2) In/стекло с толщиной плёнок In 0,1 мкм. При варьировании плотности энергии облучения  $W$  от 0,1 до 3 Дж/см<sup>2</sup> происходит удаление индия вследствие испарения или абляции. Установлены качественно различные для указанных образцов зависимости пиковой яркостной температуры зоны лазерного воздействия от величины  $W$ , которая в интервале

изменения  $W$  от 0,2 до 1 Дж/см<sup>2</sup> возрастает только на ~200 К (образец 2) и на ~2000 К (образец 1). Наблюдается существенное уменьшение отражательной способности плёнок In в определённых диапазонах  $W$  для образцов обоих типов в результате лазерного воздействия, инициирующего фазовые превращения. Установлено, что при оптимальной плотности энергии около 1 Дж/см<sup>2</sup> лазерное воздействие приводит к образованию фоточувствительного легированного индием слоя CdZnTe, обладающего высокой электропроводностью по отношению к исходному кристаллу полупроводника.

### **Influence of Pulsed Laser Radiation on In Thin Films**

Gatskevich E.I.<sup>1</sup>, Ivlev G.D.<sup>1</sup>, Levchenko V.I.<sup>2</sup>, Postnova L.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Physics NAS of Belarus, Minsk, Belarus

<sup>2</sup> Joint Institute of Solid State and Semiconductor Physics, Minsk, Belarus

The peak brightness temperature  $T_b$  of the surface of laser heated In thin films on CdZnTe or glass substrates have been measured by means of optical pyrometry method. Different dependences of  $T_b$  on irradiation energy density are obtained for these samples.

### **Взаємозв'язок електрофізичних властивостей та дифузійних процесів в плівках Cu, Ni і Co з тонким покриттям**

Говорун Т.П., Черноус А.М.

Сумський державний університет, Суми, Україна

У роботі було проведено комплексне дослідження розмірного ефекту у температурному коефіцієнту опору (ТКО), дифузійних процесів, елементного та



фазового складу плівок Cu, Co, (Ni) з металевим Ni (Cu) або діелектричним SiO<sub>2</sub> тонким ( $\leq 1-2$  нм) покриттям.

Аналіз результатів електронно-мікроскопічних досліджень дозволяє зробити наступні висновки. Нанесення покриття із Ni на плівкові зразки Cu та послідує термовідпалювання призводить до деякого зменшення міжплощинних відстаней, і, як наслідок, зменшення параметра решітки, а при нанесенні покриття із Cu на плівки Ni міжплощинні відстані і параметр решітки дещо зростає, у відповідності з правилом Вегарда. Фазовий склад плівок Co з покриттям із Ni або SiO<sub>2</sub> не зазнає змін, як і в плівках SiO<sub>2</sub>/Cu/П (П – підкладка). Для плівок Ni з покриттям із SiO<sub>2</sub> електронографічно фіксуються зародки фази Ni<sub>2</sub>Si. При дослідженні дифузійних процесів методом ВІМС показано, що термообробка до температур 550-650 К плівок з металевим покриттям призводить до розподілу атомів покриття по глибині базисних шарів з максимальною концентрацією біля поверхні. Узагальнення результатів електронно-мікроскопічних і мас-спектрометричних досліджень показало, що основним механізмом масоперенесення є зерномежева дифузія.

Дифузія атомів покриття по межах зерен (МЗ) може змінювати коефіцієнти розсіювання і проходження МЗ для електронів, що впливає на електрофізичні властивості. Нанесення тонкого металевого покриття та наступна термообробка призводить до зменшення величини ТКО, наприклад, на 8,0-22,4% (Ni/Cu/П,  $T=360$  К); 11,7-17,4% (Cu/Ni/П,  $T=300$  К) та 5,8-16,0% (Ni/Co/П,  $T=300$  К) у інтервалі товщин базисних шарів 20-70 нм. Нанесення покриття із SiO<sub>2</sub> у плівках Cu призводить до збільшення ТКО на 10-17% ( $T=150$  К) та 5-9% ( $T=360$  К), а при  $T=500$  К величина ТКО зменшується на 3-8%. В плівкових системах SiO<sub>2</sub>/Ni/П і SiO<sub>2</sub>/Co/П при  $T=300$  К зменшення ТКО становить 4,6-13,0% та 3,3-10,0% відповідно. Основна причина зниження величини ТКО обумовлена збільшенням значення питомого опору у випадку плівок (Ni/Cu/П) і (Cu/Ni/П), а в плівках Ni/Co/П, SiO<sub>2</sub>/Ni/П і SiO<sub>2</sub>/Co/П це пов'язано зі зміною чутливості  $\Delta\rho/(\Delta T)$  (тангенсу кута нахилу температурної залежності питомого опору  $\rho(T)$ ).

Обробка результатів з метою визначення параметрів електроперенесення проводилась з використанням лінеаризованої та ізотропної моделей Телье, Тоссе і Пішар та асимптотичного співвідношення для питомого опору у рамках моделі Ухлінова-Косаківської. За рахунок нанесення покриття на базисні плівки Cu, Ni і Co погіршується або покращується дзеркальність зовнішньої поверхні плівки ( $p$ ), оскільки чужорідні атоми або молекули сегреговані на поверхні призводять до зміни її мікрорельєфу. Дифузія атомів покриття по МЗ змінює коефіцієнти розсіювання ( $R$ ) і проходження ( $r$ ) меж зерен електронами. Так, атоми Ni (Cu) з тонкого шару покриття погіршують прозорість меж зерен та дзеркальність зовнішніх поверхонь плівок Cu (Ni), що і зменшує ТКО. Так, наприклад, значення  $p$  і  $R$  склали 0,10 і 0,51 (Ni/Cu/П,  $T=360$  К) та 0,10 і 0,03-0,06 (Cu/Ni/П,  $T=300$  К), в порівнянні з

0,25 і 0,46 (Cu/П,  $T=360$  К) та 0,19 і 0,01-0,03 (Ni/П,  $T=300$  К) відповідно. В плівках SiO<sub>2</sub>/Cu/П коефіцієнт розсіювання на МЗ зменшується ( $R=0,41$ ;  $T=360$  К), тобто межі зерен при нанесенні покриття із SiO<sub>2</sub>, стають більш прозорими, коефіцієнт дзеркальності збільшується ( $p=0,39$ ;  $T=360$  К), тобто при нанесенні покриття із діоксиду кремнію поверхня стає більш дзеркальною. Після нанесенні покриття з SiO<sub>2</sub> на плівки Ni МЗ стають менш прозорими ( $R=0,02-0,04$ ;  $T=300$  К) і зменшується значення коефіцієнта дзеркальності зовнішньої поверхні ( $p=0,11$ ;  $T=300$  К). У плівках Ni/Co/П дифузія атомів Ni із покриття по МЗ плівок Co призводить до покращення їх прозорості, значення  $R$  зменшується від 0,10 в плівках Co до 0,06 в плівках Co з покриттям ( $T=300$  К), а для плівок Co з покриттям із SiO<sub>2</sub> величина коефіцієнта розсіювання і проходження МЗ не змінюється, а покриття впливає лише на дзеркальність зовнішньої поверхні (значення  $p$  зменшується з 0,11 до 0,02), зміна якої призводить до зменшення величини ТКО.

### **Interrelation Electrophysical Properties and Diffusive Processes in Films Cu, Ni and Co with Thin Overlayer**

Hovorun T.P., Chornous A.N.

*Sumy State University, Sumy, Ukraine*

In work complex research of electrophysical properties, diffusive processes, phase composition and crystalline structure of the Cu and Co films thin overlayer with Ni or SiO<sub>2</sub> and the Ni films is conducted with thin overlayer with Cu or SiO<sub>2</sub>. It is shown that the presence of overlayer from metals and dioxide of silicon does not influence on phase composition of base films, although the processes of mutual diffusion of atoms of films and overlayer take place. The analysis of calculation of parameters of electrical transfer results is lead with use of models Tellier-Tosser-Pichard, the metal or dielectric thin overlayer leads to diminishing of temperature coefficient of resistance as a result of change of conditions of dispersion on a surface of a film and on borders of grains.

### **Субмікронне профілювання поверхонь з використанням двошарового неорганічного фоторезисту**

Данько В.А., Індутний І.З., Минько В.І., Литвин О.С., Шепелявий П.Є.

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

Поєднання інтерференційної (голографічної) літографії з можливостями, які забезпечуються фізичними властивостями неорганічних фоторезистів на основі халькогенідних скловидних напівпровідників (ХСН) знаходить широке застосування в технологіях виготовлення дифракційних оптичних елементів та пристроїв з

мікронними та субмікронними розмірами елементів. До переваг інтерференційної літографії можна віднести те, що цей метод технологічно не складний і дозволяє записувати голографічну картину з високим ступенем однорідності на значних площах. Неорганічні фоторезисти на основі ХСН характеризуються виключно високою роздільною здатністю, хорошою контрастністю, задовільною часовою стабільністю, світлочутливістю в широкому спектральному діапазоні.

Однак у випадках експонування фоторезисту інтерференційним світловим полем з високою просторовою частотою отримання стійкої резистивної маски ускладнюється тим, що товщина фрагментів маскуючого шару залишається невеликою і проникною для деяких травників, а профіль маски є синусоїдальним. Для збільшення товщини і стійкості літографічної маски та отримання профілю наближеного до прямокутного було запропоновано використання двохшарового резисту, що складається з послідовно нанесених на підкладку адгезивного шару Cr та шарів  $As_4Ge_{30}S_{66}$  і  $As_{40}S_{30}Se_{30}$ . Останній (верхній) шар  $As_{40}S_{30}Se_{30}$  є фоторезистом з високою роздільною здатністю, а шар  $As_4Ge_{30}S_{66}$  не є чутливим до світла. Провівши підбір оптимального складу протравлювачів для обох шарів можна здійснювати технологічний процес травлення шару  $As_4Ge_{30}S_{66}$  через літографічну маску фоторезисту  $As_{40}S_{30}Se_{30}$ . При цьому утворюється рельєфна структура з більшою глибиною модуляції, ніж у самому фоторезисті, що можна використовувати як для виготовлення ефективних дифракційних елементів, так і для стійких захисних масок при мікропрофілюванні інших матеріалів.

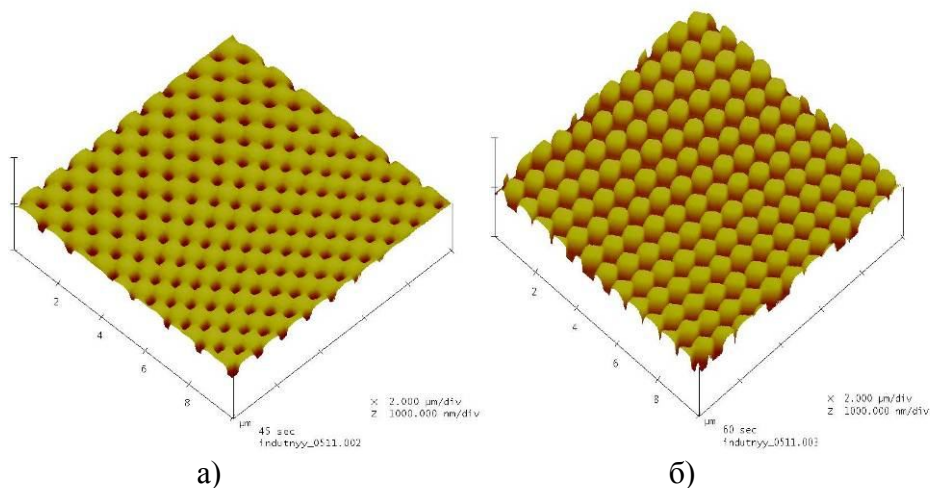


Рис. 1

Для експонування зразків використовувався аргонний лазер ЛГН-503 з  $\lambda = 514$  нм. Визначення форми профілю рельєфних елементів і їх розмірів здійснювалось за допомогою мікроскопа атомних сил Dimension 3000 Scanning Probe.

Розроблена технологія з використанням двохшарових фоторезистів була застосована для виготовлення мікрорельєфних періодичних 1D та 2D структур.

На рис. 1 наведено АСМ зображення періодичного рельєфу, створеного в шарі  $As_4Ge_{30}S_{66}$  шляхом травлення через захисну маску, що мала вигляд бігратки. Якщо під час формування захисної маски, тобто протравлювання шару  $As_{40}S_{30}Se_{30}$ , відповідним чином підібрати експозицію та час травлення, то можна отримати маску, яка являтиме собою поверхню з періодично розташованими отворами субмікронного чи мікронного (в залежності від часу травлення) розміру (рис. 1а). Збільшуючи час протравлювання шару  $As_{40}S_{30}Se_{30}$ , отримували структури, що мають вигляд виступів, діаметр яких також визначається часом травлення (рис. 1б). Висота чи глибина рельєфу (рис. 1а, б) залежить уже від часу травлення шару  $As_4Ge_{30}S_{66}$  і змінюється в межах початкової його товщини. Отримані зразки можуть використовуватись в якості дифракційних оптичних елементів, як підкладки для вирощування тривимірних фотонних структур та для профілювання поверхонь різних напівпровідникових чи діелектричних матеріалів.

### **Fabrication of submicrometer periodic relief using two-layer inorganic photoresist**

Dan'ko V.A., Indutnyi I.Z., Min'ko V.I., Lytvyn O.S., Shepelyavyi P.E.

*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Application of inorganic photoresist based on three-component chalcogenide films for fabrication of submicrometer periodic relief using interference lithography was investigated. For this purpose, technological process of resistive two-layer chalcogenide mask formation was developed. This technology has been used for the fabrication of one- and two-dimensional periodic structures.

### **Хіміко-динамічне розчинення твердих розчинів $Cd_{1-x}Mn_xTe$ травильними сумішами $H_2O_2$ – $HCl$ –лактатна кислота**

Денисюк Р.О.<sup>1</sup>, Томашик В.М.<sup>2</sup>, Томашик З.Ф.<sup>2</sup>, Чернюк О.С.<sup>1</sup>, Гриців В.І.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Житомирський державний університет ім. Івана Франка, Житомир, Україна,*

<sup>2</sup>*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Для передпланарної та передепітаксійної обробки кадмій телуриду та твердих розчинів на його основі найчастіше застосовують хіміко-динамічне полірування галогенвмісними та галогенвиділяючими травильними композиціями. Попередні дослідження показали, що йодвмісні та йодвиділяючі розчини найкраще підходять для фінішної

обробки напівпровідників типу  $A^{II}B^{VI}$ , оскільки вони мають швидкості розчинення декілька мікрон за хвилину, є порівняно безпечними та мають поліруючі властивостями.

В даній роботі у відтворюваних гідродинамічних умовах досліджено процес взаємодії монокристалів нелегованого CdTe (110) та твердих розчинів  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  (де  $x = 0,3; 0,43$  та  $0,5$ ) з травильними сумішами  $H_2O_2$ –HI–лактатна кислота. Вивчено концентраційні залежності швидкості травлення вказаних напівпровідникових матеріалів, стан поверхні після травлення методами металографічного і профілографічного аналізів, встановлено механізм процесу взаємодії цих матеріалів із сумішами  $H_2O_2$ –HI–лактатна кислота ( $C_3H_6O_3$ ). Дослідження проводили з використанням диску, що обертається (хіміко-динамічне полірування) при температурі 295-300 K та швидкості обертання диску  $\gamma = 82 \text{ хв}^{-1}$ , а оптимізацію технологічних режимів процесу ХДП в здійснювали за даними дослідження кінетики їх розчинення при різних температурах і швидкостях перемішування розчинів. Для приготування травильних сумішей використовували водні розчини HI,  $H_2O_2$ , лактатної кислоти із масовими частками компонентів відповідно 43%, 30% та 80%. Всі реактиви марки “хч”. Після травлення зразки промивали в 0,5 M розчині натрій тіосульфату, дистильованою водою, а потім висушували в струмені повітря. Механізм лімітування процесів хімічного травлення для поліруючих травильних композицій визначали із залежності швидкості розчинення монокристалів від температури та швидкості обертання диску із зразками.

Встановлено, що швидкість розчинення вказаних напівпровідників в досліджуваних розчинах становить 1–15 мкм/хв. Збільшення вмісту органічного компоненту та гідроген пероксиду в складі травильної суміші зменшує швидкість травлення напівпровідників, а гідроген пероксиду - погіршує якість полірування поверхні. Із збільшенням вмісту мангану в складі твердих розчинів  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  підвищується швидкість їх розчинення та розширюється діапазон складів травильних сумішей з поліруючими властивостями. Визначено склади травильних композицій, що володіють не поліруючими, селективними та поліруючими властивостями. Для полірування нелегованого CdTe та монокристалів  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  можуть бути використані розчини із такими об’ємним співвідношеннями компонентів: 2–8 об.%  $H_2O_2$  : 38–98 об.% HI : 0–60 об.%  $C_3H_6O_3$ . В усіх поліруючих сумішах швидкість травлення має значення від 4 до 15 мкм/хв.

Встановлено, що процес розчинення в поліруючих травильних композиціях лімітується дифузією продуктів реакції в розчин, тому що розрахована уявна енергія активації процесу не перевищує 30 кДж/моль ( $E_a = 8-16$  кДж/моль). Це підтверджується і залежністю швидкості розчинення від швидкості обертання диску.

Розчини  $H_2O_2$ –HI–лактатна кислота із  $H_2O_2$  : HI :  $C_3H_6O_3$  відповідно 2–8 об.% : 38–98 об.% : 0–60 об.% при  $T = 297$  К та  $\gamma = 82$  хв<sup>-1</sup> можуть бути використані для полірування твердих розчинів  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ . Після хімічного полірування досліджуваних матеріалів зразки слід промивати 0,5 М розчином натрій тіосульфату, дистильованою водою, а потім висушувати в струмені повітря.

### **Chemico–Dynamical Dissolution of the Solid Solutions of $Cd_{1-x}Mn_xTe$ by the $H_2O_2$ –HI–Lactic Acid Etchants**

Denysuk R.O.<sup>1</sup>, Tomashyk V.M.<sup>2</sup>, Tomashyk Z.F.<sup>2</sup>,  
Chernyuk O.S.<sup>1</sup>, Grytsiv V.I.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Zhytomyr Ivan Franko State University, Zhytomyr, Ukraine*

<sup>2</sup>*V.Ye. Laskaryov Institute for Semiconductor Physics of National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Mechanism and kinetic of physico-chemical interaction of  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  solid solutions with the  $H_2O_2$ –HI–Lactic acid etchant solutions in reproducible hydrodynamics conditions using a device of chemical dynamic polishing were researched. The compositions with polishing and unpolishing properties were determined. It was revealed the influence of manganese content in the  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  solid solutions on the etching rate of chemical dissolution of the investigated samples.

### **Структурные превращения в кристаллах кремния, облученных высокоэнергетическими электронами**

Довганюк В.В.<sup>1</sup>, Литвинчук Т.В.<sup>1</sup>, Фодчук И.М.<sup>1</sup>,  
Кладько В.П.<sup>2</sup>, Слободян М.В.<sup>2</sup>, Святэк З.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Черновицкий национальный университет им. Ю.Федьковича, Черновцы, Украина*

<sup>2</sup>*Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкаре́ва НАН Украины, Киев, Украина*

<sup>3</sup>*Институт металлургии и материаловедения Польской академии наук, Краков, Польша*

Трехкристалльная рентгеновская дифрактометрия (ТКД) позволяет отделить диффузную от когерентной компоненты интенсивности рассеяния рентгеновских лучей [1]. Сочетание методов двух- и трехкристалльной дифрактометрии позволяет проводить наиболее полную и точную диагностику дефектов в объеме монокристаллов и определять параметры нарушенных поверхностных слоев.

В данной работе представлены результаты комплексного исследования методами двух- и трехкристалльной дифрактометрии, компьютерного моделирования структурных изменений в кристаллах кремния, облученных высокоэнергетическими электронами. Структурные изменения в образцах кремния, возникающие в результате облучения высокоэнергетическими электронами, привели к изменению формы и

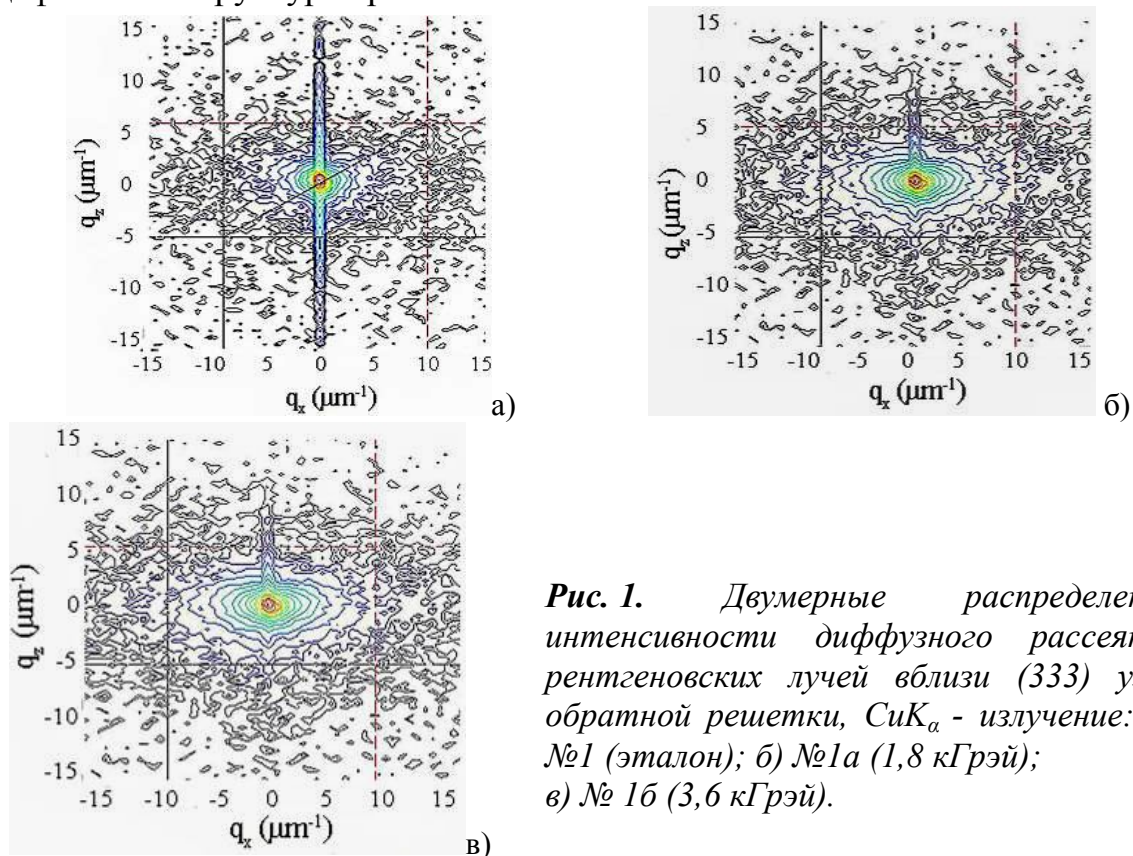
характеристик кривых отражения, особенно “хвостов”, а также двумерных распределений интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей вблизи (333) узла обратной решетки (рис. 1).

Это свидетельствует о наличии в кристаллах разных по характеру, степеням локальности и протяжности структурных изменений.

Для интерпретации результатов экспериментальных исследований использована обобщенная динамическая теория дифракции рентгеновских лучей в реальных кристаллах с хаотически распределенными микродефектами разных типов и нарушенным приповерхностным слоем.

Наилучшее согласование между экспериментальными и расчетными кривыми отражения и двумерными распределениями интенсивности, получено для модели, которая содержит следующие доминирующие типы микродефектов: дискообразные кластеры, мелкие сферические кластеры, преципитаты  $\text{SiO}_2$  и дислокационные петли. Наличие теплового диффузного рассеяния учитывалось рассеянием на точечных дефектах, в качестве которых выступали сферические кластеры с размерами, равными ковалентному радиусу атома кремния.

Использование модели изменения размеров и концентраций доминирующих типов дефектов при облучении высокоэнергетическими электронами позволяет предположить следующие трансформации в дефектной структуре кристаллов Cz-Si:



**Рис. 1.** Двумерные распределения интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей вблизи (333) узла обратной решетки,  $\text{SiK}_\alpha$  - излучение: а) №1 (эталон); б) №1а (1,8 кГрэй); в) №1б (3,6 кГрэй).

- при облучении дозой 1,8 кГрэй в кристаллах Si имеет место увеличение концентрации дискообразных кластеров и дислокационных



петель малих розмірів на фоні зменшення концентрацій малих сферических кластерів;

- при дозі 3,6 кГрей зменшення дифузної компоненти інтенсивності вызвано зменшенням концентрації дискообразних кластерів і дислокаційних петель і збільшення їх розмірів при рості концентрації малих сферических кластерів, вклад от которых соизмерим с вкладом от дискообразных кластерів і дислокаційних петель.

1. Molodkin V.B., Olikhovskii S.I., Kislovskii E.N., Len E.G., and Pervak E.V. // Phys. stat. sol. (b) – 2002. – 231. – P. 199.

### **Structural Changes in Silicon Irradiated by High-Energy Electrons**

Dovganyuk V.V.<sup>1</sup>, Litvinchuk T.V.<sup>1</sup>, Fodchuk I.M.<sup>1</sup>, Klad'ko V.P.<sup>2</sup>, Slobodyan M.V.<sup>2</sup>, Swiatek M.V.<sup>3</sup>.

<sup>1</sup>*Yuriy Fed'kovich Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

<sup>2</sup>*Lashkar'ov Institute of Semiconductor Physics NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>3</sup>*Institute of Metallurgy and Materials Science, Polish Academy of Science, Krakov, Poland*

This paper presents the results of research by means of two- and three-crystal diffractometry and computer simulation methods on structural changes in silicon crystals irradiated with high-energy electrons (irradiation doses 1,8 and 3,6 kGray).

### **Високочастотне магнетронне наплення плівок ZnO методом пошарового осадження**

Євтушенко А.І.<sup>1</sup>, Лазоренко В.Й.<sup>1</sup>, Лашкар'ов Г.В.<sup>1</sup>, Карпина В.А.<sup>1</sup>, Храновський В.Д.<sup>1</sup>, Батурин В.А.<sup>2</sup>, Карпенко О.Ю.<sup>2</sup>, Луніка М.М.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна*

Актуальною задачею сучасного тонкоплівкового матеріалознавства є впровадження матеріалів з новими характеристиками в промисловість, розробка та вдосконалення їх методів осадження. Серед широкозонних напівпровідників дуже привабливим матеріалом в цьому відношенні являється оксид цинку ( $E_g = 3,4$  еВ при кімнатній температурі), бо має різнобічні властивості, що роблять його перспективним матеріалом для створення приладів фотоніки та спінтроніки. З усіх відомих технологій отримання плівок ZnO слід відмітити метод високочастотного магнетронного розпилення (ВЧМР). Названа технологія широко застосовується в промисловому виготовленні тонких плівок різноманітних металевих та напівпровідникових матеріалів і є відносно недорогою, що є важливим критерієм при виборі шляхів подальшого впровадження розробленої технології осадження плівок ZnO в промисловість. Серед всіх



інших технологій, ВЧМР характеризується наступними перевагами: (i) можливістю осадження плівок на холодну підкладку, (ii) гарною адгезією плівки до підкладки, (iii) високою однорідністю плівок по товщині [1]. На цей час плівки ZnO, осаджені за допомогою ВЧМР, характеризуються відносно низькою структурною досконалістю. Виникають також значні труднощі при спробах конденсації плівок оксиду цинку мікронних товщин. Як правило, при використанні стандартного методу осадження, сконденсувати плівку ZnO товщиною вище 400-500 нм практично неможливо. Тому важливим завданням для осадження вибраним методом досконалих плівок ZnO потрібної товщини являється пошук нових підходів.

Нами був запропонований новий метод вирощування плівок ZnO методом ВЧ МР, який полягає в пошаровому осадженні плівок оксиду цинку. Суть методу полягає в конденсації плівок ZnO в декілька етапів з технологічними перервами між кожним з них. Цей підхід дозволив не тільки покращити структурну досконалість для тонких плівок ZnO (з товщиною 300 нм), осаджених на кремнієві та сапфірові підкладки [2], а також отримати якісні текстуровані плівки ZnO на Si підкладці з полікристалічним буферним шаром Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, товщиною більше одного мікрометра [3]. В роботі представлені результати дослідження морфології, структури та оптичних властивостей плівок ZnO отриманих методом пошарового осадження на різні підкладки: скло, ITO/Скло, Si, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Si та сапфір різної орієнтації. Результати досліджень показують, що розроблений метод дозволяє: отримувати плівки ZnO з більш високою структурною досконалістю, ніж плівки, осаджені традиційним одноетапним ВЧМР осадженням; керувати товщиною плівки в широкому діапазоні (від нанометрів до мікрометрів); отримувати однорідні по товщині і по густині плівки.

1. Ellmer K. Magnetron sputtering of transparent conductive zinc oxide: relation between the sputtering parameters and the electronic properties // J. Phys. D Appl. Phys. – 2000. – Т. 33, №17. – Р. 359-365.
2. Ievtushenko A., Karpyna V., Lashkarev G., Lazorenko V., Baturin V., Karpenko A., Lunika M., Dan'ko A. Multilayered ZnO Films of Improved Quality Deposited by Magnetron Sputtering // J. Acta Physica Polonica A. – 2008. – Т. 114, №5. – Р. 1131-1137.
3. Євтушенко А.І., Храновський В.Д., Лашкар'єв Г.В., Биков О.І., Лазаренко В.Й., Карпина В.А., Клочков Л.О., Батурин В.А., Карпенко О.Ю., Луніка М.М. Структура та морфологія плівок ZnO, осаджених на підкладки Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Si методом ВЧ магнетронного розпилення // Металофізика та новітні технології. – 2008. – Т. 30, – С. 631-641.

## Magnetron Sputtering of ZnO Films by Layer by Layer Method

Ievtushenko A.I.<sup>1</sup>, Lazorenko V.I.<sup>1</sup>, Lashkarev G.V.<sup>1</sup>, Karpyna V.A.<sup>1</sup>,  
Khranovskyy V.D.<sup>1</sup>, Baturin V.A.<sup>2</sup>, Karpenko A.Y.<sup>2</sup>, Lunika M.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Problems of Material Science, NASU, Kiev, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Physics, NASU, Sumy, Ukraine*

In this work we investigated the properties of ZnO films, which were deposited by radio frequency magnetron sputtering on Si, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Si, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ITO/Glass and Glass substrates using method of layer by layer deposition. Proposed method of multistage magnetron sputtering allows to improve essentially properties of ZnO films.

## Порівняльні дослідження плазмохімічних плівок SiCN, отриманих із різних прекурсорів

Іващенко Л.А.<sup>1</sup>, Іващенко В.І.<sup>1</sup>, Порада О.К.<sup>1</sup>,  
Карпець М.В.<sup>1</sup>, Бутенко О.О.<sup>1</sup>, Закієв І.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Київ, Україна*

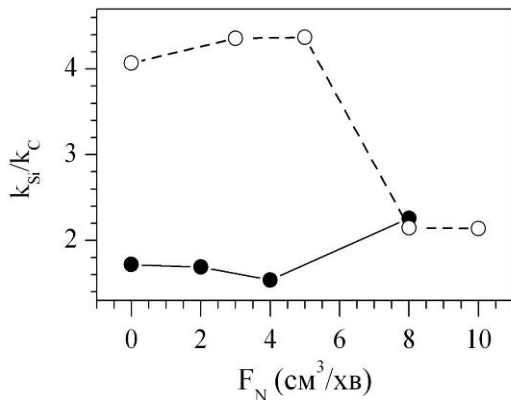
<sup>2</sup>*Національний авіаційний університет, Київ, Україна*

Зносостійкі плівки карбонітриду кремнію (SiCN) викликають неабиякий інтерес широкого загалу дослідників завдяки високим механічним і напівпровідниковим властивостям [1-3]. Аналіз літературних даних [1-6] показує, що в процесах плазмохімічного осадження для отримання SiCN плівок такі рідкі прекурсорі, як метилтрихлорсилан (МТХС, CH<sub>3</sub>SiCl<sub>3</sub>) і гексаметилдісилан (ГМДС, [CH<sub>3</sub>]<sub>6</sub>Si<sub>2</sub>) використовуються вкрай рідко. Зважаючи на те, що гексаметилдісилан на відміну від метилтрихлорсилану не містить хлору, цікаво було б порівняти властивості ГМДС і МТХС плівок, отриманих PECVD методом при аналогічних основних параметрах осадження.

В роботі ми наводимо результати порівняльних досліджень SiCN плівок, осаджених із гексаметилдісилану (плівки не містять хлору) і метилтрихлорсилану (наявність хлору в цих плівках до 3 ат.%).

Структура і характер зв'язків вивчені з використанням рентгенівської дифракції (XRD), ДРОН-2. Аналіз хімічних зв'язків проводився по ІЧ спектрам (спектрометр Ft-801). Трибомеханічні дослідження здійснювались наступним чином: коефіцієнт зносу покриттів оцінювався із куля-шліф (calowear) Адгезія і коефіцієнт тертя оцінювалися з тестів на дряпання (scratch) на приладі "Мікрон-гамма" (Україна). Товщина, шорсткість поверхні покриттів оцінювалися оптичним мікропрофілометром Мікрон-альфа. Товщина плівок становила 0.2-0.7 мкм. Встановлено:

Рентгенографічні дослідження показали, що плівки, осаджені із ГМСД є аморфними, тоді як МТХС плівки, отримані в аналогічних умовах, при певних режимах осадження, можуть бути ідентифіковані як нанокристалічні. В цілому ГМСД плівки демонструють нижчу зносостійкість, ніж МТХС плівки. Найвищу абразивну зносостійкість показують саме наноструктуровані МТХС покриття (Рис.1). Дослідження коливань зв'язків в SiCN плівках на основі аналізу інфрачервоних спектрів поглинання (FTIR), дало можливість встановити кореляцію між посиленням Si-C зв'язків в плівках і підвищенням зносостійкості покриттів.



*Рис. 1. Коефіцієнт зносостійкості відносно кремнієвої підкладки ГМСД плівок (темні кружальця) та МТХС плівок (світлі кружальця) як функція швидкості потоку азоту  $F_N$ .*

Наявність хлору в МТХС плівках спричиняє зниження шорсткості поверхні. Цей факт є визначальним і для зниження коефіцієнта тертя хлоромістких плівок в порівнянні з ГМСД плівками, де хлор відсутній.

1. Ferreira I., Fortunato E., Vilarinho P., Viana A.S., Ramos A.R., Alves E., Martins R. J. // Non-Cryst. Solids. –2006. – 1361 – P. 352.
2. Jedrzejowski P., Cizek J., Amassian A., Klemberg-Sapieha J.E., Vlcek J., Martinu L. // Thin Solid Films. – 2004. – 447-448. – P. 201-207.
3. Іващенко Л.А., Іващенко В.І., Порада О.К., Дуб С.М., Скринський П.Л., Ушаков М.В., Карпець М.В., Стегній А.І., Грішнова Л.А. // Порошкова металургія. – 2007. – 11/12. – С. 35-42.

### **Еліпсометричне дослідження кінетики термоіндукованих рефракційних перетворень в тонкоплівкових структурах халькогенідних склоподібних напівпровідників**

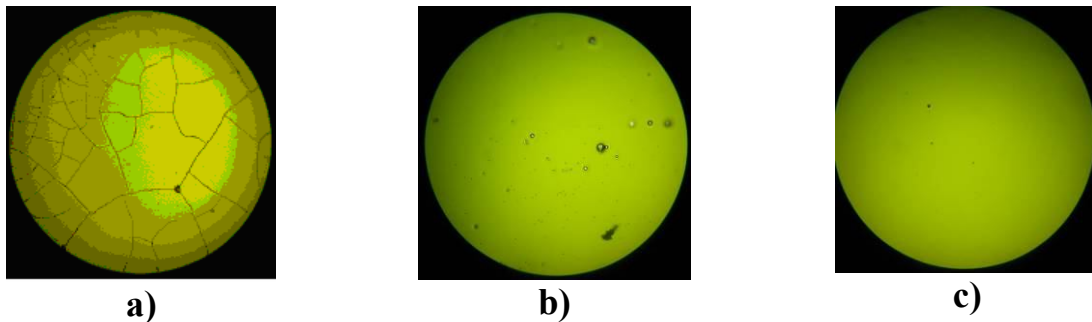
Козак М.І., Феделеш В.І., Лоя В.Ю.<sup>1</sup>, Студеняк І.П.

Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

<sup>1</sup>Інститут електронної фізики НАНУ, Ужгород, Україна

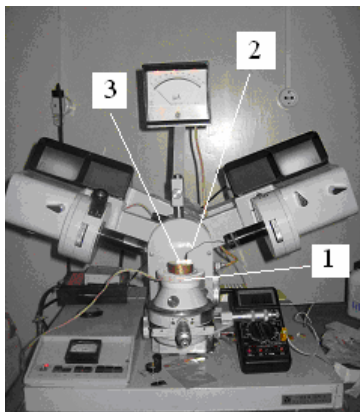
Фото- і термоіндуковані зміни властивостей халькогенідних склоподібних напівпровідників (ХСН) [1] варто розглядати у їх взаємозв'язку. Це впливає з великої кількості експериментальних і

теоретичних даних їх дослідження і особливо стосується тонких плівок ХСН, що є класичним фоточутливим матеріалом для оптичного запису інформації. Відомо, що за допомогою термовідпалу плівок ХСН можна витирати записану інформацію, тобто запис може бути реверсивним [1]. Однак тут існує ще чимало питань щодо механізмів даних процесів. Перше, що привертає увагу, це – мала ефективність перезапису; після двох-трьох повторних записів фоточутливість плівки зменшується до рівня непридатності. Друге ключове питання – це роль термовідпалу у приготуванні плівок з різною передісторією до запису. На рис. 1 показані різні варіанти наслідків термовідпалу до  $T_g$  плівок складу  $As_2S_3$ .



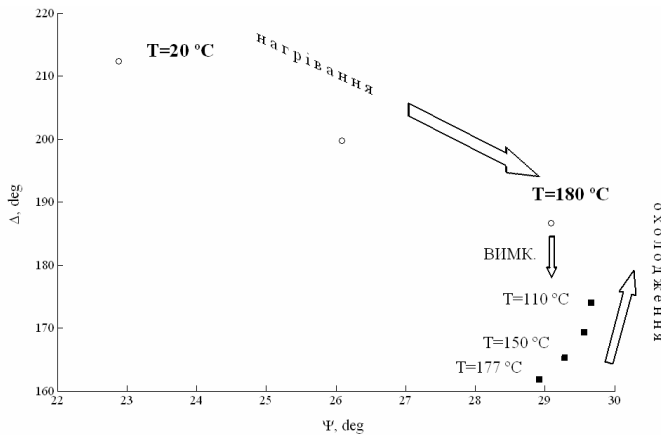
**Рис. 1.** Зображення поверхні плівок  $As_2S_3$  після термовідпалу у оптичному мікроскопі ( $\times 140$ ): а) свіжа плівка на підкладці з плавленого кварца, б), с) стара плівка (близько року зберігання в лабораторних умовах) в області без засвічування і в області, де було проведено засвічування після напilenня малопотужним джерелом ( $\sim 2 \text{ mW/cm}^2$ ) синього світла, відповідно.

Випадки а) і б) дуже цікаві, однак говорити про зміни показника заломлення тут можливо в локальному сенсі, що експериментально реалізувати дуже важко. У випадку с) плівка зберігає цільність, і є можливим її дослідження з макроскопічної точки зору. Для цього ми розробили методику на основі еліпсометричного методу. Вигляд установки для експериментального вимірювання *in situ* оптичних параметрів плівок під час нагрівання показано на рис. 2. Розрахунки проводилися за допомогою розробленої раніше програми [2], але адаптованої до вимірювань *in situ* всього по одному куту падіння лазерного пучка [3].



**Рис. 2.** Установка для вимірювання показника заломлення тонких плівок в процесі нагрівання на базі еліпсометра ЛЭФ-3М-1 з HeNe лазером ( $\lambda_0=0.6328 \text{ }\mu\text{m}$ ); 1 – нагрівальний елемент, 2 – датчик температури, 3 – зразок.

Досліджувалися прозорі в червоній області спектра склади ХСН, в основному, система  $As_xS_{100-x}$ . В результаті було підтверджено очікувану тенденцію зміни оптичних параметрів плівок ХСН при нагріванні до температури розм'якшення – в точці  $T=T_g \approx 180^\circ C$  відбувається скачкоподібна їх зміна. На рис. 3 показано залежність еліпсометричних кутів в процесі нагрівання і подальшого охолодження для плівки складу  $As_{30}S_{70}$  на підкладці з кремнію. Результати багато в чому пояснюються на основі механізмів структурних перетворень, запропонованих в [4].



**Рис. 3.** Кінетика термоіндукованих змін еліпсометричних кутів  $\Psi$  і  $\Delta$  плівки  $As_{30}S_{70}|Si$ .

1. Семак Д.Г., Різак В.М., Різак І.М. Фото-термоструктурні перетворення халькогенідів. – Ужгород: Закарпаття, 1999. – 392 с.
2. Козак М.И., Жихарев В.Н., Студеняк И.П. и др. // Опт. и спектр. – 2006. – 101, Р. 4.
3. Kozak M., Loya V., Studenyak I. // XVI Intern. Symp. on Non-oxide and New Opt. Glasses, Montpellier, France, Apr. 20-25, 2008, P51.
4. Козак М.И., Лоя В.Ю., Голуб Н.П. и др. // Теорет. и exper. химия. – 2009. – 45, 1.

### Ellipsometric study of kinetics of thermoinduced refraction changes in chalcogenide glasy semiconductor thin films structures

Kozak M.I., Fedelelesh V.I.<sup>1</sup>, Loya V.Yu., Studenyak I.P.

*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>1</sup>*Institute of Electronic Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhgorod, Ukraine*

Methodology of *in situ* study of thermoinduced changes in chalcogenide glasy films by ellipsometry has been shown.

## Исследование влияния СВЧ излучения на свойства барьерных контактов Au-TiV<sub>x</sub>-n-GaN

Конакова Р.В.<sup>1</sup>, Кудрик Я.Я.<sup>1</sup>, Неволин П.В.<sup>1</sup>, Свешников Ю.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарёва НАН Украины, Киев, Украина

<sup>2</sup>ЗАО «Элма-Малахит», Зеленоград, Россия

Нитрид галлия – один из широкозонных материалов, перспективных в высокотемпературной электронике для изготовления мощных полевых и биполярных транзисторов и тиристоров, в оптоэлектронике – инжекционных лазерных диодов, широкого спектра датчиков ультрафиолетового и рентгеновского излучения, в акустоэлектронике – приборов на поверхностных акустических волнах, фильтров, акустооптических модуляторов. Однако отсутствие собственной монокристаллической подложки большого диаметра и недостаточная надежность омических и барьерных контактов, препятствует его более широкому внедрению [1]. Для практического применения в настоящее время широко используется выращивание эпитаксиальных пленок GaN на чужеродных подложках, что влечет за собой значительную дефектность, наличие внутренних механических напряжений вследствие несоответствия параметров решетки и отражается на стойкости изготовленных приборов к различного рода внешним воздействиям.

В работе изучено влияние сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения на электрофизические свойства контактов Au-TiV<sub>x</sub>-GaN. Барьерные контакты сформированы на эпитаксиальной пленке n-GaN с концентрацией  $N_d \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  толщиной 1 мкм, выращенной на сапфире. Методом магнетронного напыления послойно наносились: для омического контакта Ti 50 нм, Al 20 нм, после чего следовал быстрый термический отжиг (БТО)  $T = 750 \text{ }^\circ\text{C}$ , далее напылялись 100 нм TiV<sub>x</sub> и 200 нм Au. Для барьерного контакта соответственно напылены слои 100 нм TiV<sub>x</sub> и 200 нм Au.

СВЧ излучение частотой 2,45 ГГц, мощностью 7,5Вт/см<sup>2</sup> производилось длительностью не более 5 с, для исключения эффектов, связанных с термическим разогревом образца. Исследовано изменение вольтамперных характеристик (ВАХ) под действием СВЧ – облучения в диапазоне от 1 до 500 секунд суммарной экспозиции. Для корректности проведенных измерений использовалась выборка из 130 диодов.

Прямая ветвь ВАХ описывалась зависимостью [2]:

$$I = I_0 \exp(qV / E_0) \quad (1)$$

где  $I$  -полный ток;  $I_0$  -ток насыщения;  $q$  - заряд электрона;  $V$  -напряжение;

$E_0 = E_{00} \text{cth}\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right)$ ,  $E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_d}{m^* \varepsilon}\right)$ ,  $h$  – постоянная Планка,  $m^*$  -эффективная

масса электронов  $\varepsilon$  -диэлектрическая проницаемость полупроводника.

При условии  $\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) \ll 1$  уравнение 1 преобразуется в уравнение для контакта Шоттки, т.е. чем меньше  $E_0$ , тем ближе контакт к идеальному.

На гистограммах распределения  $E_0$  присутствуют два пика, связанные, скорее всего, с присутствием двух различных эффективных концентраций, распределение вероятности которых можно описать Гауссовой зависимостью. Первый пик  $E_0$  характеризуется малой полушириной, и меньшим средним значением. Его положение и полуширина не изменяется под действием СВЧ - облучения во всем диапазоне доз, амплитуда несколько возрастает по мере облучения. Вторым пик  $E_0$  характеризуется значительно большей полушириной и может быть связан со структурными дефектами, пересекающими область пространственного заряда. Под действием СВЧ облучения пик сдвигается в сторону больших  $E_0$ , уменьшаясь в амплитуде.

Полученные результаты могут свидетельствовать в пользу механизма воздействия СВЧ, основанного на стимулированном геттерировании и укрупнении дефектов [3]. Показана перспективность применения СВЧ-обработки полупроводниковых диодов для повышения выхода годных.

1. Morkoc H. Nitride Semiconductors and Devices.- Germany: Springer (Springer series in materials science; v.32). – 1999. – 490 с.
2. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник. – М. Радио и связь, 1982. – 208 с.
3. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе // ФТП. – 2006. – Т. 40, №10. С. 1204-1208.
4. Н.С. Болтовец, А.Б. Камалов, Е.Ю. Колядина, Р.В. Конакова, П.М. Литвин, О.С. Литвин, Л.А. Матвеева, В.В. Миленин, А.Е. Ренгевич // ПЖТФ, – 2002. –Т. 28, №4. С. 57-64.

### **Investigation of High-frequency Irradiation Influence on Properties of Barrier Contacts Au-TiB<sub>x</sub>-GaN**

R.V. Konakova<sup>1</sup>, Ya.Ya. Kudryk<sup>1</sup>, P.V.Nevolin<sup>1</sup>, Yu.N.Sveshnikov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*ZAO Elma-Malakhit, Zelenograd, Moscow, Russia*

The influence of high-frequency irradiation on electro physical properties of 130 contacts Au-TiB<sub>x</sub>-n-GaN is investigated. It is shown that frequency distribution  $E_0$  can be explained by existence of two effective concentrations.

## **Формирование аморфных металлических плёнок сплавов циркония и меди в условиях околоравновесной стационарной конденсации**

Кононенко И.Н., Денисенко В.Л., Перекрыстов В.І.

*Институт Прикладной физики НАН Украины, Сумы, Украина*

В последние годы XX столетия внимание физиков и материаловедов привлечено к таким конденсированным средам, для которых характерно неупорядоченное расположение атомов в пространстве. Несмотря на то, что первые металлические аморфные сплавы (АС) были открыты более 40 лет назад, в настоящее время, по причине уникальности их физико-химических свойств, научные исследования в этом направлении не ослабевают. Это, прежде всего, касается систем с повышенной склонностью к стеклованию, которые образуют аморфное состояние в пленочном состоянии при поэтапном встраивании в ростовую поверхность с реализацией максимально прочных химических связей. В этой связи представляет значительный интерес разработка новых технологических подходов, позволяющих конденсировать многокомпонентные системы в непосредственной близости к фазовому равновесию.

Среди твердых конденсированных сред особого внимания заслуживают так называемые металлические стекла - аморфные металлические сплавы с неупорядоченным расположением атомов в пространстве.

Особое место среди объемных аморфных сплавов (ОАС) занимают многокомпонентные сплавы на основе Zr и Cu[1], обладающие высокими механическими свойствами (сочетают в себе большую прочность и значительный диапазон упругих деформаций). Указанные соображения обусловили выбор сплавов на основе Zr и Cu (системы Cu-Ni, Zr-Mo), которые являются базовыми для создания многокомпонентных ОАС, в качестве объекта наших исследований.

В данной работе предложен метод ионного распыления стержней, составленный из двух компонентов. Тем самым создавались условия формирования слоев с широким спектром элементных составов на границе раздела плазма-конденсат. Конденсаты были получены из циркониевого и медного сплава в глубоко очищенном аргоне. Структура и фазовый состав конденсатов изучались при помощи растровой и просвечивающей электронной микроскопии, а также рентгеновских исследований.

Для определения элементного состава был применен метод резерфордского обратного рассеяния (RBS). Для RBS был использован пучок протонов с энергией 1 МэВ с углом рассеяния 135 градусов. Источником протонов служил электростатический ускоритель «Сокол» с энергией до 2 МэВ Института прикладной физики НАН Украины.



При обработке экспериментальных данных были использованы данные о тормозных способностях и пробегах протонов в материалах [2,3].

Концентрация компонентов образца рассчитывалась по формуле:

$$C_i = \frac{N_i \Delta E_i \sigma_i}{\sum_j \frac{N_j \Delta E_j}{\sigma_j}}$$

где  $N_i$ - число отсчетов детектора;  $\sigma_i$ - дифференциальное сечение рассеяния;  $C_i$ -концентрация ;  $\Delta E_i$ -ширина спектра  $i$ -го компонента.

К основному полученному результату следует отнести выявление условий формирования ОАС основе Zr и Cu, которые практически не подвержены рекристаллизационным процессам.

1. Золотухин И.В. Физические свойства аморфных металлических материалов. – М. – Металлургия, – 1986. – 176 с.
2. Andersen H.H., Ziegler J.F., Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements, Pergamon Press, New York, – 1977.
3. Фельдман Л., Майер Д., Основы анализа поверхности и тонких пленок: Пер. с англ. – М. – Мир, – 1989. – 344 с.

## Вплив фронту кристалізації на систему дефектів в InSe

Ластівка Г.І.<sup>1</sup>, Хандожко О.Г.<sup>1</sup>, Ковалюк З.Д.<sup>2</sup>

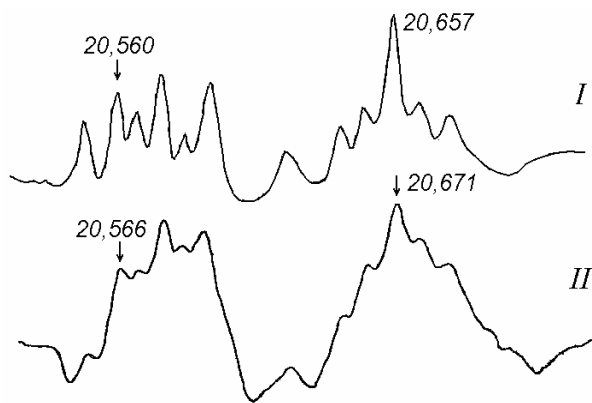
<sup>1</sup>Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна

<sup>2</sup>Чернівецьке відділення Інституту проблем матеріалознавства НАН України, Чернівці, Україна

Напівпровідникова сполука InSe ( $\Delta E \approx 1,2$  eV) є унікальним матеріалом для практичного застосування, що обумовлено шаруватістю кристалічної структури. У порівнянні зі сполуками GaS і GaSe, InSe має найнижчу енергію дефектів упаковки кристалічних шарів і при нерівноважних умовах вирощування кристалу це викликає не тільки появу різних політипів, але й приводить до високої густини власних дефектів [1]. Метод ядерного квадрупольного резонансу (ЯКР) є надзвичайно чутливим до дефектів кристалічної структури і дозволяє розрізнити політипні модифікації. Сполуки групи GaS, GaSe, InSe є найбільш зручними об'єктами для вивчення особливостей кристалічної і електронної структури методом ЯКР. Наявність квадрупольних моментів у ядер  $^{69}\text{Ga}$ ,  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{115}\text{In}$  і наявність градієнтів електричного поля в ядерних вузлах анізотропного шаруватого кристалу дозволяє здійснити резонансні переходи між рівнями квадрупольної енергії. Відносно висока природна поширеність вищезгаданих ізотопів (60,2%, 39,8% і 95,84%, відповідно [2])

приводить до спостереження достатньо інтенсивних резонансних спектрів. Це дає можливість використати ЯКР в якості експресного методу контролю дефектності зразків та ідентифікації політипів. Такий контроль особливо корисний при виборі режимів вирощування і наступних операціях термічної обробки вихідного матеріалу.

Для проведення експерименту використовувалися два зразки InSe, вирощені методом Бріджмена-Стокбаргера при різних температурних градієнтах на фронті кристалізації. В одному випадку він складав  $40^{\circ}\text{C}/\text{см}$  (зразок – I), в іншому –  $20^{\circ}\text{C}/\text{см}$  (зразок – II). Для дослідження спектрів ЯКР із злитку вирізувались орієнтовані зразки об'ємом близько  $2\text{ см}^3$ . ЯКР  $^{115}\text{In}$  реєструвався методом неперервного проходження умов резонансу при скануванні частоти спіну-детектора, виконаного на основі високочастотного автогенератора слабких коливань. Для підвищення чутливості спектрометра використовувалась зєман-модуляція спектрів з наступним синхронним детектуванням сигналу. Зауважимо, що наявність спіна у ядра  $^{115}\text{In}$   $I = 9/2$  приводить до чотирьох резонансних переходів з частотами у співвідношенні  $\nu_1:\nu_2:\nu_3:\nu_4$ , кратному  $1:2:3:4$ . Таке співвідношення резонансних частот ЯКР виконується для ядер індію, оскільки вони розташовані в аксіальному кристалічному полі InSe [3]. Для спостереження ЯКР був обраний квадрупольний перехід  $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 5/2$ , який відповідає резонансній частоті  $\nu_2 \approx 20,6$  МГц. У випадку гіпотетичного монокристалу InSe з бездефектною структурою можна було б спостерігати тільки одну резонансну лінію на частоті  $\nu_2$ . У реальному ж кристалі InSe для даного переходу при кімнатній температурі спостерігається складний спектр на інтервалі частот  $20,4 \div 20,8$  МГц.



На рисунку наведений фрагмент спектрів ЯКР  $^{115}\text{In}$ , характерний для двох зразків InSe. Якщо для зразка I спостерігається чітка мультиплетна структура спектра, то у зразку II така структура виглядає, як майже нерозрізнена. Природно припустити, що складна структура спектра в обох випадках викликана наявністю

політипних модифікацій. Причому, у зразку I спектр ЯКР відображає більш впорядковану політипну структуру. В зразку II мультиплетний спектр розмитий, що, очевидно, обумовлено наявністю в кристалі безлічі дефектів, які хаотично модулюють резонансні умови. Можна припустити, що при більш пологому фронті кристалізації ймовірність появи помилок при укладці шарів у процесі росту монокристалу стає більшою. Низька енергія дефекту упаковки в InSe може бути також причиною появи цілої системи дефектів у вигляді сітки невпорядкованих плоских дислокацій, що

характерно для шаруватих кристалів, вирощених у нерівноважних умовах [1].

1. Terhell J.C.J.M. Politypism in the III-VI layer compounds // Progr. Cryst. Growth and Characterization of Politype Struct. – 1983. – 7, – P. 55-110.
2. Власова М.В., Каказей Н.Г., Калинченко А.М., Литовченко А.С. Радиоспектроскопические свойства неорганических материалов. Справочник. – К. – Наукова думка. – 1987. – 720 с.
3. Вилков П.В., Пентин Ю.А. Физические методы исследования в химии. Резонансные и электрооптические методы. – М. – Высшая школа, – 1989. – 288 с.

### **Influence of Front of Crystallization on the System of Defects in InSe**

Lastivka G.I.<sup>1</sup>, Khandozhko O.G.<sup>1</sup>, Kovalyuk Z.D.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Yuriy Fedkovych Chernivtsy State University, Chernivtsy, Ukraine*

<sup>2</sup>*Chernivtsy Department of Institute of Material Science Problems NAS Ukraine, Chernivtsy, Ukraine*

The influence of temperature gradient at the front of crystallization on the state of structural defects in InSe, grown by method of Bridgman-Stockbarger, is investigated by the means of spectrums NQR. It is discovered, that at more declivous slump of temperature the system of structural defects becomes more unregulated.

### **Математичні методи планування і оптимізації технологічних процесів вирощування тонких плівок і наноструктур $A^{II}B^{VI}$ та $A^{IV}B^{VI}$ з парової фази.**

Лоп'янюк М. А.

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

Багато досліджень, які проводяться в фізиці, хімії, біології та інших природничих науках, зводяться до розв'язку екстремальних задач, спрямованих на відшукання оптимальних умов протікання технологічних процесів, або ж на оптимальний вибір багатокomпонентних систем. Часто такі задачі формулюються як задачі на умовний екстремум: потрібно знайти умови, які забезпечують максимальний вихід того, чи іншого продукту при заданій величині хімічної чистоти, або ж з певними значеннями фізико-хімічних параметрів.

Тому, одним з важливих шляхів реалізації поставленої мети є використання математичних методів, а саме – теорії математичного планування багатofакторного експерименту та фізичного моделювання [1-

б]. Оскільки фактори – це змінні величини, які відповідають способам впливу зовнішнього середовища на об'єкт, що досліджується, то вони повинні задовільняти вимогам керованості та однозначності. Відгук на вплив факторів, які визначають поведінку системи, що вивчається, в теорії планування експерименту називається параметром оптимізації.

Відомо, що напівпровідники груп  $A^{II}B^{VI}$  та  $A^{IV}B^{VI}$  мають ряд унікальних властивостей [7, 12], що дозволяє застосовувати їх для виготовлення як фотоприймачів, так і лазерів спектрального діапазону 3-50 мкм. Успіхи мікромінітюаризації фотонної апаратури тісно пов'язані з використанням керованого епітаксійного вирощування тонких шарів. Не дивлячись на багаточисельні дослідження тонких плівок та наноструктур сполук  $A^{II}B^{VI}$  та  $A^{IV}B^{VI}$ , залишається до кінця не з'ясованим вплив умов вирощування на електричні параметри тонкошарового матеріалу.

В даній роботі за допомогою методу математичного планування багатофакторних експериментів встановлено залежність електрофізичних властивостей тонких шарів та наноструктур PbTe від технологічних факторів вирощування методом гарячої стінки.

В роботі досліджувалися епітаксійні плівки та наноструктури PbTe, вирощені з парової фази методом гарячої стінки. Підкладками служили свіжі сколи (111) клісталів  $BaF_2$ .

Для опису залежності електричних параметрів тонких шарів від технологічних факторів методом математичного планування експерименту побудовані глобальні поліноміальні моделі в 3-факторному гіперпросторі. В якості факторів, що варіюються ( $k=3$ ), вибрані температури підкладки ( $T_{II}$ ), випарника ( $T_B$ ) і стінок камери ( $T_C$ ) технологічно припустимі області зміни яких відповідно рівні:  $473\text{ K} \leq T_{II} \leq 623\text{ K}$ ,  $758\text{ K} \leq T_B \leq 878\text{ K}$ ,  $833\text{ K} \leq T_C \leq 983\text{ K}$ . Параметрами оптимізації вибрані: рухливість носіїв заряду ( $\mu$ ), їх концентрація ( $n$ ), коефіцієнт термо-е.р.с. ( $\alpha$ ), електропровідність ( $\sigma$ ), характеристика термоефективності ( $\alpha^2\sigma$ ), а також величина

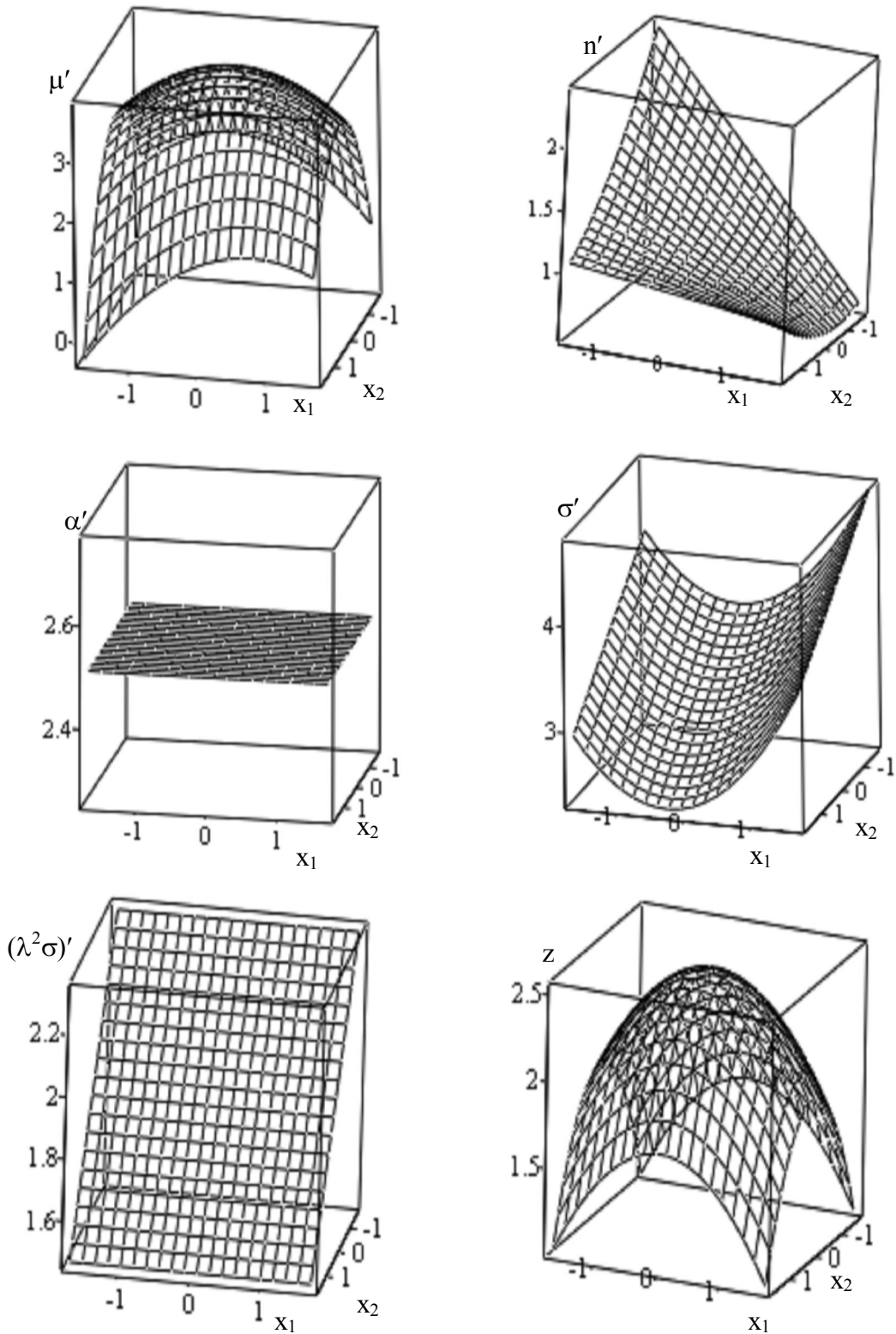
$$Z = \frac{\mu}{\mu_{\max}} + \left( \frac{n}{n_{\min}} \right)^{-1} + \frac{(\alpha^2\sigma)}{(\alpha^2\sigma)_{\max}}.$$

Вибір останнього параметру обумовлений необхідністю дослідників одержати тонкі шари з максимальними значеннями  $\mu_{\max}$  і  $(\alpha^2\sigma)_{\max}$  та мінімальними концентраціями  $n_{\min}$ . Оптимізацію здійснювали для зведених значань

$$\mu' = \frac{\mu}{\mu_0}, \text{ де } \mu_0 = 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}, \quad n' = \frac{n}{n_0}, \text{ де } n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad \sigma' = \frac{\sigma}{\sigma_0},$$

$$\text{де } \sigma_0 = 10^2 \text{ см} \cdot \text{В}, \quad \alpha' = \frac{\alpha}{\alpha_0}, \text{ де } \alpha_0 = 10^2 \text{ мкВ} \cdot \text{К}^{-1}, \quad (\alpha^2\sigma)' = \frac{(\alpha^2\sigma)}{(\alpha^2\sigma)_0},$$

$$\text{де } (\alpha^2\sigma)_0 = 10^2 \text{ В} \cdot \text{К} \cdot \text{см}.$$



**Рис. 1.** Січення гіперповерхонь відгуку при фіксованому значенні  $x_3=0$ .

При описі залежності електричних параметрів тонких шарів від технологічних факторів адекватними виявилися моделі вже другого порядку. Границі адекватності моделей визначені кубом, вписаним в гіперсферу планування, радіусом  $R=\alpha$ , де  $\alpha$  - величина зіркового плеча.

Отримані дані подані в таблиці та зображені у вигляді гіперповерхонь відгуку.

**Таблиця**

Рівняння регресії, що описують залежність електрофізичних параметрів епітаксійних плівок та наноструктур PbTe, вирощених методом гарячої стінки, від технологічних факторів ( $T_{II}$  – температура підкладки,  $T_B$  – температура випарника,  $T_C$  – температура стінок камери) у кодованому вигляді (підкладки – сколи (111) BaF<sub>2</sub>).

Параметри оптимізації	Рівняння регресії	Кодовані значення факторів
Рухливість носіїв заряду $\mu'$	$3.89 - 0.20x_1 - 0.12x_2 + 0.22x_1x_2 - 0.36x_1x_3 + 0.23x_2x_3 - 0.76x_1^2 - 0.31x_2^2 - 0.44x_3^2$	$x_1 = \frac{(T_{II} - 548)K}{45K}$
Концентрація носіїв заряду $n'$	$1.07 - 0.15x_1 - 0.31x_2 - 0.44x_3 + 0.15x_1x_2 + 0.23x_1x_3 + 0.35x_2x_3 - 0.06x_1^2 + 0.19x_3^2$	
Коефіцієнт термо-е.р.с. $\alpha'$	$2.51 - 0.44x_1x_3 - 0.31x_3^2$	$x_2 = \frac{(T_B - 818)K}{35K}$
Електропровідність $\sigma'$	$2.97 - 0.35x_1 + 0.18x_2 + 0.50x_3 + 0.16x_1x_3 + 0.77x_2x_3 + 0.31x_2^2 + 0.24x_3^2$	
Характеристика термоефектив. $(\lambda^2\sigma)'$	$1.90 - 0.26x_1 - 0.59x_1x_3 + 0.43x_2x_3 - 0.28x_3^2$	$x_3 = \frac{(T_C - 908)K}{45K}$
Z	$2.53 - 0.35x_1x_3 - 0.30x_1^2 - 0.23x_2^2 - 0.38x_3^2$	

1. Адлер Ю. П., Маркова Е. В., Грановский Ю. В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. – М., 1971. – 255 с.
2. Налимов В. В., Чернова Н. А. Статистические методы планирования эксперимента. – М., 1965. – 339 с.
3. Белецкий А. В., Куницкий Ю. А., Фреик Д. М., Шперун В. М. Методы планирования и оптимизации физического эксперимента.- К.: КПИ, 1980. – 95 с.
4. Бондарь А. Г., Статюха Г. А. Планирование эксперимента в химической технологии. – К.: Наука. – 1976. – 247 с.
5. Хартман К., Лецкий Э., Шефер В. Планирование эксперимента в исследовании технологических процессов. – М.: Мир, 1977. – 246 с.
6. Шведков Е.Л. Экспериментальная математическая статистика в экспериментальных задачах материаловедения. – К.: Наукова Думка, 1975. – 216 с.
7. Бойкин Н. И., Кутолин С. А. Физико – химические свойства соединений  $A^{IV}B^{VI}$ , сегнетоэлектриков и основы изготовления ИК-приемников // Обзоры по электронной технике. Микроэлектроника. – 1979. – № 1 (615). – С. 3-67.

8. Берченко Н. Н., Зарадзе Д. Ш., Матвеенок А. В. Формирование барьеров Шоттки И гетероструктур в халькогенидах свинца и твердых растворах на их основе // Зарубеж. электрон. техника. – 1979. – № 4. – С. 34-52.
9. М.А. Лоп'янок, Р.І. Никируй Оптимізація параметрів газодинамічного потоку пари для CdS, CdSe, CdTe // Фізика і хімія твердого тіла. – 2007. – Т.8, № 1. – С. 75-80.
10. М.А. Лоп'янок, Р.І. Никируй, І.В. Калитчук Параметри газодинамічного потоку пари кадмій телуриду // Фізика і хімія твердого тіл.– 2006 – Т. 7, № 2, С. 235-244.
11. Д.М.Фреїк, Р.І. Никируй, М.А. Лоп'янок, М.Я. Гриджук Параметри газодинамічного потоку пари халькогенідів свинцю у циліндричному каналі // Фізика і хімія твердого тіла. 2008. – Т.9, № 2. – С. 261-269.
12. Д.М. Фреїк, Г.Е. Малашкевич, М.А. Лоп'янок, Р.І. Никируй, М.Я. Гриджук Технологічні аспекти вирощування нанокристалів телуриду свинцю методом осадження газодинамічного потоку пари // Нові технології. – 2008. – Т. 21, № 3. – С. 3-9.

**The Mathematical Methods of Planning and Optimization of  
Technological Processes of Growing of Thin Films and Nanostructure  
 $A^{II}B^{VI}$  and  $A^{IV}B^{VI}$  from a Steam Phase**

Lopyanko M.A.

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

In work by the methods of the mathematical planning of multifactor experiment the conducted analysis of zalegnosi electro-physical parameters of thin tapes and nanostructure of connections  $A^{II}B^{VI}$  and  $A^{IV}B^{VI}$  from the technological terms of their receipt. To that end the found proper regressive polinomialni equalizations, their analysis and built projections of hypersurfaces of review of parameters of optimization as functions from technological factors is conducted.

**Умови формування тонкоплівкових  
твердих розчинів  $(GaSb)_{1-x}(Ge_2)_x$**

Луцик Н.Ю.

*Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра фізики металів  
фізичного факультету, Львів, Україна*

Методами електроннографії та просвічуючої електронної мікроскопії вивчались структура, субструктура, концентраційні області існування метастабільних твердих розчинів і кінетика структурних перетворень в

залежності від технологічних умов одержання тонких плівок системи GaSb-Ge. Плівки товщиною біля 500 Å отримували методом дискретного випаровування у вакуумі. Підкладками служили скло, ситал та сколи лужно-галоїдних монокристалів. Домінуючий вплив на формування структури досліджуваних плівок має температура підкладки, підтримувана в процесі осадження плівок. Плівки всіх досліджуваних складів, осаджених на підкладках при кімнатній температурі, були аморфними. В закристалізованих неперервним нагрівом плівках, отриманих на підкладках при кімнатній температурі, не спостерігається формування кристалічних твердих розчинів. Первинною фазою кристалізації є кристаліти GaSb. З підвищенням температури підкладок проходить формування неоднорідних аморфних плівок з областями первинного впорядкування на основі GaSb. З подальшим підвищенням температури підкладок на склі та ситалі формуються полікристалічні плівки твердого розчину заміщення, а на сколах лужно-галоїдних монокристалів нарощуються текстуровані і епітаксціальні плівки.

### **Conditions of Forming of Thin-Film Solid Solutions (GaSb)<sub>1-x</sub>(Ge<sub>2</sub>)<sub>x</sub>**

Lutsyk N.Yu.

*Lviv National University, Physical Faculty, Chair of Physics of Metals, Lviv, Ukraine*

Structure, substructure, concentration areas of existence of metastable solid solutions and a kinetics of structural transformations depending on technological conditions of evaporation of thin films of system GaSb-Ge were studied by methods of electronography and transmission electron microscopy.

### **Корекція передаточних характеристик багатошарових оптичних структур за рахунок внесення градієнтності в показник заломлення окремого шару**

Манько О.О.<sup>1</sup>, Манько В.О.<sup>1</sup>, Сукач Г.О.<sup>2</sup>, Бойко В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Державний університет інформаційно-комунікаційних технологій, Київ, Україна*

<sup>2</sup>*Національний університет біоресурсів і природокористування України, Кабінет Міністрів України, Київ, Україна*

В роботі розглянуто шляхи корекції передаточних характеристик оптичних фільтрів на тонких плівках за рахунок формування в оптичній плівці градієнтної залежності показника заломлення, який змінювався за лінійним законом.

Тонкі плівки зі змінним показником заломлення, або градієнтні плівки, являють собою плівки, в яких показник заломлення плавно змінює своє значення від однієї величини до іншої. Оптичні пристрої на базі



елементів з градієнтним показником заломлення широко застосовуються в інтегральній оптиці [1].

Враховуючи те місце, що посідають багаточислові структури в волоконно-оптичному зв'язку, є доцільним розгляд та дослідження впливу на характеристики фільтрів, що використовують тонкі плівки, градієнтної зміни показника заломлення.

На цей час має місце використання оптичних фільтрів на тонких плівках в якості демультіплексорів в оптичних системах передачі зі спектральним розділенням каналів. При цьому в конструкціях фільтрів застосовуються плівки з фіксованим значенням показника заломлення. Набір з таких плівок являє собою резонансну систему типу резонатор Фабрі-Перо, якій властивий певний спектр резонансних частот, що визначається показником заломлення плівок, товщиною плівок, а також тим фактом, що процес відбиття кванту має місце тільки на границі плівки або на границі розділу між плівками. Оскільки оптичні плівки мають дискретне розташування у просторі, фазовий зсув квантів на виході фільтра, який вони набувають при проходженні фільтра має дискретний набір значень. Таким чином, сигнал на виході фільтра утворюють кванти, що мають кінцевий набір дискретних значень фазових зсувів. Це призводить до фіксованого, наперед визначеного розташування смуг пропускання та загородження на осі довжин хвиль [2]. В той же час, в окремих випадках, в процесі підстроювання, виникає необхідність корекції в заданому напрямку передаточних характеристик фільтрів на тонких оптичних плівках. Така необхідність може виникнути, наприклад, в процесі оптимізації параметрів фільтра.

В представленій роботі проведено числове моделювання конструкції оптичного градієнтного фільтра з лінійним законом залежності показника заломлення. При цьому показник заломлення змінювався за лінійним законом від значення  $n_1$  до  $n_2$  на товщині плівки  $x$ .

При проведенні розрахунків передаточних характеристик відбиваючого фільтру, що використовує оптичну плівку з градієнтним показником заломлення, її було представлено у вигляді деякої сукупності  $N$  елементарних плівок однакової товщини  $\Delta x = x/N$  зі сталими значеннями показника заломлення  $n_i$  кожної з них. Значення показника  $n_i$  змінювалось дискретно за лінійним законом від  $n_1$  до  $n_2$  на товщині плівки  $x$ .

Методику розрахунку процесу розповсюдження світла через такі елементарні плівки було вже досліджено в [2] та використано в цій роботі. В якості незалежної змінної було використано товщину елементарної плівки  $\Delta x$ , нормовану до довжини хвилі світлового сигналу  $\lambda$ .

З результатів розрахунку витікає, що передаточна характеристика також має періодичний характер, як і для плівки з постійним значенням показника заломлення. При цьому, при зменшенні  $n_1$  порівняно з  $n_2$  змінюється період передаточної характеристики в сторону більших

значень. Поряд з цим, перепад між загасанням в смугах пропускання та загородження і самі значення загасання в екстремальних точках також змінюються в більшу сторону. При збільшенні  $n_2$  порівняно з  $n_1$  процес зміни передаточної характеристики носить зворотний характер.

Таким чином, показано, що за рахунок зміни конструктивних параметрів градієнтного оптичного фільтра таких, як граничні значення показників заломлення плівки, можна досягти корекції параметрів передаточної характеристики фільтра таких, як розміщення смуг пропускання та загородження по довжинам хвиль, та значень внесеного загасання.

1. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. – М. Радио и связь, – 1990. – 224 с.
2. Sukach G.A., Manko V.A., Manko A.A. Method of calculation of multilayer optical filters using thin films // Proc. 8<sup>th</sup> International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modelling LFNM 2006, Kharkiv, – Ukraine, 29 June – 01 July, 2006. – P. 452-454.

### **Transfer Characteristics' Correction of Multilayered Optical Structures at the Expense of Entering Gradient Dependences in an Index of an Exfoliated Layer Refraction**

Manko O.O.<sup>1</sup>, Manko V.O.<sup>1</sup>, Sukach G.A.<sup>2</sup>, Boiko V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*State University of Information and Communication Technology, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

In report ways of transfer characteristics correction of filters using thin films at the expense of formation in optical film gradient dependences of refraction index which changed under the linear law are considered.

### **Технология нанесения проводящего слоя на поверхность диэлектриков**

Меглей Д.Ф., Дынту М.П., Дону С.В.

*Институт электронной инженерии и промышленных технологий Академии наук Молдовы, Кишинев, Молдова*

Нанесение проводящего слоя на поверхность полупроводников и диэлектриков постоянно совершенствуется. Это обусловлено тем, что нанесение металлов на поверхности неметаллических материалов позволяет получить специфические композиционные материалы с очень ценным сочетанием физико-механических, химических и эксплуатационных свойств металла и неметалла в одной и той же детали.

Применение материалов с металлическими покрытиями позволяет заменить цветные металлы, резко снижать массу и себестоимость

конструкций, соединить детали пайкой, придавать их поверхностям свойства металла, улучшить физико-механические свойства при высокой экономичности процесса[1-4].

В настоящее время совершенствование технологии нанесения металлических пленок на диэлектриках осуществляется разными способами: электролитическим, вжиганием, электронатирированием, электроно-лучевым и лазерным напылением и др., однако при этом значительно возрастают энергозатраты и требуется сложное оборудование. К наиболее перспективным технологическим методам осаждения серебра относится электрохимический метод, а именно, нанесение серебра в цианидных ваннах.

Высокая электропроводность серебра обусловила его широкое применение при металлизации диэлектриков, как в функциональных целях для изделий электронной промышленности, контактов на полупроводниках, покрытия для облегчения пайки и т. д., так и для получения электропроводного слоя при декоративной металлизации пластмасс.

Цианидные электролиты имеют хорошую рассеивающую способность и высокое качество осадков, но у них есть существенные недостатки, они ядовиты и требуют применения электрического тока [1-2].

Нецианидные методы химического нанесения серебра являются сравнительно высокопроизводительными, однако их растворы нестабильны и существенно ограничивают сферу их применимости.

В работе экспериментально подобраны условия, электролиты и режимы химического серебривания поверхности диэлектриков любых конфигураций, которые обеспечивают высокую механическую прочность изделий.

Опытным путем выбраны оптимальные составы и режимы химического нанесения серебра на поверхности диэлектриков на основе нитрата серебра и сегнетовой соли, обладающие значительной стабильностью раствора и хорошим сцеплением с основой. В процессе металлизации диэлектриков очень ответственной операцией является предварительная подготовка поверхности. От того насколько тщательно она проведена, зависит последующая служба покрытия. Приведена методика подготовки поверхности, включающая отжиг, обезжиривание в щелочных и органических растворах, травление, сенсибилизацию и нанесение медного подслоя из серноокислой меди.

Перед тем как приступить к химическому осаждению, поверхность диэлектрика подвергали процессу обезжиривания в щелочных растворах следующего состава (г/л): сода кальцинированная 10; сода каустическая 15; тринатрийфосфат 20; жидкое стекло 20 при температуре (40-50)°С, длительность выдержки 10-30 мин.

Химическое травление диэлектриков проводили в смеси серной (50-60) г/л и плавиковой (30-40) г/л кислот при температуре (18-20)°С в течение 5-10 мин. Затем детали тщательно промывали дистиллированной водой и подвергали термической обработке при температуре (60±10)°С в течение двух часов с последующим охлаждением вместе с печью. Отжиг диэлектрика преследует не только удаление влаги, но и обеспечение максимально прочного сцепления покрытия с основой. После отжига детали подвергались активации в растворе двухлористого олова и соляной кислоты (40-50) г/л при температуре (18-22)°С в течение 20-30 мин. Активацию необходимо провести непосредственно перед осаждением покрытия на поверхности диэлектрика. После активации детали погружают на 10-20 секунд в дистиллированную воду, чтобы исключить образование окисной пленки.

На поверхность диэлектрика, обработанную согласно указанной схеме, химическим методом осаждали подслоя меди из серноокислого электролита при комнатной температуре. Обычно процесс меднения прекращается тогда, когда поверхность диэлектрика полностью покрывается медью.

После нанесения проводящего медного подслоя и соответствующей промывки в проточной и дистиллированной воде, поверхность диэлектрика активируется в 10%-ом растворе серной кислоты в течение 10-20 сек. и вновь промывается дистиллированной водой, и лишь затем его погружают в раствор для химического серебривания.

Следует отметить, что осаждение серебра из раствора на основе нитрата серебра на поверхность диэлектрика при температуре (18-22)°С наблюдается в течение 8-10 минут (толщина слоя ~ 2 мкм). Для увеличения толщины покрытия, детали извлекали из раствора и промывали проточной, а затем и дистиллированной водой и опускали на 2-4 минуты в 10%-ный водный раствор аммиака и потом опять погружали в раствор на основе нитрата серебра.

После серебривания детали промывали проточной, затем дистиллированной водой, сушили и подвергали термической отработке в течение 3-4 часов при температуре (90±5)°С для того чтобы снять внутренние напряжения и повысить прочность сцепления покрытия с основой. Экспериментально найден температурный интервал и длительность отжига, оптимально влияющие на качество покрытий (морфологию, адгезию, зернистость).

После отжига покрытия не отслаивались и механические испытания показали, что прочность сцепления составляет 5-7 кГ/мм<sup>2</sup>. Микроскопические исследования серебряных покрытий свидетельствуют о равномерности осаждения на деталях различной конфигурации, отсутствии трещин и пор.

1. Мелашенко Н.Ф. Гальванические покрытия диэлектриков. – Изд. Минск, 1987. – 175 с.
2. Вансовская К.Н.. Гальванические покрытия. – Изд. Ленинград, Машиностроение, 1984. – 199 с.
3. Nanostructured coating / Eds A.Cavaleiro, De Hosson J.T.M., Springer, N.Y. 2006. – 648 p.
4. Volinsky A.A., Moody N.R., Gerberich W.W. // Acta Mater. – 2002. – 50. – P. 441.

### **The Technology of Deposition of a Conducting Layer on the Surface of Dielectrics**

Meglei D.F., Dyntu M.P., Donu S.V.

*Institute of Electronic Engineering and Industrial Technologies, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova*

In this paper, we have determined the optimum composition of electrolytes for chemical deposition of a conducting silver layer on the surface of dielectrics of any configuration, that ensures high mechanical strength and good adhesion with the base.

Technological regimes and conditions for preliminary preparation of dielectrics surfaces, including degreasing, etching, thermal annealing, activation, and deposition of a conducting sub-layer have been selected experimentally.

### **Адгезійно-міцнісні характеристики функціональних епоксидних композиційних покриттів, наповнених нанорозмірними частинами**

Савчук П.П.

*Луцький національний технічний університет, Луцьк, Україна*

Епоксидні композиційні покриття (ЕКП) активно використовують для захисту поверхонь та матеріалів, що піддаються впливу агресивних середовищ [1-3].

При цьому особливий науковий та практичний інтерес представляють багатофункціональні ЕКП, що працездатні в умовах значних динамічних навантажень, перепадів температур, трибовпливу та забезпечують високу адгезійну міцність до субстрату [3].

Тенденції щодо досягнення необхідних характеристик та забезпечення відповідної стабільності й довговічності роботи таких систем спрямовані в напрямку створення багат шарових покриттів при одночасному зменшенні товщини прошарків, що вимагає відпрацювання технологій отримання полімерних композицій, особливо, наповнених нанорозмірними частинами.

В роботі досліджено адгезійно-міцнісні характеристики ЕКП на основі епоксидно-діанової смоли ЕД-20, отвердника ПЕПА та нанодисперсних наповнювачів.

Композиції формували шляхом почергового введення отвердника та наповнювачів у відповідному стехіометричному співвідношенні. При цьому застосовували механічне вимішування сумішей, а також додаткову обробку композицій та їх складових енергетичними полями (ультразвуком та ультрафіолетом). Термічне тверднення систем здійснювали за ступінчастим режимом при кінцевій температурі 383 К.

Границю адгезійної міцності при нормальному відриві визначали методом "грибків". Досліджуваний матеріал наносили на торцеву поверхню стержнів (грибків) з конічним виступом для центрування. Дослідження проводили на розривній машині марки УММ-5 при швидкості переміщення нижньої траверси 2 мм/хв.

Дослідження макро- та мікроструктур проводили на оптичному мікроскопі МБС-9 при збільшенні (x30) та металографічному мікроскопі МИМ-10 (x100...600), застосовуючи вдосконалений метод пластмасографічного аналізу епоксидних композитів [4]. Фрактограми зламу досліджували на скануючому електронному мікроскопі SUPERPROBE 733 (фірми JEOL, Японія) при прискорюючій напрузі 25 кВ.

В результаті експериментальних досліджень встановлено, що адгезійна міцність сформованих композицій ( $\sigma_{в\ max}$ ) знаходиться в межах 34-39 МПа, залежно від вмісту наповнювачів, і відповідає концентрації 20-30 мас. ч. на 100 мас. ч. епоксидного олігомеру. При цьому, у випадку обробки композицій енергетичними полями, максимумами досліджуваної характеристики зміщуються в напрямку зростання кількості наповнювачів, незалежно від їх природи, що пояснюється інтенсифікацією впливу даних чинників на консолідаційні процеси в новоутворених системах, насамперед, за рахунок вищої впорядкованості структурних елементів. Це підтверджується результатами фактографічного аналізу. Найвищі результати отримані при введенні в композицію нанофазних частинок карбиду титану – продукту відповідного механо-хімічного синтезу [5].

Показано, що комплексна ультразвукова та ультрафіолетова обробка композицій сприяє зростанню однорідності таких систем, покращенню їх адгезійно-міцнісних та реологічних характеристик.

Оптимізовано технологію формування багат шарових ЕКП, наповнених нанофазними дисперсними частинами. Розроблено рекомендації щодо практичного застосування створених матеріалів як захисних зносо- й корозійностійких покриттів.

1. Стухляк П.Д. Эпоксидные композиты для защитных покрытий. – Тернополь; Збруч, 1994. – 177 с.

2. Стухляк П.Д., Букетов А.В., Добротвор І.Г. Епоксикомпозитні матеріали, модифіковані енергетичними полями. – Тернопіль: Збруч, 2008. – 208 с.
3. Савчук П.П., Косторнов А.Г. Закономерности регулирования структуры и свойств защитных эпоксидных композиционных покрытий // Фізико-хімічна механіка матеріалів. Спеціальний випуск № 7. Проблеми корозії та протикорозійного захисту матеріалів. – 2008. – С. 453–456.
4. Савчук П.П. Методи оцінки структури модифікованих епоксидних композитів // Вісник Тернопільського державного технічного університету. – 2008. – Т. 13, № 3. – С. 71–77.
5. Савяк М.П., Кириленко С.Н., Авдеев В.М. Аномальное растворение углерода в титане при размоле в планетарной мельнице // Материалы и покрытия в экстремальных условиях: исследования, применение, экологически чистые технологии производства и утилизации изделий : материалы V-й международной конференции, 22-26 сентября 2008 г. – К., 2008. – С. 81.

**Adhesive Strength of Description of Functional Epoxy Composite Protective, Gap-Filling Nanoparts**

Savchuk P.P.

*Lutsk State Technical University, Lutsk, Ukraine*

Adhesive strength descriptions of epoxy composition coverages, got on the basis of epoxy and nanoparticles are in-process analysed. It is rotined that this parameter is most sensible to the degree of filling of the system. Growth of adhesive durability of the got materials is fixed at the complex aftertreatment of compositions by the power fields.

**Процеси фазоутворення у плівкових системах на основі алюмінію та титану**

Степаненко А.О., Черноус А.М.

*Сумський державний університет, Суми, Україна*

Робота присвячена вивченню електрофізичних властивостей та процесів фазоутворення в плівкових системах на основі Ti та Al загальною товщиною до 100 нм. Плівкові зразки були отримані пошаровим нанесенням металів електронно-променевим, магнетронним або термічним розпиленням у вакуумній камері установки ВУП-5М. Фазовий склад та кристалічна структура вивчалась методами електронографії і просвічуючої електронної мікроскопії (прилад ПЕМ-125К).

Електронно-мікроскопічні та дифракційні дослідження двошарових плівкових систем показали, що вони у вихідному стані мають двофазовий

склад. Наступна температурна обробка призводить до фазових перетворень у системі. Після відпалювання до 740 К, поряд із вихідними фазами, спостерігаємо утворення  $TiAl$  з простою тетрагональною решіткою. Активні фазові перетворення, кінцевим продуктом яких є  $TiAl_3$ , відбуваються в інтервалі температур 820 – 870 К. Ці процеси супроводжується збільшенням на порядок (від 0,5 до 9 мкОм·м) питомого опору та зміною знаку величини ТКО. Аналіз результатів електронно-мікроскопічних досліджень вказує на те, що система представляє собою острівцеву структуру з інтерметаліду  $TiAl_3$  (середній розмір острівців становить 35 нм) у аморфній матриці. Острівці займають 85% площі мікрознімку. Однією з причин того, що система повністю не гомогенізується є те, що між шарами Al і Ti була одна дифузійна зона на межі їх поділу. Збільшити як площу, так і кількість дифузійних зон можна у багатошарових зразках.

Багатошарові плівкові системи  $[Ti/Al]_n$  (де n – кількість біметалевих шарів товщиною 4 нм, що складала 10, 15, 20, 25) були отримані з використанням магнетронної приставки вакуумної установки ВУП-5М, в атмосфері аргону із швидкістю конденсації 0,1 нм/хв.. Такі плівки у вихідному стані є аморфоподібні. Зародки кристалічної фази електроннографічно починають фіксуватися після термообробки при 870 К (спостерігаються (220), (311) і (400) лінії слабкої інтенсивності, які належать  $Al_2O_3$ ). Відпалювання при температурі 933 К викликає твердофазні перетворення, в результаті яких оксидна фаза зникає, а формується острівцева структура  $TiAl$  (займає 30% площі мікрознімку) у аморфній матриці.

Нами також було використано спосіб отримання плівкових зразків за методикою, суть якої полягає у наступному. Підкладки кріпились на круглому тримачі, приєднаному до електродвигуна, що міг обертатися із кутовою швидкістю 180 об./хв.. Випарування Ti і Al здійснювалось термічним методом з резистивних джерел зі швидкістю конденсації, яка могла регулюватися від 0,5 до 3 нм/с. Пошарова конденсація на підкладку відбувалась, коли вона проходила в зоні конкретного пару металу. Товщина окремих шарів компонент плівкової системи визначалась швидкістю випарування із конкретного термічного джерела. В результаті використання такої методики у системі  $Ti_{0,8}Al_{0,2}$  (індексами позначена масова концентрація компонентів) інтерметалідна фаза  $Ti_3Al$  формується вже у процесі конденсації. Для системи  $Ti_{0,2}Al_{0,8}$  у свіжесконденсованому стані характерна однорідна наноструктура. Після відпалювання до 900 К у системі кристалізується фаза  $TiAl_3$ . Обидві інтерметалідні фази є високоомними, а температурні залежності питомого опору мають неметалевий характер.



## Phase Formation in Thin Films on the Base of Aluminum and Titanium

Stepanenko A.O., Chornous A.M.

*Sumy State University, Sumy, Ukraine*

Influence of temperature treatment on phase composition, resistivity and temperature coefficient of resistance of two-layer and multilayered thin films on the base of Ti and Al, whose total thickness did not exceed 100 nm, is investigated. Correlation between the phase composition and electrophysical properties of such films is revealed.

## Определение структурной однородности искусственных алмазов методом Кикучи-дифракции

Ткач В.Н.<sup>1</sup>, Борча М.Д.<sup>2</sup>, Баловсяк С.В.<sup>2</sup>,  
Гарабажив Я.Д.<sup>2</sup>, Фодчук И. М.<sup>2</sup>, Ткач С.В.<sup>1</sup>

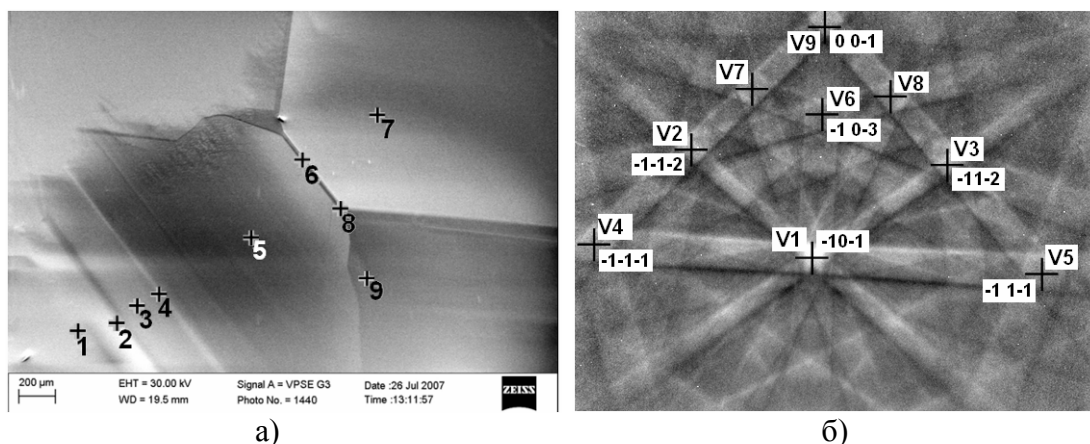
<sup>1</sup>*Институт сверхтвердых материалов им. В.Н.Бакуля НАН Украины, Украина*

<sup>2</sup>*Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича, Украина*

В данной работе продемонстрированы возможности метода Кикучи в исследовании неоднородного распределения деформаций в кристаллах алмаза, синтезированных при различных технологических условиях.

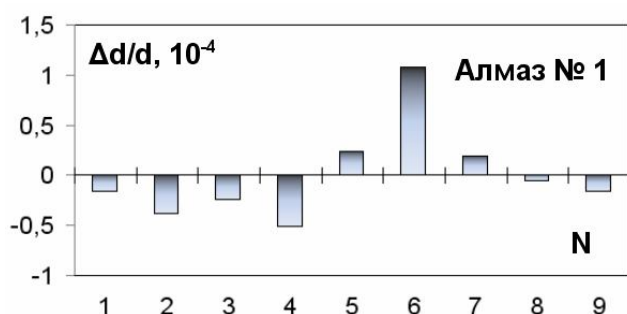
С помощью сканирующего растрового электронного микроскопа фирмы «Zeiss» EVO- 50 с использованием CCD – детектора исследованы искусственные алмазы, полученные спонтанным методом в ростовых системах Fe-Co-C и Ni-Mn-C при высоком статическом давлении и высокой температуре в присутствии металлов-катализаторов (растворителей) Fe - Co и Ni – Mn, соответственно. Пучок электронов падает на поверхность кристалла под углом  $70^\circ$ . На рис.1 представлена типичная картина линий. Точность определения периода решетки зависит от точности определения геометрических параметров, например, координат полюсов (узлов) - областей пересечения дифракционных линий на картинах Кикучи.

Использование корреляционного метода и его программной реализации позволили автоматизировать процесс точного определения координат полюсов (узлов – пересечений линий) на картинах Кикучи с точностью  $\sim 1$  пикселя и минимизировать субъективные факторы, а оптимальный выбор ядра корреляции обеспечивает высокую точность определения смещений деталей изображений. Это позволило определить локальные изменения структурных характеристик образцов, например относительного изменения относительных деформаций  $\Delta d_{hkl} / d_{hkl}$  в определенном направлении (рис. 2). Вместе, с тем, анализ профилей интенсивности линий Кикучи (рис.3), изменений местоположений их



**Рис. 1.** Алмаз №1: а) Катодолюминесцентная топограмма фрагмента (3,0 × 2,0 мм) поверхности (00 $\bar{1}$ ), цифрами указаны области № 1 – 9, в которых получены картины Кикучи; б) картина Кикучи, полученная от области №1; маркерами «+» отмечены узлы V1 – V9 пересечений линий Кикучи.

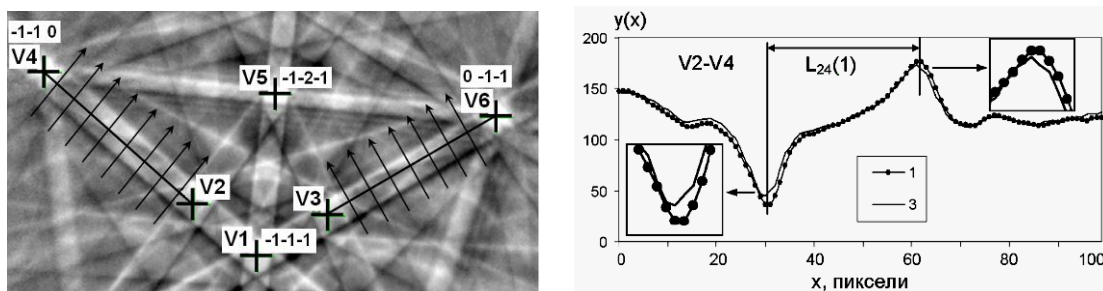
пересечений (узлов), позволяет уточнять причины, вызывающие изменения периодов решетки в данном направлении и значительно повысить информативность метода Кикучи-линий. Это дает возможность определить корреляцию между кристаллической структурой и направлением подавляющего роста. Относительные изменения профилей



**Рис. 2.** Алмаз №1. Средние значения  $\Delta d/d$ , определенные из разницы расстояний между узлами на картинах Кикучи, полученных в точках на рис. 1а .

интенсивности линий на картинах Кикучи на рис.3б зависят от локального структурного совершенства исследуемой области кристалла, характеризуют анизотропию строения искусственных алмазов в разных кристаллографических направлениях.

Отмечается, что использование дифракции электронов (метода Кикучи)



**Рис. 3.** Алмаз №1. Профили интенсивности для линий Кикучи на рис. 3а для направления [00 $\bar{1}$ ]: 1 (кривая с точками) – область №1, 3 (сплошная линия) – №3; б) ширина линии между узлами V2-V4 для области №1.

дозволяє отримувати дані про механізми формування реальної структури в процесі синтезу та впливу на властивості алмазу його внутрішнього будови, ступені однорідності та досконалості

### **Determination of Structural Inhomogeneity in Synthesized Diamonds by Method of Kikuchi Diffraction**

Tkach V.N.<sup>1</sup>, Borcha M.D.<sup>2</sup>, Balovsyak S.V.<sup>2</sup>, Garabazhiv Ya.D.<sup>2</sup>,  
Fodchuk I.M.<sup>2</sup>, Tkach S.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *V.N.Bakul Institute of Superhard Materials National academy of Science of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Yu. Fed'kovich Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The possibilities of Kikuchi method have been represented in researches of inhomogeneous distribution of strains in diamond crystals synthesized at different manufacturing conditions.

### **Утворення бормістячих лігатур для модифікування алюмінію та його сплавів.**

Федоренкова Л.І.

*Дніпропетровський національний університет,  
Дніпропетровськ, Україна*

Модифікуюча здатність лігатури, що обумовлює зменшення собівартості алюмінію та алюмінієвих сплавів, досягається збільшенням дисперсності часток – модифікаторів.

У даній роботі представлені дані по утворенню структури модифікаторів при застосуванні дифузійного способу обробки алюмінію та його сплавів у водному розчині електроліту, що містить бор, який відрізняється малими витратами енергії та екологічно безпечний.

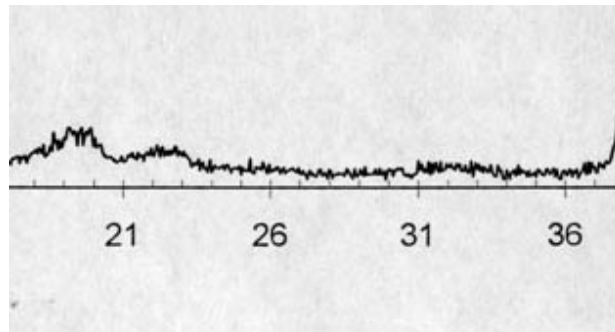
Введення бормістячих добавок одержували дифузійним шляхом на поверхні алюмінієвого катода у водному розчині електроліту, що містить бор при напрузі 55-100В, щільності струму 0,4 – 1,2А/см<sup>2</sup> і часі обробки 45-70 хвил.

Сформована по указаному способу дифузійна зона має тонкодисперсну структуру, що складається з дрібнокристалічних інтерметалідів боридів алюмінію, які характеризуються високою подібністю кристалографічних плоскостей з алюмінієм, внаслідок чого здатних до більш ефективного ініціювання зародження зерна. Лігатура з такими наноструктурними елементами володіє найбільшою здатністю до здрібнювання зерна.

Дифузійний шар на поверхні алюмінієвого катода формується під дією локальних температур порядку 10<sup>4</sup>-10<sup>5</sup>°С та складається з

дрібнокристалічних фаз боридів алюмінію, утворюючих нанокристалічну структуру на глибину 150 - 200мкм від поверхні. Бор може також знаходитися в металі у вільному стані (не утворює сполук з алюмінієм) в дефектах структури алюмінію.

По розширенню ліній на рентгенограмі (рис. 1) розраховали розмір кристаліта. Він дорівнює 5-6 нм. Така структура є унікальною, оскільки органічно вписується до загальної структури алюмінію, не порушуючи її цілісність, сприяє високій засвоюваності бора та здрібнюванню зерна.



*Рис. 1. Ділянка рентгенограми сплава Al-B.*

Концентрація боридів алюмінію в шарі лімітується глибиною цього шару. Таким чином, утворення бормістячих лігатур забезпечує процес готування лігатури з високою засвоюваністю бора та виключає перегрів алюмінію та його сплавів, а також сприяє зниженню в лігатурі Al-B неметалічних включень, у тому числі окису алюмінію, що позитивно позначається на якості сплаву.

### **Forming of Boron-Containing Ligatures to Aluminum and its Alloys Modification**

Fedorenkova L.

*Dnepropetrovsk National University, Ukraine*

Forming of modifiers structure with using diffusion method of aluminum treatment in aqueous solution of boron-containing electrolyte that provided a ligatures making with high boron recovery are presented in this work.

### **Парофазні методи вирощування тонких плівок і наноструктур сполук $A^{IV}B^{VI}$**

Чав'як І.І., Криницький О.С.

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

Тонкі плівки напівпровідникових матеріалів привернули увагу вчених наприкінці першої половини минулого століття, оскільки завдяки їх використанню у приладобудуванні було досягнуто значних успіхів у

розвитку сучасної мікро- і оптоелектроніки. Тонкоплівкове напівпровідникове матеріалознавство тісно пов'язане із розробкою способів його отримання. На сьогоднішній день налічується декілька десятків методів отримання тонких плівок. Саме вони, разом з функціональними властивостями матеріалу, і визначають комплекс фізико-хімічних характеристик, необхідних для конкретних практичних застосувань.

З великого числа методів отримання тонких плівок з парової фази можна виділи основні, які дозволяють ефективно впливати на властивості матеріалу в процесі росту: метод відкритого випаровування, метод гарячої стінки а також метод молекулярно-променевої епітаксії.

При вирощуванні плівок випаровуванням у вакуумі, процес зводиться до створення потоку пари, яка створюється джерелом, нагрітим до вибраної температури. Пара, пройшовши деякий шлях, конденсується на підкладці. Якщо при отриманні плівок елементарної речовини, склад зберігається, то при кристалізації з двох- або багатокомпонентної пари необхідно вживати спеціальні заходи щодо збереження його постійного складу, наприклад використовувати роздільне випаровування компонентів речовини, яка кристалізується. Іншою, не менш важливою задачею при конденсації із парової фази є керування складом плівки, яка утворюється при конденсації пари декількох елементів. Коефіцієнт конденсації залежить від природи сконденсованих атомів матеріалу і стану підкладки, а значить і склад плівки, яка утворюється, може бути не ідентичний складу парової фази.

Приведені проблеми, багато в чому розв'язані у методах гарячої стінки та молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ).

Метод гарячої стінки є різновидом технології вакуумного осадження плівок. Він характеризується тим, що ріст відбувається в умовах, дуже близьких до термодинамічної рівноваги. Основною особливістю методу є наявність нагрітого екрану (гарячої стінки), який служить для зосередження і напрямлення на підкладку речовини яка випаровується. При цьому виключаються втрати матеріалу який випаровується, створюється можливість підтримки високого тиску пари речовини або його різних компонент і зводиться до мінімуму різниця температур джерела і підкладки. Метод гарячої стінки дозволяє плавно, без яких-небудь серйозних модифікацій технологічних установок і режимів росту, перейти від епітаксії окремих шарів до виготовлення надграток. До складу установки входять декілька (як правило, два) реакторів, які використовуються для отримання плівок різних матеріалів або різного типу провідності, а також рухомий тримач підкладок, переміщення якого між реакторами дозволяє сформувати надгратку. Для керування типом провідності окремих конденсатів AIVBVI або AIBVI використовують два способи: регульоване відхилення складу від стехіометрії, тобто легування

електрично активними власними дефектами, та легування домішками. Рівень легування при цьому визначається температурою резервуару з телуром та істотно залежить від температури підкладки.

Метод молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ) призначений для вирощування кристалічних структур у надвисокому вакуумі за допомогою пучків атомів або молекул, які являються компонентами вирощуваної сполуки.

Випаровування матеріалів, що осідають у надвисокому вакуумі на підкладку, закріплену на маніпуляторі з нагрівальним пристроєм, здійснюється за допомогою дефузійних комірок. У порівнянні з іншими технологіями, які використовують для вирощування тонких плівок і багатошарових структур, МПЕ характеризується, перш за все малою швидкістю росту і відносно низькою температурою росту. До переваг цього методу слід віднести можливість різкого переривання і подальшого відновлення потрапляння на поверхню підкладки молекулярних пучків різних матеріалів, що найбільш важливо для формування багатошарових структур з різкими межами між шарами. Отриманню досконалих епітаксійних структур сприяє і можливість аналізу структури, складу і морфології шарів, що ростуть, у процесі їх формування.

### **Vapor phase methods of growing thin films and nanostructure composition $A^{IV}B^{VI}$**

Chaviak I., Krunutskiy O.

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

It is considered and analysed the basic aspects of perspective direction of microelectronics – thin film semiconductor material science. The special attention is spared to the applied questions the basic methods of growing.

### **Автоматизированная система измерения плотности поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик-полупроводник**

Червоненко С.П., Солошенко В.И.

*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова, Одесса, Украина*

Системы Si-SiO<sub>2</sub>, Si-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> являются основой современных изделий микроэлектроники. Качество таких систем во многом определяется дефектностью диэлектрического слоя и границы раздела диэлектрик-полупроводник. Локализованные на границе раздела ловушки создают электронные состояния, заполнение и распределение которых определяет характеристики МДП-структур разного назначения.

Широко распространенным и информативным является метод определения плотности поверхностных состояний, основанный на измерении низкочастотных (НЧ) и высокочастотных (ВЧ) вольт-фарадных характеристик МДП-конденсатора.

В основе метода лежит изучение зависимости емкости МДП структуры от внешнего напряжения, приложенного между полупроводниковой подложкой и металлическим электродом. При изменении приложенного к МДП структуре напряжения энергетические уровни поверхностных состояний смещаются относительно уровня Ферми. В результате происходит изменение их зарядового состояния и, в первом приближении, можно считать, что это происходит, когда энергетический уровень ловушки пересекает уровень Ферми. Изменение поверхностного заряда влияет на емкость МДП структуры, в результате ее вольт-фарадная характеристика отличается от  $C-V$  кривой идеальной структуры. Различие между экспериментальными и идеальными характеристиками позволяет рассчитать плотность поверхностных состояний на границе раздела полупроводник-диэлектрик.

Для регистрации ВЧ  $C-V$  зависимости реальной структуры используется  $C-V$ -характериограф. Его основным элементом является мост полных проводимостей, собранный по трехточечной трансформаторной схеме. Мост сравнивает значения импеданса образца, включенного в одно из его плечей, со значением импеданса эталонного элемента.

Для получения  $C-V$ -кривой идеальной структуры используется математическая модель зависимости плотности объемного заряда в полупроводнике от поверхностного потенциала. Напряжение поверхностного потенциала выражается через внешнее напряжение приложенное к МДП конденсатору. Используя численное значение напряжения, для каждой точки полученной экспериментальной кривой вычисляется поверхностный потенциал. Далее строится сортировочная таблица, где при одинаковом поверхностном потенциале задается емкость реальной структуры и теоретическая емкость идеальной структуры.

Ввиду громоздкости и невозможности части вычислений проводить аналитически, на языке C++ Builder6.0 составлена программа определения распределения плотности поверхностных состояний по ширине запрещенной зоны, которая позволяет также определять потенциал плоских зон, положение уровня Ферми, толщину диэлектрика, концентрацию примеси в полупроводнике.

Для того, чтобы ускорить и упростить процесс обработки экспериментальных  $C(V)$  зависимостей и вычисления плотности поверхностных состояний необходимо преобразовать аналоговый сигнал в цифровой код, На основе микроконтроллера семейства AVR – ATmega8-16UP разработана схема оцифровки, состоящая из трех блоков.

Функцией первого блока является обработка получаемого аналогового сигнала от C-V-характериографа и преобразования его в сигнал, приемлемый для обработки вторым блоком. Основной, второй блок преобразует два медленно меняющихся аналоговых сигнала в цифровой код. Используемый АЦП преобразователь имеет разрядность 10бит, что позволяет проводить оцифровку с достаточно большой точностью.

Для программирования контроллера, на языке C создана программа, которая включает основные этапы преобразования медленно меняющегося напряжения в цифровой код, сохранение его в памяти контроллера, а также основные настройки АЦП. Третий блок отвечает за передачу цифровых данных из регистров памяти микроконтроллера в память подключенной к установке ЭВМ. Блок состоит из приемопередатчика UART, встроенного в микроконтроллер, а также устройств, которые конвертируют цифровые данные, отосланные микроконтроллером, в данные способные зарегистрировать COM порт персональной ЭВМ.

Погрешность определения емкости в режиме аккумуляции и инверсии, а также по квазистатической вольт-фарадной характеристике составляет 3-5%. Погрешность оценки плотности поверхностных состояний для значений  $N_{ss} > 1 \cdot 10^{11} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  не превышает 10-15 % при относительной погрешности измерения емкости 5%. При  $N_{ss} < 1 \cdot 10^{11} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  погрешность резко возрастает.

### **Automatic system of the measurement density of the surface states the interface dielectric semiconductor**

Chervonenko S.P., Soloshenko V.I.

*I.I. Mechnikov National University, Odessa, Ukraine*

The this methods is used for estimation of density of the surface states on the interface semiconductor-dielectric as functions to energy in the forbidden zone and can be applied to planar structures, substrate which doped within from  $1 \cdot 10^{13}$  to  $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

### **Свойства омических контактов к нитриду галлия**

Шеремет В.Н.

*Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина*

Обладая большой шириной запрещенной зоны, высокой подвижностью носителей заряда, высокими полями лавинного пробоя, GaN является перспективным материалом для использования в экстремальной электронике, но реализация этих свойств невозможна без стабильных термо- и радиационностойких омических контактов.



Идеальный омический контакт образуется при условии отсутствия потенциального барьера на границе раздела металл-полупроводник. На практике омический контакт к *n*-GaN создается если работа выхода металла меньше, чем работа выхода *n*-GaN (3,23 эВ), и больше, чем *p*-GaN (7,33эВ), а также при наличии узкого потенциального барьера, создаваемого высоким уровнем легирования приповерхностного слоя GaN. Материалов с достаточной работой выхода для создания низкобарьерного контакта к *p*-GaN не существует, поэтому к *p*-GaN омический контакт формируют сильным легированием приповерхностной области.

Наиболее широко для создания омических контактов к *n*-GaN используются контактообразующие слои Ti/Al, чему способствует диффузия атомов N в слой Ti с образованием вакансий в GaN, которые проявляют донорные свойства, и TiN с работой выхода 3,74 эВ, который образует омический контакт к GaN. После быстрого температурного отжига при температурах 600-650°C происходит перемешивание слоев металлизации, сопровождающееся в ряде случаев окислением. Последнее обстоятельство обуславливает деградацию контактов.

Для образования омического контакта к *p*-GaN используются контактообразующие слои Ni/Au, вследствие диффузии Ga в слой Au. После отжига при температурах больше 550°C происходит увеличение удельного контактного сопротивления из-за окисления никеля.

Для противодействия окислению используют многослойные схемы металлизации с диффузионными барьерами для образования омического контакта к нитриду галлия. Наибольшую температурную стабильность демонстрируют контакты с нитридами и боридами тугоплавких металлов, таких как Ti, Ta, Zr в роли диффузионных барьеров. Контакты к *p*-GaN с нитридами в роли диффузионных барьеров сохраняют свои свойства до T=700°C [1]. Наличие кислорода в боридах ограничивает температурную стабильность контактной металлизации до 700°C[2], в то время как контакт с минимальным содержанием кислорода остается стабильным до 900°C [3].

1. L.F. Voss, et.al. // Appl. Phys. Let. – 2007. – V. 90. – P. 212-107.
2. R.Khanna, et.al. // Appl. Surf. Sci. – 2006. – V. 253. – P. 2340-2344.
3. A.E. Belyaev, et.al. // SPQEO. – 2007. – V. 10, N 4. – P. 1-8.

### **Properties of Ohmic Contacts to Gallium Nitride**

Sheremet V.M.

*V.Lashkarev Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine*

Contact mechanisms and design principles of ohmic contacts to GaN are investigated. Ti/Al and Ni/Au form ohmic contacts to *n*-GaN and *p*-GaN respectively but at high temperatures (~500°C) they mix and oxidize. Contact

with nitrides and borides of refractory metals as diffusion barriers show the best temperature stability.

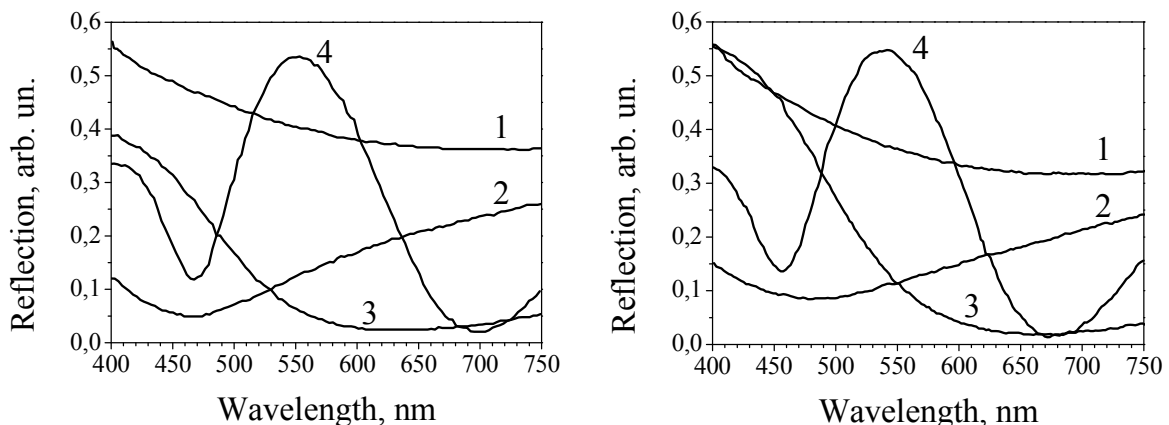
## Influence of Orientation of the n-Si Surface on Morphology and Optical Properties of Thin Films GaSe

Kysselyuk M.P.<sup>1</sup>, Vlasenko O.I.<sup>1</sup>, Gentsar P.O.<sup>1</sup>, Kruglenko I.V.<sup>1</sup>, Lytvyn O.S.<sup>1</sup>,  
Zayats M.S.<sup>1</sup>, Vuichyk M.V.<sup>1</sup>, Kryskov Ts.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*V. Lashkaryev Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*  
<sup>2</sup>*Kamyanets-Podolsky National University, Physical Department, Kamyanets-Podolsk, Ukraine*

GaSe/n-Si (100) and GaSe/n-Si (111) films on substrates from monocrystal silicon - n-Si (100) and n-Si (111) with specific resistance 5 and 4.5 Ω·cm accordingly, have been received by a thermal evaporation method on vacuum device VUP-5G. Thickness grown up films was set by amount quickly-prepared the synthesized powder and made 15, 30 and 60 nm and was controlled by means of interferometer MII-4, and specific resistance n-Si (100) and n-Si (111) – four-probe by a method.

In work morphology of surface, reflection spectra in range of 400-750 nm (diffractational grate monochromator MDR-23) and in a range 1,4-25 μm (infra-red Fourier spectrometer Spectrum BX II) are investigated and in 632.8 nm are lead *ellipsometry* researches of parameters of thin films GaSe on n-Si surface of different orientation by means of *ellipsometer* LEF-3G on wave length 632.8 nm at a angle of falling light 70°.

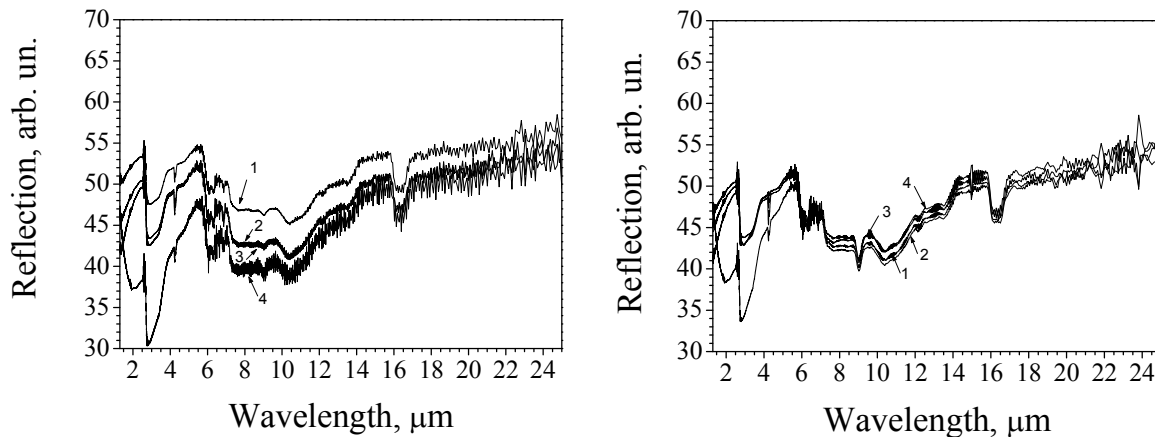


**Fig. 1.** Reflection spectra of films GaSe/n-Si (100): curve 2 -  $d=15$  nm; curve 3 -  $d=30$  nm; curve 4 -  $d=60$  nm, n-Si (100) substrate - curve 1.  
**Fig. 2.** Reflection spectra of films GaSe/n-Si (111): curve 2 -  $d=15$  nm; curve 3 -  $d=30$  nm; curve 4 -  $d=60$  nm, n-Si (111) substrate - curve 1.

On fig.1 and fig.2 reflection spectra of thin GaSe films by thickness of 15 nm (curves 2), 30 nm (curves 3), 60 nm (curves 4) on n-Si (100) and n-Si (111)

accordingly are shown. For film GaSe of 60 nm thickness on n-Si (100) maximum of exciton band of absorption is placed on wave length which correspond energy 2.24 eV (553 nm) (fig. 1), and for film GaSe on n-Si (111) on wave length which correspond energy 2.29 eV (542 nm) (fig. 2). The difference in accommodation of excitons maxima explains internal mechanical stresses in films as the optical energy band for GaSe is equal 2.00 eV (620 nm). For films of 15 and 30 nm thickness in a range 400 - 750 nm are not fixed maxima of exciton band. It can specify at even greater mechanical stresses in these films, thus in films, grown up on n-Si (100) stresses greater, than in films grown up on n-Si (111), as speed of oxidation of n-Si surface (100) smaller.

For ellipsometry researches data the refraction parameter films makes approximately 2.4. Having used literary data for  $\epsilon$ -GaSe it is received for wave length 632.8 nm value of refraction parameter for the given material which is equaled 2.91. Smaller values of refraction parameter thin films can be explained as anisotropic properties of the given material that is especially actual for super thin films, and probable quantum-dimensional effects in these films.



**Fig. 3.** Reflection spectra of films GaSe/n-Si (100): curve 2 -  $d=15$  nm; curve 3 -  $d=30$  nm; curve 4 -  $d=60$  nm, n-Si (100) substrate - curve 1.  
**Fig. 4.** Reflection spectra of films GaSe/n-Si (111): curve 2 -  $d=15$  nm; curve 3 -  $d=30$  nm; curve 4 -  $d=60$  nm, n-Si (111) substrate - curve 1.

The received reflection spectra in infra-red range (fig. 3 and fig. 4) films GaSe the same thickness which have been grown up on substrate n-Si with orientation (100) and on substrate n-Si with orientation (111) accordingly, have shown, that reflection spectra films almost repeat a reflection spectrum of substrate. However, intensity of reflected light films GaSe/n-Si (100) decreases (for 5-8 %) especially, than thicker a film. In case of films GaSe/n-Si(111) a situation absolutely another. Intensity of reflected light films GaSe smaller, than from a substrate only up to 6 microns, and increases on 1-2 % further. Such differences can be explained by different influence of substrates orientation during growth on structure GaSe thin films.

## Thin films of phthalocyanine: effect of morphology and environment on photoconversion efficiency

Pakhomov G.L.<sup>1</sup>, Pakhomov L.G.<sup>1</sup>, Travkin V.V.<sup>1</sup>,  
Stakhira P.Y.<sup>2</sup>, Cherpak V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Physics of Microstructures of the Russian Academy of Sciences (IPM RAS),  
Nizhny Novgorod, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

Thin films of low molecular weight compounds, such as polyarenes, quinolines or porphyrins, are intensively studied for their photoelectrical properties during last decade. Among them, most reliable prospects show metallic complexes of phthalocyanine (MPcs). Auspicious set of their physico-chemical properties determines a wide area of commercial applications in (photo-)electronic devices: organic field effect transistors, light-emitting diodes, organic solar cells (OSCs), sensors and memory elements [1-3]. Last technological trend in this field is associated with combining several devices or operating principles in single, fully organic unit.

OSCs represent one of the fundamental directions in molecular electronics. They have been introduced in scientific literature since 80-s and reached commercialization in 2007 (*e.g.*, Konarka). Despite some open questions like limited stability and relatively low conversion efficiency, OSCs possess many advantages that are of importance for practical use: light-weight, flexibility, wide (and tunable) spectral range, simple technology and cheapness of manufacturing, and recycling.

As known, performance of OSCs and, generally speaking, all organic photovoltaic devices suffer much from alteration of working conditions. Exposure of fresh-made devices to the real environment may lead to dramatic changes (basically, deterioration) in useful photovoltaic parameters. This is due to unwanted reactions of atmospheric gases, mainly oxygen and/or water, with photoactive organic material and contacts, diffusion of admixtures coming from ambient through (and inside) relatively loose thin molecular films, and parasitic photo-assisted processes (*e.g.*, corrosion). Consequently, maintenance of an inert atmosphere and/or careful packaging becomes the necessary step in both investigations and industrial design.

Meanwhile, MPcs employed in photovoltaic cells are also known in chemical sensorics. For example, detection of NO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>S, Cl<sub>2</sub> in air using chemical gas sensors based on MPcs have a long history [2,3]. Among various detection principles, so-called chemiresistors give response during selective sorption of gas molecules by highly resistive MPc film. Analytical signal here is a shift of the current under constant bias (or in ac mode), usually in two-terminal set-up, which is proportional to the concentration of the gas molecules sorbed on, or into the film. Such devices can easily be fabricated, miniaturized and

assembled in arrays for various analytical purposes. However, during operation they are still power consuming, since the potential is required for measuring low currents and, for better reversibility, the active layer is usually heated up and blown-through.

In this work we report on fabrication and testing of thin-film Schottky-type cells based on vanadyl phthalocyanine (VOPc) with particular interest in studying their gas sensitivity in power-generating regime. VOPc is well-known as effective molecular photoreceptor (*e.g.*, in xerography), thin films of this non-planar complex exhibit an intricate polymorphism. Existence (or coexistence) of different polymorphs may largely affect photoelectrical properties of crystals and thin films. We therefore traced how the transition from amorphous to monoclinic or triclinic phase modifies photovoltaic efficiency of thin-film devices based on VOPc in different gaseous media.

Initial VOPc powder of pigment grade was sublimed in vacuum on standard glass/ITO substrates under shifting conditions, which results in deposition of structurally dissimilar layers. X-ray diffraction, UV/Vis/NIR and FT-IR spectroscopy and AFM microscopy was used to analyze the samples. Then, the VOPc films were covered with metallic cathode or coupled with next molecular layer forming a heterostructure. Experimental details can be found elsewhere [4]. Current-vs-voltage ( $J$ - $V$ ) characteristics of thus obtained devices in the dark and under illumination were recorded in various environments (air, argon, ammonia *etc.*).

For illuminated cells, influence of the atmosphere is more pronounced in the third quadrant of  $J$ - $V$  plots. This likely reflects the role of top metal/VOPc interface in the charge transport across the device. Interestingly, the phase transition not only modifies the dark  $J$ - $V$  plots but also shifts open circuit voltage in the cells having the same top metal as cathode.

Possible routes for enhancement of photoconversion efficiency in this material and its detecting abilities are eventually discussed.

*This work was in part supported by the Presidium of RAS, Program №8 and by Ukrainian Fundamental Researches State Fund.*

1. J.Godlewski, M.Obarowska, Eur. Phys. J. Special Topics. – 2007. – 51. – C. 144.
2. G.Guillard, J.Simon, J.P.Germain, Coord. Chem. Rev. – 1998. – 1433–C. 178-180.
3. R.Zhou, F.Josse, W.Goepel, Z.Z.Ozturk, O.Bekaroglu, Appl. Organomet. Chem. – 1996. – 10. – 557.
4. G.L.Pakhomov, V.V.Travkin, A.Yu.Bogdanova, T.-F.Guo, J. Porphyrins Phthalocyanines 2008. – 12. – 1182; G.L.Pakhomov, V.V.Rogov, V.V.Travkin, Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2008. – 496. – 161.

**СЕКЦІЯ 1 (стендові доповіді)  
ТЕХНОЛОГІЯ ТОНКИХ ПЛІВОК (МЕТАЛИ,  
НАПІВПРОВІДНИКИ, ДІЕЛЕКТРИКИ, ПРОВІДНІ  
ПОЛІМЕРИ) І МЕТОДИ ЇХ ДОСЛІДЖЕННЯ**

19 травня 2009 р.

**SESSION 1 (poster)  
THIN FILMS TECHNOLOGY (METALS,  
SEMICONDUCTORS, DIELECTRICS, CONDUCTIVE  
POLYMERS) AND THEIR RESEARCH METHODS**

May, 19, 2009

**Характеризація вуглецевих нанотрубок за допомогою  
комбінаційного розсіювання та електронної мікроскопії**

Аллахвердієв К.Р.<sup>1</sup>, Андрієнко В.С.<sup>2</sup>, Високолян А.П.<sup>3</sup>,  
Довбешко Г.І.<sup>4</sup>, Кайя А.Е.<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Інститут фізики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан*

<sup>2,3</sup>*КНУ ім. Т. Шевченка, Київ, Україна*

<sup>4</sup>*Інститут фізики НАН України, Київ, Україна*

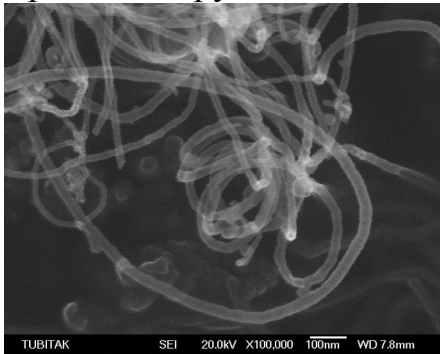
<sup>5</sup>*Інститут матеріалознавства, ТУБІТАК, Гебзе, Турція.*

Вуглецеві нанотрубки (ВНТ) викликають значний інтерес через їх унікальні властивості та можливість використання в багатьох областях. ВНТ знаходять своє застосування у якості діодів, наконечників у AFM, транзисторів, дисплеїв, біосенсорів, молекулярних транспортерів. ВНТ можуть бути використані як “контейнери” для зберігання газоподібних речовин, що у майбутньому може знайти застосування в екологічно безпечному транспорті, а також для ізоляції та зберігання радіоактивних відходів, доставки ліків у тканини тощо.

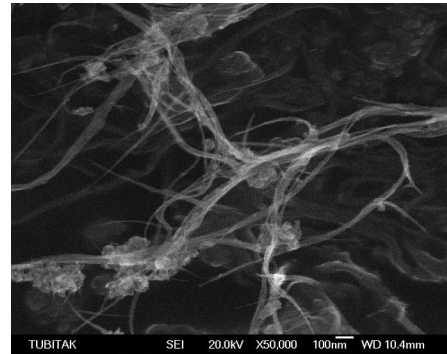
Характеризацію ВНТ було зроблено за допомогою електронної мікроскопії, а саме, методом розсіювання вторинних електронів (SEI-second electron emission) та комбінаційного розсіювання світла. Вторинні електрони забезпечують роздільну здатність порядку 5 – 10 нм, глибина проникнення складає 1- 10 нм.

Для аналізу використані нанотрубки – чисті і функціоналізовані NH<sub>2</sub>, виготовлені методом дугового розряду в атмосфері гелію фірмою “Карболаб”(Москва). На рис.1 добре видно вязки нанотрубок, що мають діаметр 12-14, 22-25, 31-34нм, та довжину 24-32, 35-41, 56-86нм. На рис.2

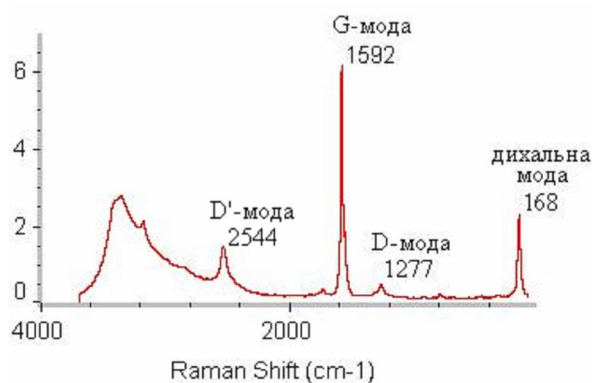
можна побачити окремі трубчасті структури з діаметром 14-31нм, довжиною 34 – 75нм, а також циліндричні вуглецеві структури, діаметр яких 160-171нм. На фото при такому збільшенні не вдалося побачити одношарові нанотрубки.



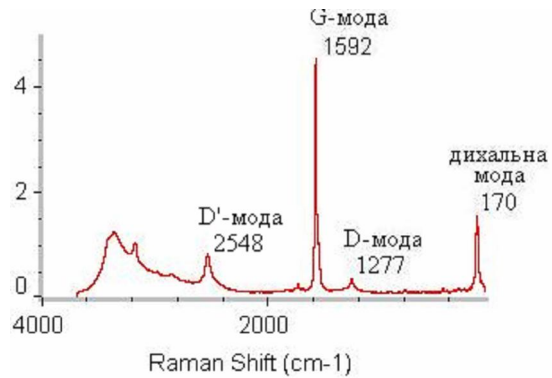
**Рис. 1.** Зображення вуглецевих нанотрубок, отриманих методом SEI із збільшенням в 100 000 разів.



**Рис. 2** Зображення ВНТ функціоналізованих NH<sub>2</sub>



**Рис.3.** Спектри КР чистих ВНТ



**Рис.4.** КР ВНТ функціоналізованих NH<sub>2</sub>

Методом комбінаційного розсіювання, за допомогою G-моди, D-моди та дихальної моди  $\sim 200\text{cm}^{-1}$ . Довжина хвилі збудження лазера  $\lambda=1,064$  мкм. Аналіз показав, що у вихідних нанотрубок відношення інтенсивностей D та G мод дорівнює 0.049, що менше, ніж у нанотрубок, функціоналізованих NH<sub>2</sub> (0.1). Це пов'язано з тим, що в вихідних нанотрубках інтенсивність D-моди, що відповідає за різноманітні дефекти в нанотрубці менше, ніж в нанотрубці, функціоналізованій NH<sub>2</sub>, в яких молекула NH<sub>2</sub> може розглядатися як дефект, в той час як на тангенційні коливання приєднання молекули NH<sub>2</sub> майже не впливає. Півширина G-моди вихідної нанотрубки менше, ніж у нанотрубки, функціоналізованої NH<sub>2</sub>, яка саме говорить про те, що функціоналізована NH<sub>2</sub> нанотрубка більш хімічно активна.

Ми дякуємо українській програмі – наноструктурні системи, наноматеріали, нанотехнології, (“Біонаносистеми” № 106/09-Н(2), за

фінансову підтримку, фірму “Nanocarblab” (Москва, Росія) за надання нанотрубок для досліджень.

## Масоперенос індію в телуриді кадмію при наносекундному лазерному опроміненні структури In-CdTe

Байдулаєва А., Велешук В.П., Власенко О.І., Гнатюк В.А.,  
Даулетмуратов Б.К., Левицький С.М., Ляшенко О.В., Мозоль П.О.

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

Динамічне легування телуриду кадмію при наносекундному імпульсному лазерному опроміненні (ІЛО) структури In-CdTe на сьогодні все більше привертає увагу технологів і науковців у зв'язку з технологічністю та ефективністю отримання необхідних параметрів, наприклад, для детекторів рентгенівського і гамма – випромінювання. У той же час на сьогодні не до кінця з'ясовано особливості механізму явища глибокого проникнення атомів індію вглиб CdTe – до 60...100 нм при опроміненні структури In-CdTe лазерними імпульсами наносекундної ( $\tau = 20$  нс) тривалості з  $E = 100$  мДж/см<sup>2</sup> при формуванні *p-n*- переходу.

У роботі проаналізовано три механізми масопереносу. Одним з механізмів проникнення атомів індію вглиб кристалу CdTe при ІЛО може бути багатократне індивідуальне зіткнення атомів на фронті лазерно-індукованої ударної хвилі (УХ). У той же час розрахунки глибини утворення УХ згідно [1] вказують на те, що УХ при  $E = 100$  мДж/см<sup>2</sup> не утворюється в плівці індію, товщина якої становить 300-400 нм, а формується в об'ємі кристалу CdTe на глибині 14 мкм при коефіцієнті оптичного відбивання індію  $R = 0,6$  та на глибині 19 мкм при  $R = 0,9$ , а тому процес формування та поширення УХ не може бути механізмом масопереносу індію в напівпровіднику.

Згідно [2], при ІЛО плівки металу одним з механізмів масопереносу може бути також концентраційна дифузія металу в напівпровідник. Глибина проникнення атомів з плівки вглиб CdTe дається формулою

$$l_D = \sqrt{\frac{2T(t)}{T_D} D(t)t}, \text{ де } D(t) = D_0 \exp\left(-\frac{T_D}{T(t)}\right) \text{ поточне значення коефіцієнта}$$

дифузії,  $T_D = E/k \sim 19\ 000$  К – ефективна температура, що відповідає енергії активації дифузії  $E_{\text{акт}} = 1,6$  еВ. Температура плівки In при наносекундному ІЛО з  $E = 100$  мДж/см<sup>2</sup> становить 280...300 °С, що більше  $T_{\text{пл}}$  індію 157 °С, але менше  $T_{\text{пл}}$  CdTe 1067 °С. Але навіть при коефіцієнті дифузії індію в CdTe при 1000 °С  $D = 2 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/с і при  $\tau_{\text{імп}} = 20$  нс або за час релаксації термонапруг  $\tau \approx 200$  нс значення  $l_D = 0,8$  Å та 1,6 Å, відповідно. Ці значення значно менше глибини проникнення індію в CdTe і, відповідно, даний механізм не дає внесок у процес масопереносу.



Загалом масоперенос індію при наносекундному ІЛО з ударною швидкістю деформації ( $\dot{\epsilon} \approx 10^5$  1/с) [3] пояснюється направленим переносом атомів фронтом пружної хвилі з дуже великим градієнтом напруг. При цьому наростання температурного градієнту ( $dT/dt = 10^9 \dots 10^{10}$  град/с,  $dT/dx = 10^7 \dots 10^8$  град/м) відбувається настільки швидко, що тиск, який виник за рахунок теплового розширення поверхневого шару, не встигає вирівнятись з сусіднім шаром речовини плівки. В результаті з'являється хвиля стиску із значним градієнтом, яка поширюється вглиб і модулює коефіцієнт дифузії (збільшення  $D$  на фронті хвилі). При цьому в областях розтягу та стиску значно змінюється  $E_{\text{акт}}$  міжвузлових атомів індію і, відповідно, їх концентрація, що мають у десятки разів меншу енергію активації міграції. Фронт хвилі фактично захоплює міжвузлові атоми індію та переносить їх углиб CdTe – відбувається їх безактиваційна дифузія.

І хоча температура плівки індію з товщиною  $h = 300 - 400$  нм по глибині стає майже однаковою за рахунок електронної теплопровідності вже через час  $t_0 \approx 90-160$  нс від початку імпульсу ( $t_0 \approx 10h^2/a$ , де  $a$  - температуропровідність), значні градієнти температури та тиску стимулюють значну термопластичність та бародифузію, які і зумовлюють великі значення глибини проникнення атомів індію в телурид кадмію.

1. В.А. Янушкевич Критерий возможности образования ударных волн при действии лазерного излучения на поверхность поглощающих конденсированных сред // ФиХОМ. – 1975. – №5, С. 9-11.
2. М.Н. Либенсон, М.Н. Никитин О диффузии атомов пленки в подложку под действием излучения ОКГ // ФиХОМ. – 1973. – № 1, –С. 9-14.
3. Д.С. Герцрикен, В.Ф. Мазанко, В.М. Тышкевич, В.М. Фальченко Массоперенос в металлах при низких температурах в условиях внешних воздействий. – РИО ИМФ, Киев. – 1999.– 436 с.

### **Mass Transfer of Indium in Cadmium Telluride at Nanosecond Laser Irradiation of In-CdTe Structure**

Baidullaeva A., Veleschuk V.P., Vlasenko O.I., Gnatyuk V.A.,  
Dauletmuratov B.K., Levytskyi S.N., Lyashenko O.V., Mozol' P.O.

*V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Mechanisms of In mass transfer in structure In-CdTe at nanosecond laser irradiation are analyzed and it is not explained by laser shock wave distribution or concentration diffusion. The main factor is over-activated diffusion of In in CdTe stimulated by high amplitude elastic wave field during shock high-speed deformation.

## Определение деформаций линий Кикучи с помощью корреляционной функции

Баловсяк С.В., Гарабажив Я.Д., Фодчук И.М.

*Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,  
Черновцы, Украина*

Метод Кикучи, физической основой которого является дифракция электронов, относится к числу наиболее перспективных методов исследования изменений структурного строения кристаллов [1]. Этот метод позволяет определять с достаточно высокой точностью (~0.01%) изменение структурных параметров (периода решетки, неоднородного распределения примесей в отдельных областях зерен и т.д.) и является очень удобным при определении угловой ориентации отдельных кристаллитов поликристаллических образцов.

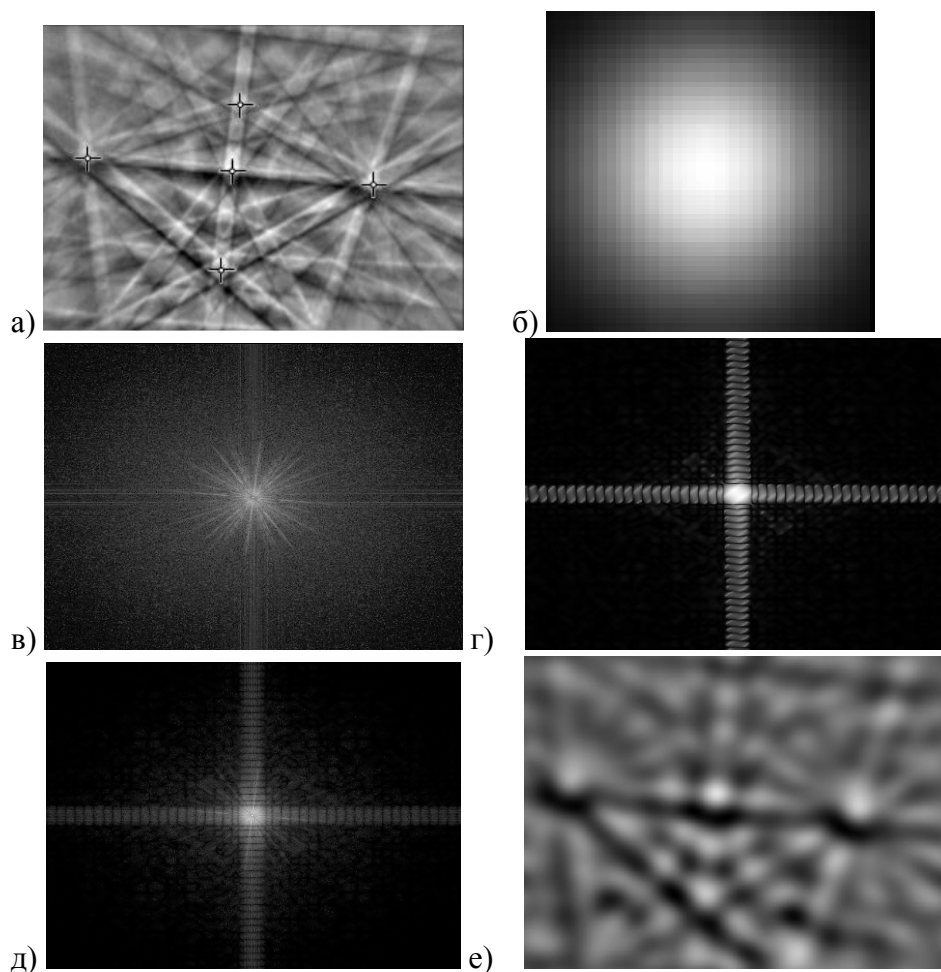
В данной работе предложена новая методика оценки деформации линий Кикучи, позволяющая существенно повысить точность определения параметров, характеризующих структурную однородность кристаллов. Для определения точного положения пересечения линий Кикучи – координат узлов, использована соответствующим образом подобранная корреляционная функция.

Изображения картин Кикучи обрабатывались с помощью программы, созданной в системе MatLab с использованием функций пакета Image Processing Toolbox [2]. При считывании начального изображения  $f(x,y)$  (рис.1а) рассчитывался его двумерный Фурье-образ  $F(u,v)$  (рис.1в). Далее считывалось изображение  $h(x,y)$  (рис.1б), которое описывало распределение интенсивности вокруг пересечений линий Кикучи (узлов). В качестве  $h(x,y)$  использовалась двумерная функция Гаусса, а в случае обработки серий картин Кикучи, полученных для одного образца, – распределение интенсивности вокруг соответствующего узла одной из картин (с учетом краевых эффектов). Для изображения  $h(x,y)$  рассчитывался двумерный Фурье-образ  $H(u,v)$  (рис.1г), а также Фурье-образ для корреляционной функции изображений

$$C(u,v) = F^*(u,v)H(u,v),$$

где  $F^*(u,v)$  – комплексно-сопряженная функция с  $F(u,v)$ .

В результате обратного Фурье-преобразования  $C(u,v)$  (рис.1д) построено изображение корреляционной функции  $c(x,y)$  (рис.1е). Для корреляционной функции  $c(x,y)$  пространственное распределение интенсивности значительно сглажено, поэтому каждому пересечению линий Кикучи соответствует один максимум. Благодаря этому на основании локальных максимумов возможно однозначное определение положений узлов на дифракционных изображениях.



**Рис. 1.** Дифракционные изображения: а) картина Кикучи  $f(x,y)$  ( $560 \times 420$  пикселей) для кристалла искусственного алмаза, маркерами отмечены основные узлы; б) изображение  $h(x,y)$  ( $45 \times 45$  пикселей); в) Фурье-образ изображения  $f(x,y)$ ; г) Фурье-образ изображения  $h(x,y)$ ; д) Фурье-образ  $S(u,v)$ ; е) корреляционная функция  $c(x,y)$ .

1. Bubert H., Jenett H. Surface and Thin Film Analysis. – Wiley-VCH Verlag. – 2002. – 352 p.
2. Гонсалес Р., Вудс Р., Эддинс С. Цифровая обработка изображений в среде MathLab. – М. Техносфера. – 2006. – 616 с.

### **Determination of Kikuchi Lines Transformations by Correlation Function**

*S.V.Balovskyak, Ya.D.Garabaghiv, I.M.Fodchuk*

*Yu. Fed'kovich National Chernivtsi University, Chernivtsi, Ukraine*

In this work determination of Kikuchi lines transformations by correlation function is used, which is efficient for diagnostics of crystals surfaces. The diffraction patterns for crystals of the synthesized diamond are used. The software for calculation of correlation function is created in MatLab.

## Динамічне пірогенне осадження плівок діоксиду кремнію

Бережанський В.М., Новосядлий С.П.

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

Метою дослідження є розробка керованого процесу отримання плівок діоксиду кремнію, в тому числі легованих, на підкладках великого діаметру із заданими електрофізичними параметрами, великою продуктивністю та малою енергоємністю.

Проблема формування шаруватих структур ВІС пов'язана з реалізацією технологій низькотемпературного нанесення функціональних шарів, зокрема нанесення шарів осадженням парів із металоорганічних сполук. Існує декілька способів отримання плівки діоксиду кремнію при досить низьких температурах ( $<500^{\circ}\text{C}$ ). Зокрема із суміші дисилан-закись азоту ( $\text{Si}_2\text{H}_6\text{-N}_2\text{O}$ ). Цей процес проводиться при температурі  $100\text{-}500^{\circ}\text{C}$ , при опроміненні ртутною лампою з довжиною хвилі  $254\text{ нм}$ . Існує також спосіб низькотемпературного осадження діоксиду кремнію із силан-киснево-водневої суміші, яка ініціюється тліючим розрядом. При запалюванні між електродами плазмового розряду по всьому об'єму камери проходить осадження плівки  $\text{SiO}_2$ . Ще один спосіб низькотемпературного осадження діоксиду кремнію – із парової фази, який полягає в тому, що кремнієву підкладку поміщають в кварцевий реактор і осадження плівки  $\text{SiO}_2$  ведуть при температурі біля  $200^{\circ}\text{C}$  під дією випромінення в короткохвильовій області спектра (УФ) із неперервною подачею в реактор суміші моносилан-кисень-азот.

Недоліком даних техпроцесів є дія досить високої енергії до  $5\text{ Вт/см}^2$  і генерація при цьому зарядів у формуючому оксиді, значному підвищенні густини поверхневих станів на межі розділу  $\text{Si-SiO}_2$ . Підвищення температури до  $500^{\circ}\text{C}$  приводить також до перерозподілу домішок у формуючій напівпровідниковій шаруватій структурі за рахунок протікання дифузійних процесів і фотогенерації носіїв за рахунок опромінення ультрафіолетовими променями. До недоліків техпроцесу з використанням тліючого розряду можна віднести дуже низьку продуктивність процесу, яка обумовлена необхідністю отримання дуже глибокого вакууму та обмеженої кількості  $\text{Si}$ -підкладок, які розміщують на електроді, посиленої дії енергії розряду ( $1\text{-}3\text{ Вт/см}^2$ ) на формуючі шари напівпровідникової структури, неможливість отримання плівок діоксиду кремнію з рівномірним контролюючим легуванням, обумовленою різницею швидкостей окислення моносилана та легуючих сполук  $\text{B}$ ,  $\text{P}$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ ,  $\text{As}$  і інших. До недоліків техпроцесу із парової фази можна віднести необхідність використання спеціального джерела неперервного ініціювання процесу осадження, принципову неможливість отримання рівномірних за товщиною плівок  $\text{SiO}_2$  на підкладках великого діаметру

(> 150 мм) внаслідок природної різниці газодинамічних, теплових і хімічних характеристик реакційного потоку по об'єму реактора.

Нами розроблений технологічний процес динамічного пірогенного осадження плівок діоксиду кремнію за допомогою формування самопоширюючого фронту ланцюгової хімічної реакції пірогенного оксидування по гомогенній газовій суміші, яка містить сполуку кремнію  $\text{SiH}_n\text{Cl}_{4-n}$  ( $n=0, 1, 2, 3$ ), воднево-кисневу суміш та легуючі компоненти (фосфин, арсин, диборан, хлористий фосфин, хлористий миш'як, хлористий бор, триметилфосфат, триметилборат) в певних кількостях без зовнішнього підводу тепла до вихідної суміші та підкладок. Ініціювання горіння проводять однократно на початку процесу точковим іскровим розрядом від низьковольтного джерела напруги. Процес пірогенного горіння проводять в кварцевій трубі необхідного діаметра (може бути і інший реактор – полікремнієвий). Кремнієві підкладки розміщують на кварцевий підкладкотримач перпендикулярно осі реактора з заданим проміжком між пластинами. Довжина реактора і кількість підкладок в загрузці визначається вимогами продуктивності технологічного модуля в межах 50÷100 пластин.

Для підвищення якості плівок діоксиду кремнію, покращення його адгезії проводять попередню хімічну обробку підкладок. Потім реактор із завантаженими пластинами вакуумують до певного тиску і включають іскровий розряд. Вздовж осі реактора проходить нанесення плівки  $\text{SiO}_2$  на поверхню кремнієвих підкладок. Час взаємодії фронту пірогенної реакції з поверхнею однієї пластини складає тисячні долі секунди. При цьому можливо отримання плівок  $\text{SiO}_2$  від мономолекулярних шарів до 10÷20 нм. Для отримання більш товстих плівок проводять повторні цикли.

Використання даного технологічного процесу дає можливість створення багатокомпозиційних шаруватих структур (з роздільною здатністю в межах роздільної здатності мономолекулярних шарів), з відсутністю нагріву підкладки та реакційної суміші, що виключає вплив факторів дефектоутворення в плівках та знижує енергетичні затрати.

Впровадження цього процесу дозволить розробити унікально новий технологічний процес отримання шарів діоксиду кремнію, в тому числі легованих, для використання, наприклад в формуванні тримірних структур ВІС та багаторівневих структур, значно підвищити (на порядок) електрофізичні параметри плівок.

### **Dynamical Pyrogenous Deposition Films of Dioxide Silicon**

Berezhansky V., Novosyadly S.

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

A technological process of the dynamic pyrogenous deposition films of dioxide silicon by forming of selfdiffusing front of chain chemical reaction of the pyrogenous oxidizing is investigated.

## Исследование цветовых параметров 3D модели зуба после его восстановления с помощью плазменных покрытий

Бесов А.В.<sup>1</sup>, Долгов Н.А.<sup>2</sup>, Зубрецька Н.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем материаловедения им.И.Н.Францевича  
НАН Украины, Киев, Украина

<sup>2</sup>Институт проблем прочности им.Г.С.Писаренко НАН Украины, Киев, Украина  
<sup>2,3</sup>Киевский национальный университет технологий и дизайна, Киев, Украина

В ортопедической стоматологии при восстановлении зубов для повышения прочности сцепления внешних облицовочных полимерных покрытий используются плазменные покрытия в качестве подслоя [1]. Нанесение покрытий из порошка кобальт-хромового сплава (КХС) проводилось на специально созданной микроплазменной установке «ПЛАСТ» [1]. Плазменные покрытия из КХС имеют характерный серый цвет. При малой толщине внешнего полимерного покрытия плазменный подслоя может снижать белизну зуба.

В работе было исследовано влияние толщины внешнего покрытия на цветовые параметры восстановленного зуба. С помощью программы 3ds max была создана 3D модель зуба (рис.1). В объеме этого зуба был создан объект, имитирующий цвет и текстуру плазменного покрытия 3 нанесенного на металлическую коронку 2 и зуб 1 (рис.2). Исследовалась влияние толщины внешнего облицовочного покрытия 4 из акрилового сополимера на цветовые параметры зуба. Показано, что при толщине покрытия облицовочного покрытия менее 2 мм белизна зуба снижается.

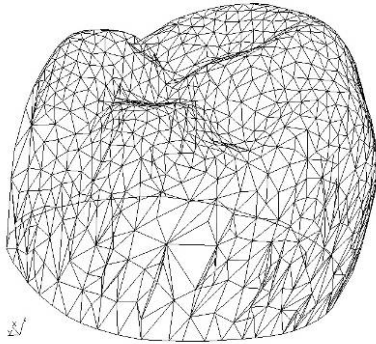


Рис. 1. Каркас зуба

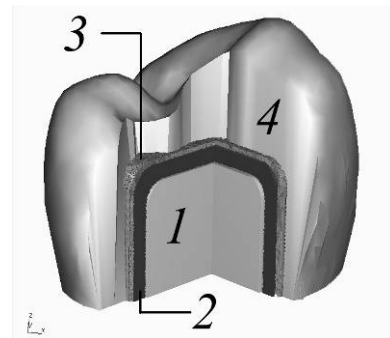


Рис. 2. Сечение 3D модели зуба

1. Бесов А.В., Долгов Н.А. Влияние микрогеометрии поверхности на адгезионные свойства покрытий // Металлофиз. новейшие технол. – 2004. – Т. 26, №10. – С. 1347-1354.
2. Бесов А.В., Зубрецька Н.А., Долгов М.А. Вплив технологічних факторів на адгезійну міцність плазмових покриттів // Процеси механічної обробки в машинобудуванні. Житомир: ЖДТУ. – 2006. – Вип. 3. – С. 3-12.

## **Colour Parameters Study of 3D Tooth Model After Repair of Dens BY Plasma-Sprayed Coating**

Besov A.V.<sup>1</sup>, Dolgov N.A.<sup>2</sup>, Zubretskaya N.A.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, Nat. Ac. Sci. of Ukraine, Kiev, Ukraine*

<sup>2</sup>*Pisarenko Institute for Problems of Strength, Nat. Ac. Sci. of Ukraine, Kiev, Ukraine*

<sup>3</sup>*The Kiev National university of technologies and design, Kiev, Ukraine*

Plasma-sprayed coating was used as bond coat for improved adhesion of top polymer coat of reconstructed tooth in prosthetic dentistry. Spraying of cobalt-chromium alloy coatings was carried out on microplasma equipment. Whiteness loss of top polymer coat due to grey colour of plasma-sprayed underlayer was studied.

## **Изучение люминесцентных свойств пленок оксида алюминия в контакте с электролитом**

Бурлак Г.М., Вилинская Л.Н.

*Одесская государственная академия строительства и архитектуры Одесса, Украина*

Известно [1], что пленки  $Al_2O_3$  обладают люминесцентными свойствами в контакте с электролитом. С целью проверки, что наблюдаемое свечение возникает в приповерхностной области люминофора, изучались особенности спектра возникающего свечения в сравнении со спектром электролюминесценции.

В качестве люминофоров использовались пленки  $Al_2O_3$  толщиной 50 мкм, полученные методом электролитического оксидирования алюминиевой фольги в 0.5% водном растворе щавелевой кислоты в течении 30 минут на переменном напряжении величиной 70 В. Спектры электролюминесценции (ЭЛ) и люминесценции, возбуждаемой ионами электролита (ЛВИЭ) регистрировались при комнатной температуре в спектральной области от 400 до 600нм.

Установлено наличие в спектре ЛВИЭ четырех полос с максимумами, расположенными около 410, 460, 530 и 580 нм. В спектре ЭЛ наблюдаются две полосы с максимумами, расположенными около 470 и 530 нм. По-видимому, полоса около 530 нм для ЛВИЭ является основной. Полоса при 580 нм наблюдается в спектрах ЛВИЭ независимо от того, в каком электролите проводились измерения и не возникает при электролюминесценции. Эта дополнительная полоса, по нашему мнению, обусловлена центрами «биографического» происхождения, содержащимися в том или ином количестве в люминофоре, но не проявляющимися в данном образце при других видах люминесценции, кроме люминесценции, возбуждаемой ионами электролита.

Показано, что появление полосы около 410 нм существенно зависит от свойств электролита, в контакте с которым находится пленка  $Al_2O_3$ . Появление этой полосы можно объяснить возникновением на поверхности пленки хемосорбционных центров свечения, обусловленных адсорбцией ионов электролита, в контакте с которым наблюдается ЛВИЭ.

Наблюдаемая полоса в спектрах ЛВИЭ около 460 нм очевидно связана с каталитической активностью оксидной пленки и объясняется реакцией, протекающей при рекомбинации радикалов Н и ОН на поверхности пленки.

Приведенные результаты свидетельствуют в пользу того, что наблюдаемое свечение оксидной пленки алюминия, погруженной в электролит, обусловлено процессами, происходящими, в основном, на ее поверхности. Это позволяет использовать эти пленки в качестве люминесцентных сенсоров.

1. Бурлак Г.М., Вилинская Л.Н. Влияние перекиси водорода на интенсивность люминесценции полупроводниковых пленок // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2008. – №4. – С.53-55.

### **The Investigation of Luminescence of Oxide Aluminium Films in Contact with Electrolyte**

Byrlak G., Vilinskaya L.

*Odessa. Building and Architecture State Academy, Odessa, Ukraine*

The results of experimental studying luminescent properties of oxide aluminum films in contact with electrolyte are presented. The opportunity of creation of luminescent sensors on basis these films is shown.

The problem connected with the influence of the reflection of the radiation on the process of the laser-induced deposition of the refractory metals from gas phase on the dielectric substrate is considered. The mathematical model of the above mentioned process, and the numerical analytical method of evaluation are proposed.

### **Математическое моделирование влияния оптических факторов на процесс лазерно-индуцированного осаждения тугоплавких металлов из газовой фазы на диэлектрическую подложку.**

Величко Е.В., Недоля А.В., Титов И.Н.

*Запорожский национальный университет, Запорожье, Украина*

Структуры, полученные путем лазерно-индуцированного осаждения тугоплавких металлов из газовой фазы, нашли широкое применение в микроэлектронике [1]. При их изготовлении возникает проблема



получения наперед заданной формы поверхности осадка. Первым этапом ее решения является построение математической модели, учитывающей все существенные факторы. Некоторые такие модели и результаты расчетов, выполненных в их рамках, приведены в работах [2,3]. Анализ этих и других публикаций показал, что предложенные ранее модели не учитывают влияние оптических факторов: изменения отражательной способности поверхности осадка в процессе осаждения, поглощение энергии лазерного излучения приповерхностной плазмой, и других. Из результатов экспериментальных работ [4,5] следует, что указанные выше факторы существенно влияют на формообразование осадка, и, следовательно, они должны быть учтены и в теоретической модели. В данной работе строится такая модель, учитывающая зависимость отражательной способности материала осадка от геометрии его поверхности. Данная работа является продолжением исследований авторов, начатых в [6].

Модель включает в себя стационарное нелинейное уравнение теплопроводности относительно температуры осадка и граничные условия. Нелинейность уравнения вызвана учетом зависимости коэффициента теплопроводности осаждающегося вещества от его температуры. Температура нижней и боковой поверхностей осадка равна температуре окружающей газовой среды. Величина теплового потока на поверхности осаждающегося вещества равна разности двух потоков: потока, вызванного действием лазерного излучения с учетом отражения, и потока, вызванного конвективным теплообменом.

Полагаем, что лазерное излучение имеет круговую поляризацию, и, следовательно, коэффициент отражения вычисляется по формуле [7]

$$R(\varphi) = \frac{1}{2} \left( \left| \frac{\cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \right|^2 + \left| \frac{n^2 \cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{n^2 \cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \right|^2 \right),$$

где  $n$  - комплексный показатель преломления материала осадка,  $\varphi$  - угол падения лазерного излучения в данной точке поверхности осадка.

Путем перехода к новой переменной удалось линеаризовать дифференциальное уравнение, после чего приближенное решение искалось в виде линейной комбинации произведений функций Бесселя и гиперболических функций. Из граничных условий получена нелинейная система алгебраических уравнений относительно коэффициентов линейной комбинации, которая решалась численно.

В рамках данной модели проводились расчеты для случая осаждения частиц вольфрама и молибдена из их гексахлоридов (гексафторидов) в среде водорода в качестве буферного газа. В докладе будут приведены полученные графики, проведено сравнение с результатами расчетов в рамках других моделей и сделан вывод о погрешности, которая получается

при пренебрежении отражением лазерного излучения от поверхности осадка.

1. В.Ю. Киреев, А.В. Столяров. Технологии микроэлектроники. Химическое осаждение из газовой фазы. М.: Техносфера, 2006, 192 с.
2. Н.А. Кириченко // Изв. АН СССР, серия физическая, Т. 55, № 7, 1991, с. 1333 - 1342.
3. Н.А. Кириченко, Е.Г. Николаева // Квантовая электроника, Т. 24, № 3, 1997, с. 260 – 264.
4. В.В. Тесленко // Изв. АН СССР Неорганические материалы, Т. 25, №10, 1989, с. 1653 - 1656.
5. В.В. Тесленко // Успехи химии, Т. 59, №2, 1990 с. 177 – 196.
6. И.Г. Величко, А.В. Недоля, И.Н. Титов, С.И. Гоменюк // Металлофиз. новейшие технол., Т. 30, №7, 2008, с. 999 – 1007.
7. О.Б. Ковалев, А.М. Оришич, В.М. Фомин, В.Б. Шулятьев // Прикладная механика и техническая физика, Т. 42, №6, 2001, с. 106 – 116.

**The mathematical modeling of the influence of the optical factors on the process of the laser-induced deposition of the refractory metals from gas phase on the dielectric substrate.**

Velichko H.V., Nedolya A.V., Titov I.N.

*Zaporizhzhya National University, Zaporizhzhya, Ukraine*

The problem connected with the influence of the reflection of the radiation on the process of the laser-induced deposition of the refractory metals from gas phase on the dielectric substrate is considered. The mathematical model of the above mentioned process, and the numerical analytical method of evaluation are proposed.

**Фазовые переходы в пленке  $(\text{BiSmLu})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  вблизи температуры компенсации**

Войтенко А.П., Клевец Ф.Н., Фридман Ю.А., Шапошников А.Н.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина*

Висмут-содержащие монокристаллические пленки ферритов-гранатов (Bi-МПФГ), выращиваемые методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава, находят применение в устройствах термомагнитной записи (ТМЗ) информации. Запись информации в таких пленках производится либо при температурах вблизи температуры Кюри, либо в точке компенсации магнитного момента. В последнем случае используются пленки компенсационных составов, в которых значение температуры компенсации выше комнатной.

Bi-МПФГ состава  $(\text{BiSmLu})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  толщиной 3-6 мкм выращивались на подложках  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (ГГГ) ориентации (111) из переохлажденного раствора-расплава. Для проведения измерений свойств по толщине Bi-МПФГ проводили их послойное травление ионами аргона с энергией 2 кэВ при токе пучка 120 мА. После каждого шага ионного травления измеряли магнитооптические петли гистерезиса (МОПГ) с помощью магнитополяриметра на эффекте Фарадея. По МОПГ определяли коэрцитивную силу  $H_c$ , удельное фарадеевское вращение  $\Theta_F$ , температуру компенсации магнитного момента  $T_{comp}$  и температуру Кюри  $T_c$ .

При сканировании свойств пленки по толщине выяснилось, что они обладают целым рядом необычных локальных свойств. Так, при изменении направления и величины внешнего магнитного поля, при постоянной температуре вблизи  $T_{comp}$  (в точке с толщиной пленки  $\sim 1\mu\text{м}$ ) пленка испытывает переориентационный фазовый переход, связанный с изменением направления интегральной намагниченности системы, при изменении величины и направления внешнего магнитного поля. Обычно, такого рода переходы трактуются как переход из антиферромагнитной (АФМ) в спин-флоп (СФ) фазу. Целью данной работы является исследование данного фазового перехода.

В качестве рассматриваемой модели выберем двухподрешеточный АФМ, одну подрешетку (А-подрешетку) которого образуют ионы  $\text{Fe}^{2+}$  со спином  $s=1$ , а вторую (В-подрешетку) – ионы  $\text{Fe}^{3+}$ , со спином  $S=\frac{3}{2}$ . Поскольку система находится вблизи температуры компенсации будем считать, что спин магнитного иона в В-подрешетке близок к величине спина в А-подрешетке, т.е.  $S \approx 1 + \Delta$ , где  $\Delta = \Delta(H, T) < 1$ . Гамильтониан такой системы можно представить в виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n_1, n_1'} J_1 (n_1 - n_1') \vec{S}_{n_1} \vec{S}_{n_1'} - \frac{1}{2} \sum_{n_2, n_2'} J_2 (n_2 - n_2') \vec{s}_{n_2} \vec{s}_{n_2'} - \frac{1}{2} \sum_{n_1, n_2} J_3 (n_1 - n_2) \vec{S}_{n_1} \vec{s}_{n_2} - \\ - \frac{\beta_1}{2} \sum_{n_1} (S_{n_1}^z)^2 - \frac{\beta_2}{2} \sum_{n_2} (s_{n_2}^z)^2 + \frac{\beta_3}{2} \sum_{n_1, n_2} \left[ (S_{n_1}^z)^2 + (s_{n_2}^z)^2 \right] - H \sum_{n_1, n_2} [S_{n_1}^z + s_{n_2}^z],$$

где  $J_1, J_2$  - константы обменного взаимодействия подрешеток В и А соответственно;  $J_3$  - константа межподрешеточного обменного взаимодействия;  $S_{n_1}^i$  -  $i$ -я компонента спинового оператора подрешетки В;  $s_{n_2}^j$  -  $j$ -я компонента спинового оператора подрешетки А;  $\beta_1, \beta_2$  - константы одноионной анизотропии подрешеток В и А, соответственно;  $\beta_3$  - константа одноионной анизотропии типа «легкая плоскость», наличие которой обусловлено учетом магнитодипольного взаимодействия;  $H$  - магнитное поле.

Используя технику операторов Хаббарда, удается получить спектр элементарных возбуждений системы в длинноволновом приближении:

$$\varepsilon_1^2(k) = \left[ \frac{3}{2} \mu_1 k^2 - \sqrt{\frac{3}{2}} \mu_3 k^2 Q + H + \left( \Delta - \frac{1}{2} \right) J_1(0) + \beta_1 - \beta_3 + \frac{1}{2} J_3(0) + \sqrt{\frac{3}{2}} J_3(0) Q \right] \times \\ \times \left[ \frac{3}{2} \mu_1 k^2 + \sqrt{\frac{3}{2}} \mu_3 k^2 Q + H + \left( \Delta - \frac{1}{2} \right) J_1(0) + \beta_1 - \beta_3 + \frac{1}{2} J_3(0) - \sqrt{\frac{3}{2}} J_3(0) Q \right],$$

$$\text{где } Q = \sqrt{\frac{H + \beta_1 - \beta_3 + \left( \Delta - \frac{1}{2} \right) J_1(0) + \frac{1}{2} J_3(0)}{H + \frac{1}{2} \beta_2 - \frac{1}{2} \beta_3 + \frac{(\Delta + 1)}{2} J_3(0)}}$$

Из обращения в ноль щели в спектре магнонов можно определить поле перехода, значение которого хорошо согласуется с экспериментальными данными (~1,4кЭ). Проведенные исследования показывают, что, в рассматриваемой системе имеет место фазовый переход первого рода, связанный с изменением направления интегральной намагниченности системы при изменении величины и направления внешнего магнитного поля. Необходимо отметить, что этот переход происходит скачком, а, следовательно, спин-флоп (СФ) фаза не реализуется.

### **Phase Transitions in (BiSmLu)<sub>3</sub>(FeGaAl)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> Film Near the Compensation Temperature**

Voytenko A.P., Klevets Ph.N., Fridman Yu.A., Shaposhnikov A.N.

*V.I. Vernadskiy Taurida national university, Simferopol, Ukraine*

Monocrystal (BiSmLu)<sub>3</sub>(FeGaAl)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> films of 3-5 μm thickness were investigated experimentally near the compensation point. The theoretical model describing the observed phenomena is in good agreement with the experimental data.

### **Численный метод определения оптических констант и толщины тонких пленок.**

Овчаренко А.П.<sup>1</sup>, Зионг Тхи Нью Чань<sup>1</sup>, Ракитин И.И.<sup>1</sup>, Гаман Д.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Харьковский Национальный университет им.В.Н.Каразина, Харків, Україна*

<sup>2</sup>*Национальный технический университет*

*«Харьковский политехнический институт», Харків, Україна*

В современной физике и технологии тонких полупроводниковых и диэлектрических пленок и пленочных устройств часто требуется знание их оптических констант  $n$  и  $k$  и толщины пленки  $t$ . Известные спектрофотометрические методики разработаны для случаев, когда в

исследуемом спектре пропускания пленок укладывается большое число (7 - 10) интерференционных максимумов. Проведение измерений и получение результатов при этом требуют значительного времени. В настоящей работе рассмотрена методика определения параметров тонких пленок по измеренным спектрам пропускания для меньших (практически произвольных) толщин при одновременном уменьшении времени измерений. Это особенно важно при исследовании светочувствительных слоев, исследовании температурных зависимостей и т.д.

Во-первых, нами была составлена по известным точным формулам специальная программа для расчета спектральных зависимостей пропускания пленок. Особенностью программы является возможность представления всех оптических констант (в том числе и обрамляющих сред) в виде дисперсионных формул. Вид этих формул для конкретного исследуемого вещества пленки выбирается из физических соображений. Коэффициенты в этих формулах, а также толщина слоя подлежат нахождению численными методами путем минимизации соответствующего функционала. Параметры подложки обычно известны из справочных данных либо должны быть определены отдельно.

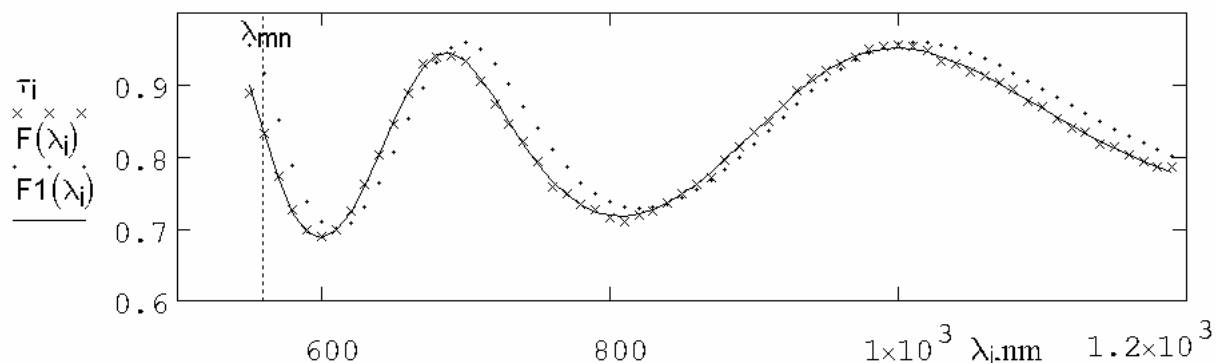
Второй частью работы была отработка экспресс методики определения оптических констант и толщины тонких пленок, с помощью которой можно в процессе, например, облучения контролировать изменение состояния пленки. Решались задачи определения минимально допустимого числа измерений и возможной минимизации спектральной области, в которой необходимо провести измерения для получения надежных результатов.

Для проведения экспериментов на стеклянную подложку в вакуумной установке ВУП-5 осаждались пленки сернистого цинка либо трисульфида мышьяка. Спектральные зависимости пропускания измерялись с помощью спектрофотометра СФ-5. Облучение светочувствительных пленок для уменьшения влияния интерференционных эффектов на распределение констант внутри пленки производилось синим светодиодом.

Для значительного влияния на характеристики пленки. Затем измерялась спектральная зависимость пропускания полученного образца и полученные данные вводились в ПЭВМ.

Для выяснения минимально необходимого количества измерений для расчетов была проведена обработка различного количества точек (от максимального до 15) во всем интервале длин волн. На кривой пропускания было 4 экстремума. Для такого образца разброс полученных значений толщины находился в пределах 1 нм, а значений  $n$  в пределах 0.05. При разумных начальных приближениях, полученных, например, путем полного проведения измерений и расчетов для свежеприготовленной

пленки, для экспресс – анализа состояния пленки в процессе облучения оказалось достаточным иметь 17-20 точек.



На рисунке показаны измеренная спектральная зависимость пропускания,  $\tau$  - (x), начальное приближение  $F(\lambda)$  – точки и найденное решение  $F1(\lambda)$  – линия;  $\lambda_{mn}$  – коротковолновая граница расчетного диапазона.

Уменьшение спектрального диапазона, используемого для расчетов (путем увеличения  $\lambda_{mn}$ ) показало, что для получения надежных результатов достаточно использовать спектральный диапазон, содержащий два экстремума, а при наличии “хороших” начальных приближений можно ограничиться измерениями в окрестности одного экстремума.

### The Numerical Method of the Determination of the Optical Constants and Thicknesses Thin Films

Ovcharenko A. P.<sup>1</sup>, Duong Thi Nhu Tranh<sup>1</sup>, Rakitin I.I.<sup>1</sup>, Gaman D.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>V.N.Karazin Kharkov National University, Kharkiv, Ukraine

<sup>2</sup>National Technical University "Kharkov polytechnic institute", Kharkiv, Ukraine

The new numerical algorithm of the finding of the optical constants and thicknesses thin film are considered. Possibility of the reduction is shown as numbers measured point, so and spectral range.

### Преабляционный перегрев расплава GaAs при наносекундном лазерном воздействии

Гацкевич Е.И., Ивлев Г.Д., Малевич В.Л.

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Монокристаллические пластины GaAs подвергались воздействию импульсов излучения рубинового лазера ( $\tau = 80$  нс,  $\lambda = 0,69$  мкм). Пороговая плотность энергии, при которых достигается плавление поверхности монокристалла GaAs, в условиях эксперимента составляет  $0,3$  Дж/см<sup>2</sup>. Данные о пиковой температуре поверхности расплава были получены методом оптической пирометрии. Тепловое излучение, испускаемое нагреваемой зоной, детектировалось в спектральном интервале  $0,48-0,55$  мкм на эффективной длине волны  $0,53$  мкм.

Пирометрическая система датчик-осциллограф градуировалась по температуре поверхности Si на стадии эпитаксиальной кристаллизации расплавленного слоя [1].

Согласно полученным данным пиковая температура поверхности расплава по мере увеличения плотности энергии облучения  $W$  от 0,8 до 1,8 Дж/см<sup>2</sup> почти монотонно повышается от 1600 К (что примерно на 100 К выше равновесной точки плавления GaAs) до 2200 К. При этом наблюдается возрастающее по мере увеличения  $W$  разрушение (исходно гладкой) поверхности образца вследствие преимущественного испарения мышьяка. Достижимая при плотностях энергии выше 2 Дж/см<sup>2</sup> абляция GaAs сопровождается значительным скачком яркостной температуры облучаемой зоны (до 4000 К при  $W = 2,7$  Дж/см<sup>2</sup>) вследствие образования эрозионной плазмы и генерацией при этом ударной волны в окружающей воздушной атмосфере. Полученные в исследованном диапазоне изменения  $W$  значения пиковой температуры расплава в преабляционной ситуации указывают на значительный (более 2000 К) перегрев жидкой фазы GaAs относительно равновесной точки плавления монокристалла, составляющей 1510 К.

*Работа выполнена при поддержке БРФФИ по проекту Ф08Р-174.*

1. Ivlev G.D., Gatskevich E.I. Solidification temperature of silicon surface layer melted by pulsed laser irradiation // Appl. Surf. Sci. – 1999. – Vol. 143. – P. 265-271.

### **Pre-ablation Overheating of GaAs Melt Under Nanosecond Laser Influence**

Gatskevich E.I., Ivlev G.D., Malevich V.L.

*Institute of Physics NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

Under the conditions of laser irradiation of GaAs crystal with energy density slightly lower than ablation threshold, the measured data about peak temperatures of GaAs molten layer show the significant overheating (more than 2000 K) relative to equilibrium melting point.

### **Дослідження впливу власних та домішкових дефектів на оптичні властивості титанату стронцію**

Горбенко Г.М.

*Класичний приватний університет, Запоріжжя, Україна*

Сполуки перовскітів мають унікальні електричні, оптичні та механічні властивості. Це зумовлює їх широке застосування в лазерній техніці та напівпровідниковій електроніці тонких плівок, для яких суттєвим є можливість варіювання параметрами матеріалів. В даній роботі

досліджено вплив ізовалентної домішки хрому та вакансій кисню на кристалічну структуру та оптичні властивості титанату стронцію.

Дослідження виконано комп'ютерним моделюванням методами квантової хімії. Розрахунки виконувались для декількох моделей  $\text{SrTiO}_3$ : з ідеальною кристалічною структурою, кисневою вакансією та ізовалентною домішкою хрому. Геометричну оптимізацію цих структур виконано з використанням як пакета MOPAC2007 методом PM6 [1], що містить параметри для атомів титана і стронцію, так і методом Хартрі-Фока в пакеті GAMESS. Z-матриця формувалася таким чином, що частина координат атомів залишалася фіксованими, а частина одержувала можливість зміщатися до досягнення мінімуму енергії. Для кожної зі структур у пакеті GAMESS [2] методом комбінаційної взаємодії (CI) були розраховані спектри оптичного поглинання в області 200-900 нм.

Було встановлено:

- внесення домішки хрому веде до модифікації кристалічної ґратки, тому що іонний радіус хрому більший за радіус титану, який він заміщує, і необхідна компенсація утворюється за рахунок вакансій кисню;
- заміщення одного атома титана атомом хрому в бездефектній моделі кристалічних ґраток приводить до зміни інтенсивностей найбільш виражених ліній з незначним їхнім зсувом у спектрі;
- геометрична реконструкція, обумовлена уведенням вакансії кисню в модель кристалічних ґрат викликає значний ріст числа ліній у спектрі досліджуваного діапазону, і так само зміну інтенсивностей основних ліній, властивих бездефектній моделі.

У доповіді показана послідовність проведених розрахунків, що дозволяє зробити приведені вище висновки, і обговорюються можливі передумови дефектоутворення і їхній вплив на спектр поглинання.

1. Stewart, J. J. P. (2004). J. Phys. Chem. Ref. Data. – Т.33, №3. P. 713-724.
2. "Advances in electronic structure theory: GAMESS a decade later" M.S.Gordon, M.W.Schmidt pp. 1167-1189, in "Theory and Applications of Computational Chemistry: the first forty years" C.E.Dykstra, G.Frenking, K.S.Kim, G.E.Scuseria (editors), Elsevier, Amsterdam, 2005.

### **Study of influence of intrinsic and impurity defects on the optical properties of strontium titanate**

Gorbenko G.N.

*Classical Private University, Zaporozhye, Ukraine*

The crystal structure and absorption spectrum both pure and with defects strontium titanate have been simulated by quantum-chemical calculations. The semiempirical PM6 method of MOPAC2007 package and ab-initio methods in GAMESS realization were applied. The crystal structure geometry optimization  $\text{SrTiO}_3$  were performed with both MOPAC2007 and



GAMESS. The absorption spectrums and electronics structures have been obtained as results of GAMESS calculations only. Caused by the intrinsic and impurity defects forming the crystal structure deformation and following changes in absorption spectrum have been established.

### **Кінетичне вивчення взаємодії та розподілу в неоднорідних тонкоплівкових структурах на основі $\text{Ge}_{40}(\text{S,Se})_{60} + \text{In}$**

Горват Г.Т.<sup>1</sup>, Лоя В.Ю.<sup>2</sup>, Крафчик С.С.<sup>2</sup>, Соломон А.М.<sup>2</sup>, Миголинець І.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

<sup>2</sup>Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Халькогенідні стекла привертають до себе увагу завдяки їхньому потенціальному застосуванню в різних приладах твердотільної електроніки. Домішкові ефекти в них є важливою ланкою у виготовленні склоподібних напівпровідників, і в останню декаду стали цікавими в якості основних матеріалів для сенсорних волоконних світловодів. Ми вибрали модифікатором In так, як він добре взаємодіє з халькогенідами(S,Se) внаслідок чого можливе зміна фізичних властивостей у структурах  $\text{Ge}_{40}(\text{S,Se})_{60} + \text{In}$ . Вивчення взаємозв'язку атомної структури та фізичних властивостей модифікованих халькогенідних склоподібних напівпровідників, а також закономірностей їх змін при переходах аморфний стан – кристалічний є необхідним для вирішення ряду проблем фізики неупорядкованого стану і прогнозування їх застосування в мікро – та наноелектроніці.

Диференціально-термічним аналізом в режимах нагрівання-охолодження досліджено взаємодію в системі сплавів  $\text{Ge}_{40}(\text{S,Se})_{60}$  (матриця) і модифікатор–In (3,5,8 і 10 мас.%). Модифіковані системи утворювалися додаванням In до матриці  $\text{Ge}_{40}\text{S}_{60}$  в концентраціях (3, 5, 8 та 10) мас.%. Дані дослідження показали, що при невеликих концентраціях модифікатора (3, 5 мас. % In) внаслідок взаємодії проходить утворення однієї фази, а при концентраціях модифікатора 8 і 10 мас.% - двох новоутворених фаз, причому взаємодія між матрицею і модифікатором більш чітко проявляється для системи  $\text{Ge}_{40}\text{Se}_{60} + \text{In}$ . Результати ДТА показали, що склаування і кристалізація стекел залежать від швидкості нагрівання і від складу сплаву.

Отримані рентгенодифрактограми кожної новоутвореної модифікованої структури після нагрівання до 1073К та охолодження у режимі виключеної печі. При додаванні до  $\text{Ge}_{40}\text{S}_{60}$  In у невеликих кількостях (до 5%), практично не спостерігається кристалізація. Таким чином можна стверджувати, що введення невеликої кількості In стимулює утворення речовини в склоподібному стані. При введенні In у більших кількостях починає проходити ефективна кристалізація та утворення нових

фаз. Проходить ефективна кристалізація фаз GeS та GeS<sub>2</sub>, а також проявляються сліди новоутворюваної у кристалічному стані сполуки In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. Слід зауважити, що утворення нових фаз і в першу чергу утворення сполуки In<sub>2</sub>S<sub>3</sub> ефективніше проходить при збільшенні вмісту модифікатора у матриці.

### **Kinetic studies of their interaction and allocation in of inhomogeneous thin-film structures on basis of the Ge<sub>40</sub>(S,Se)<sub>60</sub>+In**

Horvat G.T.<sup>1</sup>, Loya V.Yu.<sup>2</sup>, Krafchuk S.S.<sup>2</sup>, Solomon A.M.<sup>2</sup>, Myholynet I.M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Uzhgorod National University, Ukraine*

<sup>2</sup> *Institute of Electron Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci., Uzhgorod, Ukraine*

The influence of different-nature modifiers on the technological conditions of production of inhomogeneous thin-film structures based of the Ge<sub>40</sub>(S,Se)<sub>60</sub> investigated. It has been found that introduction of modifiers results in their interaction with the matrix and formation of new nano-sized phases dependent of the modifier type and concentration.

### **Структура пленок Cu-In-Se переменного состава, приготовленных методом Векшинского**

Григоров С.Н., Таран А.В.

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

Перспективными материалами для создания нового поколения тонкопленочных солнечных элементов признаны полупроводниковое соединение CuInSe<sub>2</sub> (α-CIS) и твердые растворы на его основе [1]. Достоинствами солнечных элементов на базе α-CIS являются стабильность и высокий коэффициент поглощения. Наиболее совершенные пленки α-CIS были выращены путем соиспарения элементов [2]. Однако этот метод требует сложной технологии контроля состава пара испаряемых веществ и применения высокой температуры подложки (550°C).

С целью исследования процессов формирования структуры пленок CuInSe<sub>2</sub> при низкой температуре подложки были приготовлены трехкомпонентные пленки Cu-In-Se переменного состава по методу Векшинского [3,4] (одновременное испарение Cu и In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> из отдельных источников и конденсация молекулярных пучков на протяженной подложке). Метод позволяет в горизонтальной плоскости «развернуть» весь набор фаз, принадлежащих системе Cu-In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, и проследить закономерности их формирования.

Пленки Cu-In-Se препарировались в вакуумной установке ВУП-5 при разрежении  $5 \cdot 10^{-3}$  Па на поверхности скола (001) кристаллов KCl, нагретых до температуры 400°C.

Структура пленок исследовалась на просвечивающем электронном микроскопе ПЭМ-125К.

На рис.1,а-г представлены электронограммы от четырех зон пленки Cu-In-Se переменного состава, которые четко отличались одна от другой по цвету. По этим электронограммам было установлено, как изменяется фазовый состав пленки Cu-In-Se от зоны к зоне. Так, первая зона (рис.1,а) – область сосуществования двух фаз:  $\text{CuInSe}_2$  ( $\alpha$ -CIS)+ $\text{CuIn}_3\text{Se}_5$  ( $\beta$ -CIS). Вторая зона (рис.1,б) – область существования  $\beta$ -фазы. В третьей и четвертой зонах (рис.1,в,г) установлены три фазы:  $\beta$ -CIS+ $\text{CuIn}_5\text{Se}_8$  ( $\gamma$ -CIS)+ $\text{In}_4\text{Se}_3$ . Все фазы соответствуют псевдобинарной диаграмме состояния  $\text{Cu}_2\text{Se} - \text{In}_2\text{Se}_3$ . Соединение  $\text{In}_4\text{Se}_3$ , возможно, формируется вследствие недостатка селена в пленке для образования соединения  $\text{In}_2\text{Se}_3$ .

Исследована структура пленок. В пленке ( $\alpha + \beta$ ) CIS кристаллики состоят из когерентно сопряженных по плоскостям (112) тетрагональной решетки пластинок  $\alpha$ - и  $\beta$ -CIS в двойниковой позиции. В пленке  $\beta$ -CIS кристаллики состоят из пластинок микродвойников. Установлено существование антифазных границ в кристалликах  $\beta$ -CIS по плоскостям (100) и (010).

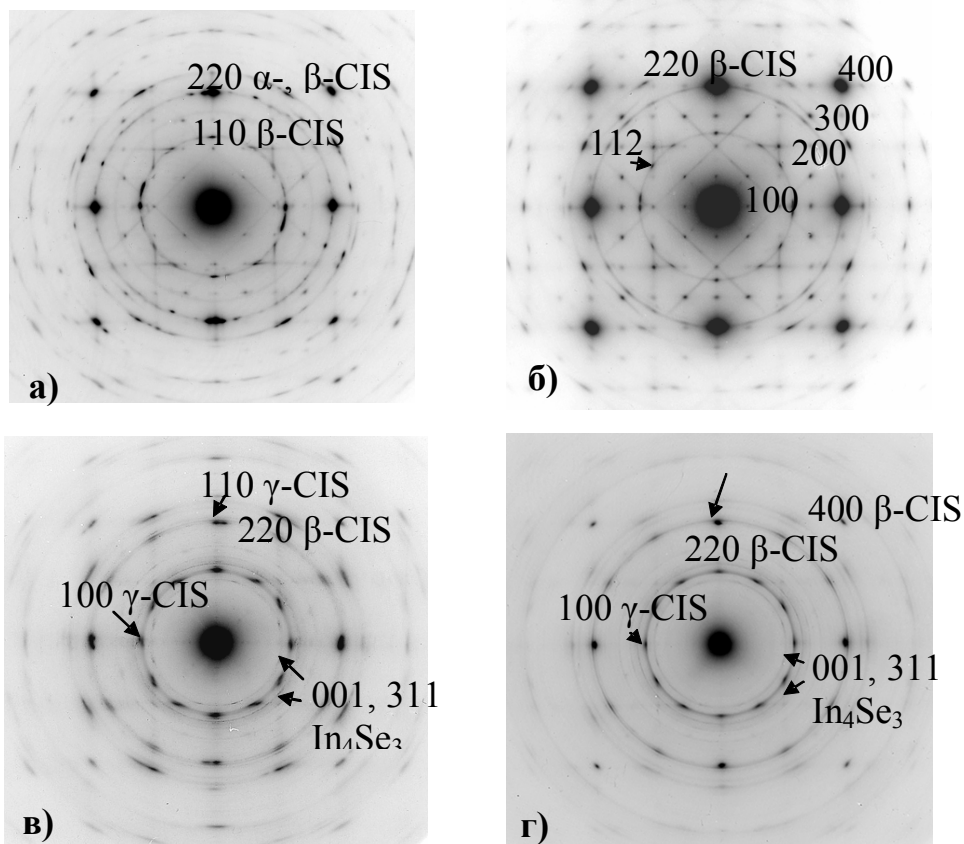


Рис. 1. Электронограммы от четырех зон пленки Cu-In-Se

1. H.W. Schock et. al // J. Appl. Surf. Sc., – 1996. – 92. – С. 606-616.
2. S. Jianyun, W.K.Kim et.al // J.Rare Metals., – 2006. – Т. 25, №5. – С. 481-487.
3. Векшинский С.А. Новый метод металлографического исследования сплавов. – Гостехиздат, М. – 1944. – 252 с.
4. Гладких Н.Т., Чижик С.П., Ларин В.И., Григорьева Л.К., Сухов В.Н. // ДАН СССР. – Т. 280, №4. – 1985. – С. 858-861.

**Structure of Cu-In-Se Thin Films of Variable Composition Prepared by Vekchinsky Method**

Grigorov S.N., Taran A.V.

*National Technical University “Kharkov Polytechnical Institute”,  
Kharkiv, Ukraine*

TEM investigation of Cu-In-Se thin films of variable composition obtained by Vekchinsky method has been carried out. It was revealed that  $\alpha$ -,  $\beta$ -CIS crystallites contained microtwins along (112) planes and  $\beta$ -CIS crystallites have antiphase boundaries along (100) and (010) planes.

**Оптичні властивості об’ємних зразків і тонких плівок напівпровідникових сполук  $As_2S_3$  та  $As_2Se_3$**

Губанова А.О.<sup>1</sup>, Криськов Ц.А.<sup>1</sup>, Люба Т.С.<sup>1</sup>, Мешалкін О.Ю.<sup>3</sup>,  
Рачковський О.М.<sup>1</sup>, Стронський О.В.<sup>2</sup>, Трідух Г.М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Кам’янець-Подільський національний університет ім. Івана Огієнка,  
Кам’янець-Подільський, Україна*

<sup>2</sup>*Інститут фізики напівпровідників НАН України, Київ, Україна*

<sup>3</sup>*Інститут прикладної фізики АН Молдови, Кишинів, Молдова*

Скловидні халькогенідні напівпровідники  $As_2S_3$  та  $As_2Se_3$  вивчаються як активні елементи пристроїв оптоелектроніки [1,2] завдяки їх перспективності для створення елементів оптичної пам’яті, дифракційних ґраток надвисокої щільності, оптичних волокон, покриттів для отримання

голографічних зображень, захисту поверхонь напівпровідників від деградації тощо.

Синтез сполуки здійснено безпосереднім сплавленням речовин стехіометричного складу у вакуумованих кварцових ампулах з примусовим

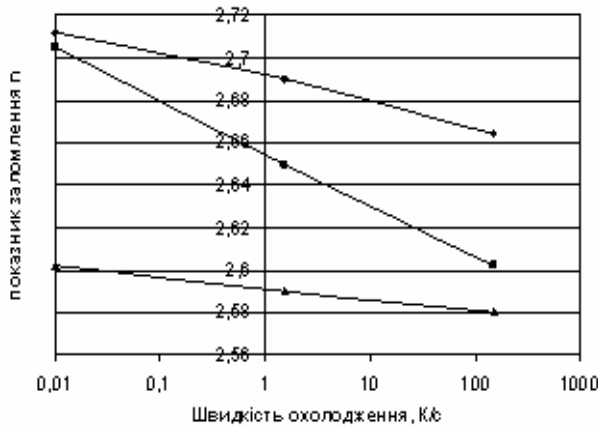
**Таблиця**

Показники заломлення та ширина забороненої зони об’ємних зразків

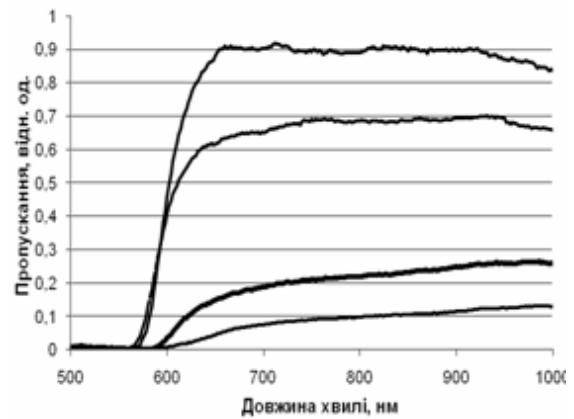
Сполука	n	$E_g$ , eV
$As_2S_3$	2,594...2,598	2,196
$As_2S_3:Zn$	2,586...2,589	2,136
$As_2S_3:NH_4Cl$	2,582...2,585	2,19
$As_2S_3:CdI_2$	2,6...2,613	2,1

перемішування та хімічним транспортом у замкнених системах. Хімічний склад синтезованих сполук досліджували методом дисперсійного рентгенівського аналізу [3]. Для досліджень готували об'ємні зразки механічною та хімічною обробкою, а також тонкі плівки методом термічного напилення. Показник заломлення та інші оптичні параметри досліджували методами еліпсометрії та вимірюванням спектрів пропускання у видимій та інфрачервоній областях [4]. Залежність показника заломлення об'ємних зразків від технологічних умов показана на рис. 1, а його числові значення і ширина забороненої зони легованих сполук наведені у таблиці.

Числові значення основних параметрів і спектри пропускання для об'ємних та плівкових зразків, отриманих термічним напиленням, ідентичні. Проте, якщо плівки готувати методом пульверизації, то значення показника заломлення зменшується пропорційно зменшенню концентрації розчину.



**Рис. 1.** Залежність показника заломлення умов синтезу  $As_2S_3$ .



**Рис. 2.** Спектри пропускання об'ємних зразків  $As_2S_3$ .

1. Стронский А.В. Применение халькогенидных стеклообразных полупроводников в голографии, оптоэлектронике и информационных технологиях // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. –2004. – Т. 30. – С. 73-96.
2. Intel держит в руках первый прототип PRAM //http://www.3dnews.ru.
3. Власенко О.І., Губанова А.О., Криськов Ц.А., Лисий І.В., Папуша В.П., Сопінський В.М., Стронський О.В. Дослідження оптичних властивостей халькогенідних скловидних напівпровідникових матеріалів // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. 2008, – №1, – С. 73-76.
4. Lysy I.V., Vlasenko O.I., Sopinsky M.V., Gubanova A.O. and Kryskov Ts.A. Ellipsometric measurements of refractive index of chalcogenide and chalcogenide-based bulk glassy samples // Moldavian Journ. of the Physical Science. – 2007, – Т. 6, №3-4, – Р. 320-326.

## Вивчення структури вольфрамових плівок в аморфному стані

Доценко Ф.Ф., Корчак О.С., Башев В.Ф., Рябцев С.І., Гудзенко Л.Н.

*Дніпропетровський національний університет ім. Олесь Гончара,  
Дніпропетровськ, Україна*

В даній роботі плівки вольфраму були отримані за допомогою іонно-плазмового розпилення з використанням спеціального прискорювача іонів. Це дало можливість формувати плівки в аморфному стані.

Дослідження структури плівок проводилося за допомогою дифракції рентгенівських променів. По дифрактограмах визначалась інтенсивність в залежності від кута розсіювання, і визначалась радіальна функція густини  $\rho(R)$ . По радіальній функції визначались відстані між атомами, їх координаційні числа, дисперсія відстані [1].

Для встановлення закономірності структурних змін в зразках будувалась модель структури на основі ОЦК ґратки з гаусовським розподілом густини, і можливістю зміни відстаней між центрами атомів.

Результати досліджень показали:

- плівки аморфного вольфраму мають близьку структуру до ОЦК, але дисперсія густини по різних напрямкам має різні значення: при збільшенні відстані зростає;
- координаційні числа на відстанях ближнього порядку відповідають ОЦК структурі;
- відстані відносно виділеного до центрів інших атомів змінюються по-різному відносно ОЦК структури в різних напрямках, і з зростанням відстані відхилення зростають.

При не рівноважних умовах атоми аморфного вольфраму проникають глибше один в одного, і при цьому проявляється їх несферична форма, в результаті чого міжатомна структура змінюється, і стає дещо відмінною від ОЦК.

Таким чином структуру плівок аморфного вольфраму можливо змодельовати використовуючи ОЦК решітку, але при цьому координати знаходження центрів атомів і їх густина повинна змінюватися за певними законами в залежності від їх відстані до виділеного атома.

1. Скришевський А.Ф. «Структурний аналіз рідин і аморфних тіл».

## Синтез, фазовый состав и электрохимические свойства комбинированных Ni–Mo покрытий

Дроздович В.Б.<sup>1</sup>, Чаевский В.В.<sup>1</sup>, Жилинский В.В.<sup>1</sup>,  
Углов В.В.<sup>2</sup>, Жданок С.А.<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

<sup>3</sup>Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси,  
Минск, Республика Беларусь

Широкий спектр свойств термического сплава Ni–Mo позволяет использовать его в наиболее агрессивных, в том числе, фтористоводородных средах, как электрокаталитическое покрытие, в качестве подслоя для многослойных катализаторов, как составную часть ренеевских сплавов Ni–Al–Mo, Ni–Mo–Ti–Al, Ni–Mo–Zn и др. Особое внимание в этом направлении уделяется углеродным наноматериалам (УНМ), композитам на их основе, которые в свою очередь могут быть использованы как электродные материалы прежде всего для обратимой водородной реакции.

Исследована возможность получения наноразмерных покрытий сплавом Ni–Mo, внедрения его в поверхностный слой электролитических никелевых покрытий на стали Ст3 методом конденсации с ионной бомбардировкой (метод КИБ) и последующей обработкой компрессионными плазменными потоками (КПП). Исследовались также ионно-плазменные Mo покрытия, нанесенные на никелевую фольгу и на композиционные электролитические покрытия (КЭП) Ni–УНМ, осажденные на сталь Ст3, дополнительно подвергнутые обработке компрессионными плазменными потоками. В качестве инертной фазы КЭП Ni–УНМ использовались наноуглеродные материалы насыпной плотностью до 0,8 г/см<sup>3</sup>, состоящие из аморфного углерода (не менее 59%), углеродных нановолокон диаметром 20–40 нм, длиной 1–15 мкм и многостенных углеродных нанотрубок диаметром 20–80 нм и длиной 1–10 мкм, полученные из метано-воздушной смеси в неравновесной плазме высоковольтного разряда при атмосферном давлении.

Рентгенофазовый анализ (РФА) показал, что при КИБ-осаждении молибдена на никелевую фольгу образуется отдельная фаза  $\alpha$ -Mo с ОЦК структурой, не взаимодействующая с основой. Методом РФА установлено образование твердого раствора внедрения молибдена на поверхности никелевой фольги со значительным преобладанием Ni-компоненты в покрытии после обработки КПП при определенных режимах. С ростом энергии воздействия КПП происходит формирование твердого раствора Mo в никеле. Дальнейшее увеличение мощности воздействия КПП на Mo-покрытие приводит к уменьшению концентрации молибдена в

поверхностном слое Ni покрытия. Двухслойное покрытие Ni гальванический / Mo-КИБ, осажденные на сталь Ст3, после обработки КПП содержит незначительное количество твердого раствора внедрения молибдена в никель со значительным преобладанием Ni-компоненты. Двухслойные покрытия КЭП Ni-УНМ / Mo-КИБ, осажденные на сталь Ст3, образуют твердый раствор Mo в никелевой матрице.

Вольтамперометрические исследования, проведенные для образцов с двухслойным покрытием Ni гальванический / Mo-КИБ после обработки КПП, проявляют высокую электрокаталитическую активность в 1 М КОН при выделении кислорода и водорода.

Присутствие УНМ в композиционном электролитическом покрытии инициирует активную сорбцию водорода после катодной поляризации, о чем свидетельствуют токи десорбции водорода, появляющиеся положительнее термодинамического потенциала водородного электрода.

Таким образом, результаты проведенных исследований состава и свойств Mo покрытий, нанесенных методом КИБ с последующей обработкой компрессионными плазменными потоками, на различных никелевых основах, в том числе содержащих нанокремниевые материалы, показали, что такие покрытия образуют отдельную конденсированную фазу  $\alpha$ -Mo с ОЦК структурой. После обработки КПП Mo-КИБ покрытия на электролитическом никелевом подслое образуется фрагментарно твердый раствор внедрения Mo со значительным преобладанием Ni-компоненты.

Ионно-плазменные Mo покрытия после электрохимической поляризации в области потенциалов  $-1,3 - +0,9$  В в щелочном электролите исключают процессы наводороживания никелевой основы.

### **Synthesis, Phase Structure and Electrochemical Properties of Combined Ni–Mo Coatings**

Drozdovich V.B.<sup>1</sup>, Tchaievski V.V.<sup>1</sup>, Zhyllinski V.V.<sup>1</sup>, Uglov V.V.<sup>2</sup>,  
Zhdanok S.A.<sup>3</sup>

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

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

<sup>3</sup>*A.V. Lyekov Heat- and Mass Transfer Institute of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

The combined Ni-Mo coatings, including galvanic Ni substrate with carbon nanomaterials and ion plasma Mo coating, contain an individual cubic  $\alpha$ -Mo phase and fragmentary solid solution Mo in Ni. Such coatings exclude hydrogenation of Ni in alkaline solutions and possess increased electrocatalytic properties at hydrogen and oxygen emitting.



## **ИК - спектры продуктов конденсации ФТ - 3 и ФТ – 4 в вакууме с помощью газоразрядных электроннолучевых пушек**

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

*Кафедра физики и материаловедения, ОНАПТ, Одесса, Украина*

Анализ ИК – спектров, полученных покрытий из Ф-4 показывает, что обработка продуктов электронно-лучевой деструкции исходного полимера существенно влияет на концентрацию концевых двойных связей, а значит, и на молекулярную массу конденсата. При низкой мощности ВЧ разряда на подложке конденсируются фрагменты, не способные к увеличению молекулярной массы. В этом случае происходит, в основном, реакция диспропорционирования радикалов и, что менее вероятно, реакция деполимеризации. Обе эти реакции ведут к появлению двойных концевых связей и не способствуют росту молекулярной массы покрытий. В интервале мощностей тлеющего разряда 3-6 Вт происходит, по-видимому, реакция рекомбинации радикалов и увеличение молекулярной массы покрытий. Дальнейшее увеличение мощности ВЧ разряда приводит к деструкции и повторному распылению.

Инфракрасный спектр поглощения Ф-3 сложнее, чем у Ф-4. В спектре наблюдается ряд интенсивных полос поглощения с максимумами на 495, 505, 577, 592, 657, 970, 1125, 1195, 1230 и 2400  $\text{см}^{-1}$ . Полосы поглощения у 505 и 592  $\text{см}^{-1}$  наблюдаются только как выступы полос поглощения 495 и 577  $\text{см}^{-1}$ . Известно, что полосы при 438, 490 и 580  $\text{см}^{-1}$  растут с увеличением степени кристалличности Ф-3. У пленок, полученных при мощностях тлеющего разряда менее 2 Вт, эти полосы отсутствуют, что свидетельствует об их аморфности. Для расчета степени кристалличности использовали наряду с полосой 438  $\text{см}^{-1}$  и ярко выраженную полосу аморфности 755  $\text{см}^{-1}$ .

Ненасыщенность в спектре Ф-3 характеризуется полосами поглощения при 1767 и 1360  $\text{см}^{-1}$ , которые возникают из-за образования концевых двойных связей. Интенсивность этих полос минимальна у пленок, полученных в диапазоне ВЧ 2-4 Вт, что, видимо, следует объяснить увеличение молекулярной массы покрытия. Для подтверждения этого было исследовано влияние условий осаждения на молекулярную массу покрытий из Ф-3.

Средневязкостную молекулярную массу определяли при растворении вакуумных покрытий из Ф-3 в 2,5 дихлортрифторбензоле при температуре 90  $^{\circ}\text{C}$ . Установлено, что молекулярная масса покрытий, полученных без обработки в тлеющем разряде, не превышает 40000. При мощности ВЧ разряда 2-3 Вт молекулярная масса достигает 10000-160000.

Увеличение мощности разряда приводит к снижению молекулярной массы и при мощности разряда 8 Вт равняется 80000.

Кроме того, появляется небольшая часть нерастворенного ПТФХЭ, что, видимо, связано с частичной сшивкой последнего.

### **IR-Spectra of Products of Condensation of PTFE-3 and PTFE-4 in Vacuum By Means of Gas-discharge Electron-Beam Guns.**

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

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

The analysis of IR-spectra of PTFE-3 and PTFE-4 photopolymeric coatings has been performed and it showed that the processing of the electron destruction products of polymer influences significantly molecular mass of the condensate. The study of the absorption spectra of the obtained coatings has revealed the dependence of their structure on the power of the glow discharge.

### **Исследование кристалличности тонких полимерных пленок, полученных в вакууме**

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

*Кафедра физики и материаловедения, ОНАПТ, Одесса*

Кристалличность ( $K$ ) пленок изучалась методом ДСК и ИК спектроскопии. Установлено, что энтальпия плавления пленок  $\Delta H_{пл}$  как и  $K$  не зависит от способа испарения, а определяется  $V_k$  и  $T_k$ . Обработка подложки перед нанесением покрытий тлеющим разрядом приводит к уменьшению  $\Delta H_{пл}$ . При возрастании  $V_k$  и уменьшении  $T_k$ ,  $\Delta H_{пл}$  возрастает, при этом образуются неравновесные напряжения структуры. Высокое значение  $\Delta H_{пл}$ , вероятно, обусловлено суммарным энтальпийным эффектом от плавления неравновесных кристаллов и напряженных аморфных прослоек. При облучении конденсирующихся фрагментов УФ светом, электронами, ВЧ разрядом происходит значительная аморфизация образующегося покрытия.

Для ПТФЭ (фторопласт-4) с увеличением  $T_k$   $K$  пленок уменьшается, но уменьшение это происходит не по линейному закону. Так, если  $DV_5 [CF_2]$  при  $T_k = 320$  К равно 0,18, а при 573 К – 0,89, то при 603 К уже 0,7. Аналогично меняется и интенсивность полосы  $733\text{см}^{-1}$ . Методом ТГА по кривой разложения полимеров определены кинетические параметры в уравнении его расходования. Результаты расчетов представлены в таблице 1.

Увеличение энергии активации связано с увеличением молекулярной массы при облучении и нагреве в процес се формированияп окрытий. Электронномикроскопические исследования надмолекулярной структуры

показали, что при электроннолучевом разложении ПХТФЭ (фторопласт - 3), ПП (полипропилен), ПЭФТ (полиэтилентерафталат), получаются аморфные пленки (на электронограммах – резкие кольца). В случае ПТФЭ структура зависит как от  $V_k$ , так и от  $T_k$ . При 320 К пленки состоят из тонких линий (фибрилл), имеющих различную ширину. Зазоры между лентами также различны и при больших увеличениях границы их кажутся размытыми, неравномерно протравленными.

Повышение  $T_k$  и  $V_k$  приводит к формированию сферолитов и дендритных структур. Отжиг ПХТФЭ и ПЭТФ в интервале 500-650 К не приводит к появлению кристаллической фазы, они остаются аморфными. В случае ПТФЭ и ПЭ при отжиге надмолекулярная структура заметно изменяется. Возникают сферолиты различных размеров. Совсем другие закономерности возникают при термическом разложении полимеров из Fe, W и Mo испарителей. Пленки содержат различного типа надмолекулярные образования.

**Таблица 1**

Параметры уравнения скорости уменьшения массы полученных пленок при различных способах иницирования

Материал, способ	Режим $T_k, K, E, \text{эВ}$ $j, \text{мА/см}^2$	$T_i$ К	$\omega_i$ мг	$(d\omega/dt)_i$ мг/град	$E_a$ ккал/моль
ФТ-4 термический	$T_k = 303$	700	80	-2,5	31,5
	$T_k = 423$	700	80	-5,0	54
	$T_k = 515 + \text{отжиг}$	710	80	-5,3	57,3
ФТ-4 электроннолучевой	$E = 700, j = 0,1$	660	100	-3,8	34
	$E = 600$ $j = 0,2 + \text{отжиг}$	670	80	-6,0	61
ФТ-3 термический электроннолучевой	$T_k = 232$	630	75	-4,4	51
	$T_k = 423$	645	75	-4,4	51
	$E = 250, j = 0,15$	650	75,3	-4,3	48
ПС	$E = 200$ $j = 0,15$	655	80	-7,2	68
ПЭ термический электроннолучевой	$T_k = 276$ $E = 600$ $j = 0,1$	623	70	-5,3	52

$T_i$  – температура в точке перегиба,  $\omega_i$  – масса в точке перегиба,  $(d\omega/dt)_i$  – масса в точке перегиба,  $E_a$  – энергия активации

Дифракция электронов в пленках дает обилие резких колец, что несвойственно полимерам. Это связано с испарением окислов Fe, W и Mo в интервале температур 700-1500 К. Последние, попадая на подложку, армируют полимерную пленку и участвуют в образовании дифракционной картины. Таким образом, при исследовании морфологии вакуумных пленок нужно учитывать не только способ разложения, но и материал испарителя.

## **Study of Crystallinity of Thin Polymer Films Obtained in Vacuum**

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

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

Thin polymer films obtained in vacuum were studied by methods of diffraction and infra-red spectroscopy. Dependence of structure and crystallinity on different modes of causing of films and material of vaporizer was obtained.

## **Исследование процесса конденсации продуктов разложения Ф-3 и Ф-4 в низком вакууме**

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

*Кафедра физики и материаловедения, ОНАПТ, Одесса*

Известно, что тепловое воздействие на полимер в условиях вакуума разлагает его на мономер и активные фрагменты. Были изучены разложение и конденсация Ф – 3 и Ф – 4 при давлениях 0,8 – 12 Па. Изучалось термическое распыление исходных Ф – 3 и Ф – 4 с иницированием процесса пленкообразования термическим нагревом и обработкой в тлеющем разряде. Метод термического разложения не показал способности к формированию качественных покрытий и оказался трудно реализуемым в технологическом плане.

Поскольку термический нагрев исходного материала не дал ожидаемого результата, был опробован метод электронно-лучевого распыления фторполимеров. Для этого использовалась газоразрядная электроннолучевая пушка с полым катодом (ГЭЛП) с набором сменных полых катодов и прикатодных фокусирующих электродов к ним. Исследовалось влияние основных параметров ГЭЛП – ускоряющего напряжения и плотности электронного пучка – на формирование покрытий из ПТФЭ (политетрафторэтилен, Ф – 4) и ПТФХЭ (полихлортрифторэтилен, Ф – 3).

При электронно-лучевой бомбардировке Ф – 3 нет разбрызгивания и исходное вещество полностью переходит в расплав, как в случае термического нагрева. На поверхности распыляемого материала образуется локальное пятно из расплава Ф – 3, площадь пятна в 2-3 раза больше покрываемой электронным пучком поверхности.

Исследование зависимости скорости распыления исходного Ф – 3 от ускоряющего напряжения показало, что скорость разложения повышается с увеличением ускоряющего напряжения тем сильнее, чем больше плотность электронного пучка. Это связано, по-видимому, с повышением температуры в зоне испарения, большим объемом полимера, нагреваемым до критической температуры и, как следствие, увеличением скорости деструкции.

Процесс деструкции Ф – 4 отличается от разложения Ф – 3. Отсутствует жидкая фаза полимера в зоне облучения и распыление Ф – 4 требует большей мощности. При ускоряющих напряжениях, меньших 4 кВ, и плотностях тока электронного пучка до  $230,0 \text{ А/м}^2$  процесс распыления не начинается. В этих условиях наблюдалось зеркальное отражение электронного луча от поверхности фторопласта – 4. Это явление удалось устранить с помощью электромагнитной водоохлаждаемой линзы, позволяющей повышать плотность тока электронного пучка до  $230,0 \text{ А/м}^2$  и выше. Таким образом, удалось добиться значительного локального разогрева поверхности Ф – 4 и его деструкции.

Анализ результатов эксперимента показывает, что при плотностях тока  $25 \text{ А/м}^2$  скорость роста с повышением ускоряющего напряжения определяется увеличением скорости распыления. При плотностях тока  $60 \text{ А/м}^2$  скорость роста с увеличением напряжения от 2 до 60  $\text{А/м}^2$  скорость роста с увеличением напряжения от 2 - 6 кВ растет медленнее, чем скорость разложения.

Это следует объяснить дополнительным дроблением фрагментов полимерной цепи в притигельной плазме и уменьшением доли фрагментов, конденсирующихся на подложке при температуре 25 - 27°C.

Рассматривая зависимость скорости роста пленок из Ф – 4 от ускоряющего напряжения при различных плотностях тока электронного луча, видим, что в диапазоне напряжения 2 - 6 кВ изменение плотности тока от  $230 \text{ А/м}^2$  до  $470 \text{ А/м}^2$  оказывает сильное влияние на скорость роста покрытий. Это можно объяснить тем, что уменьшение плотности тока луча с  $320 \text{ А/м}^2$  до  $230 \text{ А/м}^2$  приводит к необходимости повышения ускоряющего напряжения для поддержания постоянства удельной мощности электронного луча на поверхности испарения. Повышается выход летучей фракции, не способной конденсироваться при температуре 25 - 27°. При плотностях тока  $470 \text{ А/м}^2$  и  $320 \text{ А/м}^2$  и удельной мощности ГЭЛП более  $0,9 \text{ МВт/м}^2$  скорости роста покрытий из Ф – 4 при мерно совпадают при одинаковых удельных мощностях. Это вызвано тем, что при скоростях разложения  $1,52 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$  и плотностях тока больших или равных  $320 \text{ А/м}^2$  время нахождения осколков полимерной цепи в объеме деструкции становится достаточно малым и слабо влияет на выделения летучей фракции, способной конденсироваться при комнатной температуре.

Использование газоразрядных электронно-лучевых пушек с полым катодом позволяет успешно осуществлять процесс разложения и конденсации полимеров в вакууме и получать качественные тонкие полимерные пленки

## Study of the Condensation Process of Decomposition Products of F-3 and F-4 in Low Vacuum

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

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

The process of destruction of different polymer films has been studied. Dependence of the films growth rate from accelerating voltage has been studied. Application of the gas-discharge electron-beam gun with hollow cathode allows to perform successfully the process of decomposition and condensation of polymer films in vacuum and obtain polymer films of high quality.

## Расчет температурных полей в испарителе при электроннолучевом испарении полимеров в вакууме

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

*Кафедра физики и материаловедения, ОНАФТ, Одесса*

Изучено распределение температуры в испарителе при нагреве его потоком ускоренных электронов. Учитывая, что энергия пучка перераспределяется между теплотой, идущей на нагрев полимера, его разложение(деструкцию) и теплопередачей в окружающую среду путем теплопроводности и излучения, энергетический баланс в испарителе запишется в следующем виде:

$$c\rho h \frac{dT}{dt} + RV(T) - \lambda \frac{dT}{dx} + \sigma T^4 = jU \quad (1)$$

где  $j$  – плотность тока;  $U$  – ускоряющее напряжение;  $c$  – удельная теплоемкость материала;  $\rho$  - плотность вещества;  $R$  – удельная теплота разложения;  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности;  $\sigma$  - постоянная Больцмана.

Предполагая, что падение температуры в поверхностном слое полимера происходит по линейному закону  $-\frac{dT}{dx} = \frac{T - T_0}{h}$ , где  $T$  и  $T_0$  – температура наружного и внутреннего слоя соответственно  $h$  - толщина слоя, получим следующее дифференциальное уравнение для температуры поверхности испарителя:

$$c\rho h \frac{dT}{dt} + RV_0 \exp\left(\frac{E}{kT}\right) + \sigma T^4 - \frac{\lambda}{h}(T - T_0)^4 = jU \quad (2)$$

Для стационарного случая ( $\frac{dT}{dt} > 0$ ) это уравнение сводится к трансцендентному уравнению типа  $T = f(T)$ , решение которого было проведено с помощью ЭВМ. Получено, что температура поверхности в зависимости от природы полимера достигает температур 600-1800 К

Результаты вычислений измерения температуры поверхности в зависимости от времени облучения по формуле

$$\Delta T = \frac{jUh}{\lambda} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\lambda}{c\rho h^2} t\right) \right] \quad (3)$$

показали, что время установления стационарной температуры в зависимости от удельной мощности луча лежит в интервале 10-40 секунд. Для нахождения распределения температуры в поверхностном слое использовали уравнении баланса (1) с учетом стационарно установившегося режима

$$\lambda \frac{dT}{dx} - V \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) - \sigma T^4 + \rho = 0 \quad (4)$$

где  $\rho$  – удельная мощность луча.

При низкой удельной мощности луча, когда разложением полимера и теплотой излучения можно пренебречь, решением (4) является линейная функция

$$T_x = T_s(P) - \frac{P}{\lambda} x \quad (5)$$

где  $T_s(P)$  – установившаяся температура поверхности полимера при удельной мощности луча  $P$ , находится из (2).

При значительной скорости разложения полимера уравнению (4) не интегрируется в явном виде, и решение его было проведено численно методом Рунге-Кутты.

Установлено, что градиент температуры в поверхностном слое зависит от мощности электронного луча. До 10 Вт/см<sup>2</sup> градиент температуры сохраняется постоянным по всей толщине образца и не превышает 100-200 град/мм.

При удельной мощности 20 Вт/см<sup>2</sup> и более градиент температуры резко возрастает в тонкой области толщиной 200-300 мкм и может достигать величины порядка 10<sup>3</sup> град/мм.

Сопоставляя распределение температуры в поперечном сечении испарителя с температурной зависимостью скорости разложения полимера, можно оценить глубину слоя, в котором происходит деструкция материала в процессе электроннолучевого нагрева. Установлено, что при увеличении удельной мощности электронного луча происходит увеличение скорости разложения полимера не только за счет повышения температуры поверхности облучения, но и ввиду увеличения объема прилегающей к ней области материала.

## **Calculation of the Temperature Fields in Evaporator During the Electron-Beam Evaporation of Polymers in Vacuum**

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

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

Distribution of temperature in an evaporator at heating by his stream of speed-up electrons has been calculated. It has been found that the increase of the decomposition rate of polymer due to the increase of the surface temperature by irradiation increases the specific power of the electron beam.

## **Застосування методу дифракційної електронної мікроскопії для визначення граничної розчинності компонентів в твердих розчинах**

Заславський О.М.<sup>1</sup>, Кустовський С.С.<sup>1</sup>, Капітан О.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Національний авіаційний університет, Київ, Україна*

<sup>2</sup>*Запорізький національний технічний університет, Запоріжжя, Україна*

Вакуумні конденсати багатоконпонентних металічних систем знаходять широке використання як багатоцільові покриття. Сфера застосування таких покриттів найрізноманітніша і визначається хімічними властивостями складових, а також структурними особливостями фаз, що утворюються в процесі формування конденсатів.

Одним з най поширених методів нанесення металічних покриттів з високою структурною досконалістю і міцною адгезією до різних матеріалів є електронно –променеве випаровування в вакуумі з подальшою конденсацією парової фази на підкладку, що підігрівається до певної температури.

При необмеженому перемішуванні пари компонентів, яке не ускладнено дифузійними твердо фазними процесами, і достатньо високій швидкості остигання системи підкладка конденсат (що особливо спостерігається при низьких температурах осадження) в останніх стає можливим утворення пересичених, по відношенню до рівноважних значень, твердих розчинів. Такі тверді розчини являють собою термодинамічно і кінетично нестабільні системи і при подальшому термічному впливі на конденсат розпадаються з виділенням нової фази.

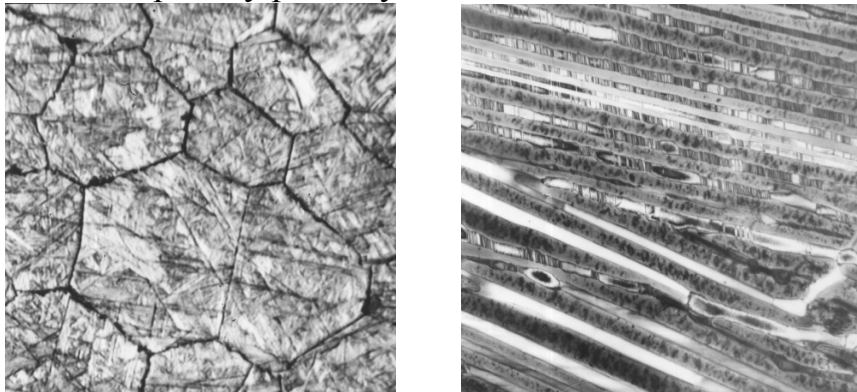
В деяких випадках такі процеси є негативними, оскільки призводять до утворення гетерогенної системи з включеннями високодисперсної фази, що суттєво погіршує експлуатаційні властивості покриттів. В інших випадках, цілеспрямоване виділення компоненту з матриці, що спричиняє його структурне орієнтування, може являти собою найпростіший метод отримання плівкоподібних матеріалів з унікальними структурними характеристиками.



Рентгенографічний метод дослідження багатокомпонентних металічних конденсатів не може дати повної і об'єктивної картини особливостей їх структурних характеристик. Пов'язано ще з високим ступенем дисперсності кристалітів і з структурною подібністю фаз, що утворюються в конденсатах. Метод дифракційної електронної мікроскопії дозволяє однозначно ідентифікувати найдрібніші структурні виділення і розділити гетерогенні системи, які утворені високодисперсними гомологічними фазами.

Нами були досліджені вакуумні конденсати двокомпонентної системи Ni – Cr.

Рентгенографічно в конденсатах було визначено утворення двох типів твердих розчинів – на основі нікелю і на основі хрому в залежності від співвідношення компонентів. Але застосування методу дифракційної електронної мікроскопії дозволило встановити, що первинний твердий розчин на основі хрому при температурі осадження 1100 °С розпадається з утворенням вторинного твердого розчину на основі нікелю. Таким чином, конденсати складаються з трьох типів твердих розчинів: первинного твердого розчину на основі нікелю, пересиченого твердого розчину нікелю в хромі, що розпадається в процесі термічного впливу на конденсат, і високодисперсного вторинного розчину на основі нікелю, що є результатом цього процесу розпаду.



**Рис. 1.** Мікроструктура вакуумних конденсатів системи Ni – 65 ат % Cr, отриманих при температурі осадження 1100 °С: а) x 300 б) x 36000.

### **The Using of Diffraction, Electron Microscopy Method for Determination of Range Solubility in Solid Solutions**

Zaslavskyy O.M.<sup>1</sup>, Kustovskyy S.S.<sup>1</sup>, Kapitan O.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>National aviation university, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup>National technical university of Zaporizzhia, Zaporizzhia, Ukraine

Vacuum condensates of Ni-Cr with thickness 0,6-1,0 mm were obtained by the method of electron-beam evaporation on polycrystalline molybdenum substrats that have been heated under the temperature range 500-1100 °С. The phase composition of condensates, the microstructure were determined by the method of X-Ray and electron diffraction, transmission electron microscopy.

## Структурні та оптичні дослідження плівок GaN легованих кремнієм

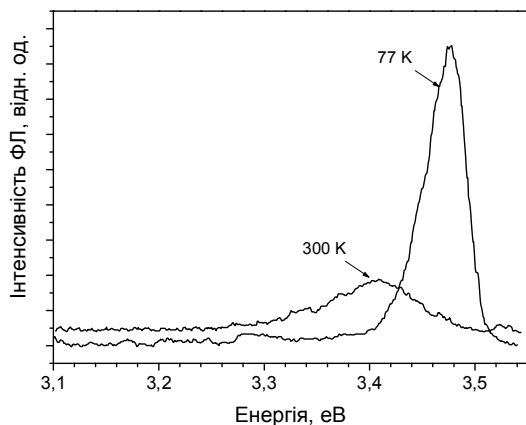
Заяць М.С., Вуйчик М.В., Генцарь П.О., Литвин О.С., Янчук І.Б.

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

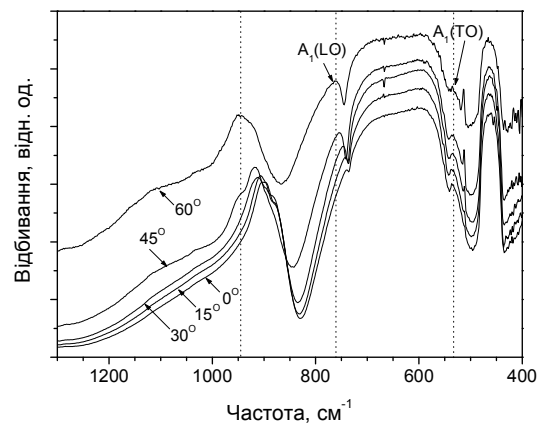
В даній роботі представлені результати морфологічних та оптичних досліджень плівок GaN легованих кремнієм товщиною 2,2 мкм отриманих методом MOCVD на орієнтованих по осі  $c$  підкладках  $Al_2O_3$ . Одним з способів керування випромінювальними характеристиками приладів на основі нітриду галію є легування тонких епітаксійних плівок, тому дослідження впливу легування на оптичні властивості плівок і характеристики легованих плівок є актуальним [1].

Для дослідження плівок GaN використано атомно-силову мікроскопію, фотолюмінесценцію при кімнатній та криогенній температурах, відбивання в діапазоні довжин хвиль 1,4 – 25 мкм при різних кутах падіння світла та комбінаційне розсіювання світла.

Зареєстровано спектри фотолюмінесценції епітаксійної плівки GaN, при різних температурах (рис. 1). При температурі 77 К спостерігається несиметрична смуга з максимумом на 3,477 еВ та напівшириною 47,2 меВ.



**Рис. 1.** Спектри фотолюмінесценції плівки GaN на підкладці  $Al_2O_3$  при різних температурах.  $E_{z6} = 3,68$  еВ.



**Рис. 2.** Спектри відбивання в діапазоні 7,7÷25 мкм плівки GaN зареєстровані при різних кутах падіння променя.  $T = 300$  К.

При кімнатній температурі також спостерігається фотолюмінесценція епітаксійної плівки GaN з напівшириною смуги випромінювання 92,2 меВ та максимумом на 3,408 еВ. Згідно літературних даних [2–4] фотолюмінесценція обумовлена рекомбінаційними процесами за участю екситонів GaN у гексагональній сингонії.

Експериментальні результати плівок GaN легованих кремнієм вирощених методом газофазної епітаксії із металоорганічних сполук на підкладці  $Al_2O_3$  вказують на їх монокристалічну структуру (гексагональну структуру вюрциту симетрії  $\Gamma_1$ ).

В спектрах відбивання епітаксійних плівок GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в діапазоні 1,4 – 25 мкм, спостерігається інтерференційна картина в області до 1500 см<sup>-1</sup> обумовлена плівкою GaN та поверхнею підкладки, а в області ~1500-400 см<sup>-1</sup> реєструються смуги відбивання сапфіра та плівки. При цьому дослідження спектру відбивання при різних кутах падіння світла показало, що при збільшенні кута падіння частота A<sub>1</sub>(LO)-фононів збільшується. Зсув A<sub>1</sub>(LO) фонона GaN (рис. 2) в залежності від кута падіння світла в спектрах відбивання пояснено впливом двох чинників: існуванням механічних напружень в плівці та легуванням плівки кремнієм [5].

1. Simbrunner T.Li, C., Wegscheider M., Navarro-Quezada A., Quast M., Schmidegg K., Bonanni A. GaN:δ-Mg grown by MOVPE: Structural properties and their effect on the electronic and optical behavior // J. Crystal Growth – 2008. – Vol. 310. – P. 13–21.
2. Шретер Ю.Г., Ребане Ю.Т., Зыков В.А., Сидоров В.Г. Широкозонные полупроводники. – С.-П.: «Наука». – 2001. – 128 с.
3. Кардона М. Основы физики полупроводников. - М. «Физматлит». – 2002. - 560 с.
4. Сукач Г.О., Кідалов В.В., Ревенко А.С. Підкладки для епітаксійного росту нітридів III групи.–К.: „Четверта хвиля”. – 2007. – 188 с.
5. Park H.J., Park C., Yeo S., Kang S.W., Mastro M., Kryliouk O., Anderson T.J. Epitaxial strain energy measurements of GaN on sapphire by Raman spectroscopy // Phys. stat. sol. (c). – 2005. – Vol. 2, No7. – P. 2446-2449.

### **Structural and Optical Investigations of Si-Doped GaN Thin Films**

Zayats M.S., Vuichyk M.V., Gentsar P.O., Lytvyn O.S., Yanchuk I.B.

*V.Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

In the present work the morphology and optical properties of Si-doped GaN thin films ( $N_{Si} = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) with the thickness of 2-2.5 nm, grown by MOCVD method on sapphire substrates, oriented along the c axis, are investigated. For thin films the physical parameters that characteristic crystal GaN are shown. Shift A<sub>1</sub>(LO) phonon GaN in the infrared reflection spectra influence mechanical strain and doped thin film by Si are explained.

## Магнітні шари в шаруватих кристалах $\text{In}_2\text{Se}_3\langle\text{Mn}\rangle$

Іванов В.І.<sup>1</sup>, Хандожко О.Г.<sup>1</sup>, Добровольський В.Д.<sup>2</sup>, Слинко Є.І.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Інститут фізики, Академія Наук Польщі, Варшава, Польща

Більшість халькогенідів індію типу  $\text{In}_2\text{X}_3$  ( $\text{X} = \text{O}, \text{S}, \text{Te}$ ) володіють кубічною структурою і характеризуються високою розчинністю перехідних елементів з незаповненою 3d-оболонкою. Це дозволяє отримати магнітне впорядкування домішок при температурах, вищих за кімнатну.

Сполука  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , на відміну від вказаних халькогенідів, має гексагональну структуру з добре вираженою шаруватістю. Кристал

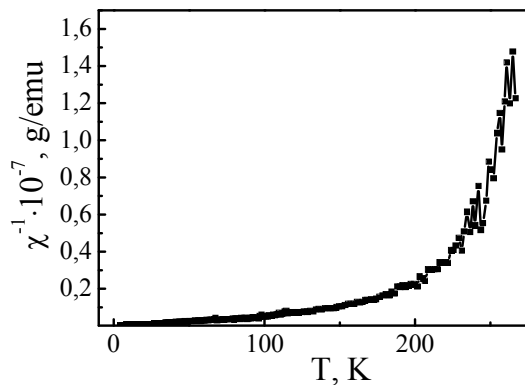


Рис. 1. Магнітна сприйнятливість  $\text{In}_2\text{Se}_3\langle\text{Mn}\rangle$ .

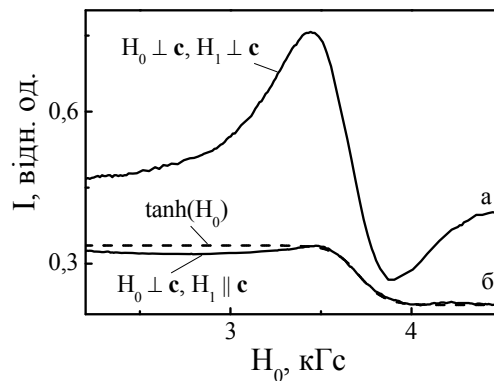


Рис. 2. Спектр поглинання ЕПР  $\text{In}_2\text{Se}_3\langle\text{Mn}\rangle$ .

побудований з ковалентних шарів, які зв'язані між собою слабкими ван-дер-ваальсовими силами. Тому легуючі елементи в таких системах можуть входити як в кристалічний шар, так і в міжшаровий простір [1].

Метою даної роботи було дослідження взаємодії домішкових атомів Mn в  $\text{In}_2\text{Se}_3\langle\text{Mn}\rangle$  при 6 мас. %. Монокристали  $\text{In}_2\text{Se}_3\langle\text{Mn}\rangle$  вирощувались стандартним методом Бріджмена та мали яскраво виражену шаруватість.

При дослідженні магнітної сприйнятливості  $\chi(T)$  (рис. 1) встановлено, що в температурному інтервалі (4.2÷280) К вона є додатньою, а  $\chi^{-1}(T)$  описується гіперболічною залежністю Нееля [2]:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{T - \Delta} \quad (1)$$

Спектри електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) були записані при різних орієнтаціях поляризованого поля  $H_0$  і високочастотного поля  $H_1$  відносно площини кристалічних шарів  $\text{In}_2\text{Se}_3$ , причому завжди  $H_1 \perp H_0$ .

На рис. 2, крива (a) наведено спектр ЕПР  $\text{Mn}^{2+}$  для випадку, коли  $H_0$  і  $H_1$  лежать у площині шару ( $H_0 \perp \vec{c}$ ,  $H_1 \perp \vec{c}$ ). Він має вигляд уширеної лінії, що є сумою двох широких кривих. Одна з них може бути описана

функцією Лоренца, а друга функцією типу  $\tanh(H_0)$ . Зміна орієнтації поляризуючого поля  $H_0$  відносно осі  $\vec{c}$  супроводжується зміною інтенсивності сигналу. Ширина спектра значно перевищує величину надтонкого розщеплення для Mn, що свідчить про наявність значного диполь-дипольного уширення.

Форма сигналу при  $H_1 \parallel \vec{c}$ ,  $H_0 \perp \vec{c}$  (рис. 2, крива (б)) значно відрізняється від попереднього випадку. Лоренцова складова значно послаблена, а поглинання має вигляд сходинки в магнітному полі. В обох випадках ми спостерігаємо резонансне поглинання від двох систем з різною кутовою залежністю. Вважаємо, що це обумовлено існуванням двох різних систем резонуючих спінів, які в шаруватому кристалі логічно віднесені до домішок, що локалізовані в ковалентних шарах і тих, які локалізовані у міжшаровому просторі.

Найбільш суттєвою особливістю спектрів ЕПР  $\text{In}_2\text{Se}_3\langle\text{Mn}\rangle$  є наявність широкої кривої поглинання, яка не вміщується в діапазон розгортки магнітного поля спектрометра. Подібні ефекти зміни форми кривої поглинання ЕПР були пояснені Бенером і співавторами [3] впливом недіагональних компонент динамічної сприйнятливості на сигнали ЕПР у кристалах з виділеною віссю намагнічування.

1. Slynko V.V., Khandozhko A.G., Kovalyuk Z.D., Slynko V.E., Zasloukin A.V., Arciszewska M., Dobrowolski W.. Ferromagnetic states in the  $\text{In}(1-x)\text{Mn}(x)\text{Se}$  layered crystal // Phys. Rev. – 2005. – В 71, Р. 245301.
2. Боровик Е.С., Еременко В.В., Мильнер А.С. Лекции по магнетизму. 3-е изд., – М. ФИЗМАТЛИТ, 2005.– 512 с.
3. H. Bener, M. Brodehl, H. Seitz and J.Weise. Influence of non-diagonal dynamic susceptibility on the EPR signal of Heisenberg magnets // J. Phys. C: Solid State Phys., – 1983. – 16. – P. 6011-6030.

### **Magnetic Properties of the $\text{In}_2\text{Se}_3\langle\text{Mn}\rangle$ Layered Crystals**

Ivanov V.I., Khandozhko O.G., Dobrowolski W.D., Slyn'ko E.I.,

*I.M. Frantsevich Institute for Problems of Materials Science of the National Academy of Sciences of Ukraine, Chernivtsi, Ukraine*

Magnetic susceptibility,  $\chi(T)$ , of the  $\text{In}_2\text{Se}_3\langle\text{Mn}\rangle$  layered crystals has been investigated in the temperature interval (4,2÷280) K. Experimental curve of  $\chi^{-1}(T)$  is described with the hyperbolical dependence of Neel, that is characteristic of ferrimagnetics. EPR spectra of  $\text{Mn}^{2+}$  ions are analysed, got at the different orientations both of the polarizing field  $H_0$  and high-frequency field  $H_1$  relative to the plane of crystalline layers  $\text{In}_2\text{Se}_3$ .

## Структурні та субструктурні характеристики тонких плівок селеніду кадмію

Іващенко М.М.<sup>1</sup>, Опанасюк А.С.<sup>1</sup>, Данильченко С.М.<sup>2</sup>, Калініченко Т.Г.<sup>2</sup>,  
Перевертайло В.Л.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Сумський державний університет, Суми, Україна

<sup>2</sup> Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

<sup>3</sup> НДІ мікроприладів НТК "ІМК" НАН України, Київ, Україна

В останній час значно зріс інтерес до вивчення плівок CdSe. Це пов'язано з тим, що цей матеріал широко застосовується при виготовленні сонячних елементів, фотодетекторів, світлодіодів, електролюмінісцентних приладів.

У більшості випадків до структури тонких плівок з'єднань  $A_2B_6$  придатних для використання у різноманітних приладах пред'являються жорсткі вимоги. Вони повинні мати однофазну стовпчасту структуру з низьким рівнем мікро- і макронапружень, дефектів пакування (ДП), двійників та дислокацій, контрольованою стехіометрією. Плівки халькогенідів з високою досконалістю дозволяють отримувати метод конденсації у квазізамкненому об'ємі (КЗО). Разом з тим структурні та субструктурні особливості шарів CdSe, отриманих цим методом вивчені недостатньо.

Тонкі плівки селеніду кадмію на скляних підкладках, отримані у вакуумній установці ВУП-5М. Температура підкладки змінювалася у діапазоні:  $T_n=393-893$  К. Температура випарника становила  $T_e=1023$  К.

Структурні дослідження конденсованих шарів були проведені з використанням растрового електронного мікроскопу РЕММА-102 та рентгендифрактометра ДРОН 4-07. Знімання дифрактограм здійснювалося у діапазоні брегівських кутів  $2\theta$  від  $20$  до  $80^0$ . Фазовий аналіз проводився шляхом порівняння міжплощинних відстаней і відносних інтенсивностей досліджуваних зразків та еталона. Стала ґратки селеніду кадмію розраховувалась за допомогою екстраполяційних методів Бредлі-Джея та Нельсона-Рілі.

Розміри областей когерентного розсіювання, рівень мікродеформацій, концентрація ДП в конденсатах, середня густина дислокацій на границях субзерен та в їх об'ємі визначені за фізичним уширенням дифракційних ліній з використанням метода Хола та потрійної згортки. Показано, що залежність розміру ОКР від температури підкладки має вигляд кривої з максимумом. Рівень же мікродеформацій в плівках монотонно зменшується при збільшенні  $T_n$ . Встановлено, що механізми зростання розмірів ОКР та зменшення рівня мікродеформацій носять активаційний характер.

## Structural and Substructural Characteristics of Cadmium Selenide Thin Films

Ivashchenko M.M.<sup>1</sup>, Opanasyuk A.S.<sup>1</sup>, Danylchenko S.M.<sup>2</sup>, T.G. Kalinichenko<sup>2</sup>,  
Perevertaylo V.L.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Sumy State University, Sumy, Ukraine

<sup>2</sup> Applied Physics Institute NASU, Sumy, Ukraine

<sup>3</sup> Microdevice Research Institute STS "IMK" NASU, Kyiv, Ukraine

The structural and substructural characteristics of CdSe thin films obtained by close-spaced vacuum sublimation technique were investigated. The size of coherent scattering regions, the level of microstrain, the average dislocations density were estimated with X-ray diffraction line broadening using Holl method and the method of threefold convolution.

## Рентгенодифракційні дослідження структурної досконалості систем CdHgTe/CdTe

Каземірський Т.А.<sup>1</sup>, Заплітний Р.А.<sup>1</sup>, Литвинчук І.В.<sup>1</sup>, Бончик О.Ю.<sup>2</sup>,  
Власов А.П.<sup>3</sup>, Фодчук І.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Чернівецький національний університет ім. Ю.Федьковича, Чернівці, Україна

<sup>2</sup> Львівський Інститут прикладних проблем механіки і математики НАН України,  
Львів, Україна

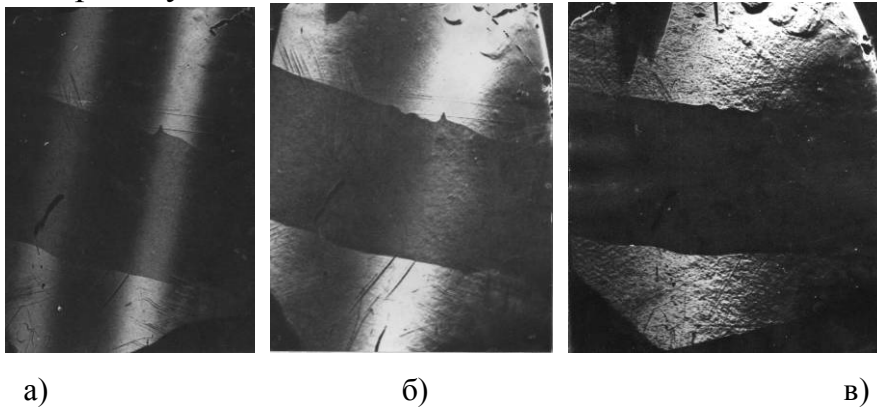
<sup>3</sup> Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна

Для практичного використання кристали  $Cd_xHg_{1-x}Te$  повинні бути однорідними та структурно досконалими. Основним методами при дослідженні структурних властивостей являються методи X-променевої структурної діагностики, через високу точність, експресність та неруйнівний вплив на досліджуваний зразок.

Для практичного застосування іонної імплантації дуже важливо мати інформацію про набір дефектів і ступінь аморфізації поверхневого шару. Для виявлення розподілу напруг, що виникають в об'ємі і в приповерхневих шарах кристалів після імплантації і наступного відпалу можна також ефективно використовувати косонесиметричну схему топографії [1]. У даній схемі топографії зміною кута  $\varphi$  можна підібрати такі випадки, коли екстинкційна довжина  $L_{ex}$  матиме величину меншу або порядку товщини пошкодженого іонами шару. На рис. 1 в схемі косонесиметричної топографії приведені дослідження структурних змін у приповерхневих шарах кристалів  $Cd_{1-x}Hg_xTe$  ( $x=0.21$ ) після імплантації іонів фосфору.

Представлені топограми на рис.1 та криві відбивання на рис.2 наглядно демонструють структурні зміни в приповерхневих шарах опромінених іонами фосфору кристалів з утворенням активної гетерограниці, яка вносить значні напруги в приповерхневі шари кристалу.

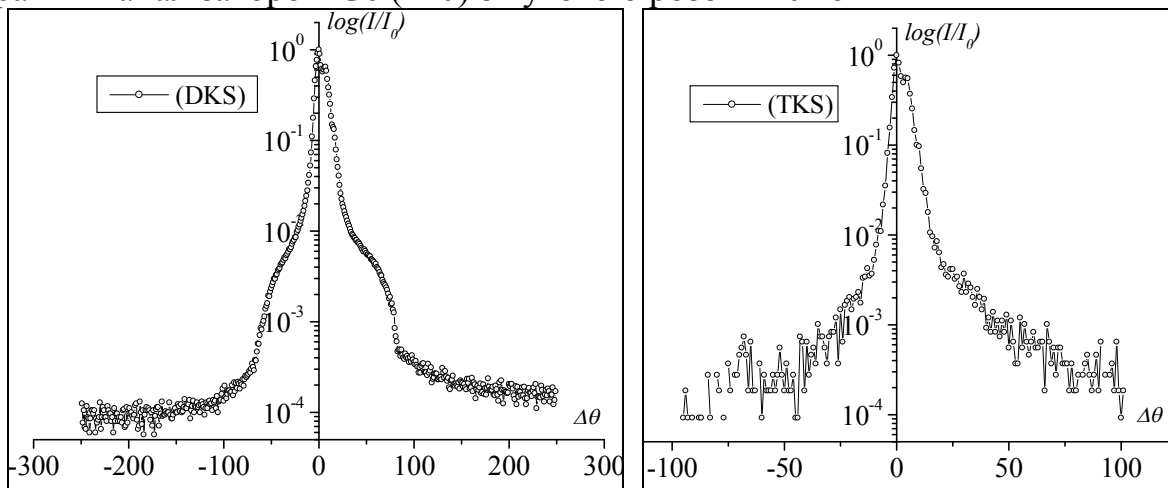
Паралельність ліній  $K_{\alpha 1}$  та  $K_{\alpha 2}$  на рис.1 підтверджує планарну однорідність процесу іонної імплантації.



**Рис. 1.** Кристал CdHgTe. Косонесиметрична схема дифракції, відбивання (511),  $CuK_{\alpha}$  - випромінювання. Імплантація іонів фосфору, енергія -  $E = 80$  кеВ, доза -  $5 \cdot 10^{14}$  іон/см<sup>2</sup> : а)  $L_{ext} = 2.89$ мкм ; б)  $L_{ext} = 1.89$ мкм ; в)  $L_{ext} = 1.44$ мкм

Досліджувані кристали до імплантації містили такі дефекти, як малокутові границі, двійники, включення іншої фази. Виявлено градієнтні зміни періода ґратки – в межах  $2.5 \times 10^{-4}$  -  $1.1 \times 10^{-3}$  Å та значні викривлення атомних площин. Середнє значення густини дислокацій, визначене з уширення кривих гойдання, знаходиться в межах  $10^4 - 10^5$  см<sup>-2</sup>.

Для отримання кривих дифракційного відбивання використано схеми дво- та трикристальної дифрактометрії на трикристальному X - променевому дифрактометрі „PANalytical X’pert Pro” у геометрії компланарної дифракції із 4-кратним Ge (220) монохроматором та 3-кратним аналізатором Ge (220) з кутовою розбіжністю 12”



**Рис. 2.** Зразок CdHgTe. Криві дифракційного (111) відбивання: а)  $\theta$ - сканування; б) -  $\omega - 2\theta$ - сканування,  $Cu K_{\alpha}$  випромінювання.

1. Кшевецкий С.А., Стецко Ю.П., Фодчук И.М., Мельничук И.В., Полянко В.С. Косонесимметричная рентгеновская топография приповерхностных слоев монокристаллов // УФЖ. – 1990. – Т. 35, №3. – С. 444.



**X-ray investigations of structural excellence of CdHgTe/CdTe.**

Kazemirskiy T.A.<sup>1</sup>, Zaplitnyy R.A.<sup>1</sup>, Litvinchik I.V.<sup>1</sup>, Bonchuk O.Yu.<sup>2</sup>,  
Vlasov A.P.<sup>3</sup>, Fodchuk I.M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Yuriy Fedkovich Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine;*

<sup>2</sup>*Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics of NASU, Lviv, Ukraine;*

<sup>3</sup>*Lviv National University, Lviv, Ukraine*

Results of X-ray investigations of CdHgTe/CdTe after phosphorus ion implantation with the energy  $E=80$  keV, dose  $D_1=2 \cdot 10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup> are represented.

**Фотолюмінесценція тонких плівок ZnO, осаджених на а- і с-сапфір методом магнетронного розпилення**

Карпина В.А.<sup>1</sup>, Храмовський В.Д.<sup>1</sup>, Євтушенко А.І.<sup>1</sup>, Лашкар'єв Г.В.<sup>1</sup>,  
Лазоренко В.Й.<sup>1</sup>, Батурін В.А.<sup>2</sup>, Карпенко А.Ю.<sup>2</sup>, Луніка М.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Інститут проблем матеріалознавства Національної Академії Наук України,  
Київ, Україна*

<sup>2</sup>*Інститут прикладної фізики Національної Академії Наук України, Суми, Україна*

В наш час активно розвивається прозора електроніка яка потребує дослідження і створення нових матеріалів для оптоелектронних пристроїв. Оксидні напівпровідники є цікавими матеріалами оскільки вони можуть поєднувати високу/низьку провідність з високою пропускнуою здатністю. Оксид цинку один з перспективних матеріалів для створення світловипромінюючих діодів, УФ детекторів, прозорих електродів та навіть прозорих транзисторів [1]. Однак його оптичні властивості, і насамперед, фотолюмінесценція (ФЛ), не достатньо вивчені. Є розбіжності щодо впливу власних дефектів і домішок на спектри фотолюмінесценції. Фотолюмінесценція ZnO складається з екситонної УФ ФЛ та дефектної ФЛ у зелено-жовтій частині спектру. ФЛ плівок ZnO суттєво залежить від технологічних параметрів осадження і від параметрів подальшого термічного відпалу. Для створення світловипромінюючих пристроїв короткохвильового діапазону потрібно значно посилити УФ ФЛ.

Тонкі (300-600 нм) плівки оксиду цинку були осаджені методом магнетронного розпилення. Осадження відбувалося в аргон-кисневому середовищі (20 % O<sub>2</sub>) з парціальним тиском кисню 0,2 Па. Металічна цинкова мішень розпилювалася при потужності магнетрону 200 Вт. Плівки ZnO були осаджені на сапфірові підкладинки. Фотолюмінесценцію плівок досліджували неперервним лазером на барвниках Nd:YVO (266 нм). Спектр емісії реєструвався кремнієвою ССD-камерою з роздільною здатністю 0.1 меВ. Площа сканування становила 10x10 мкм. Спектри ФЛ були досліджені при різній потужності збудження в діапазоні 33 Вт/см<sup>2</sup> - 400 Вт/см<sup>2</sup>.

За даними рентгеноструктурного аналізу осаджені плівки на а- і с-

сапфірі були текстуровані (0002) і характеризувалися мілкозернистою полікристалічною структурою з розмірами зерен 20-40 нм. Невідпалені плівки демонстрували дуже слабку УФ ФЛ і слабку зелено-жовту емісію в діапазоні 540-560 нм. Плівки, відпалені при температурі 600 °С на протязі чотирьох годин, демонструють чітку УФ ФЛ з піком при 380 нм. Із зростанням інтенсивності збудження інтенсивність УФ ФЛ також зростає. Інтегральна інтенсивність дефектною ФЛ лінійно залежить від рівня оптичного збудження, в той час як для УФ ФЛ спостерігалась нелінійна залежність типу  $I = aP^k$ , де  $k=0.3$ . Отримані результати можуть свідчити про велику роль поверхневих станів в ZnO, які обумовлюють джерела невидпромінюючої рекомбінації, в результаті чого спостерігається такий повільний ріст інтенсивності УФ ФЛ з рівнем оптичного збудження.

1. Zinc oxide - a Material for Micro- and Optoelectronic Applications, NATO Science Series. II. Mathematics, Physics and Chemistry. Ed. By N.Nickel and E.Terukov, – Т.194. – 2005. P. 240.

### **Photoluminescence of Thin ZnO Films Deposited on a- and c-Sapphire by Magnetron Sputtering**

Karpyna V.A.<sup>1</sup>, Khranovskyy V.D.<sup>1</sup>, Ievtushenko A.I.<sup>1</sup>, Lashkarev G.V.<sup>1</sup>, Lazorenko V.I.<sup>1</sup>, Baturin V.A.<sup>2</sup>, Karpenko A.Yu.<sup>2</sup>, Lunika M.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Problems of Material Science NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Physics NAS of Ukraine, Sumy, Ukraine*

ZnO thin films were deposited by magnetron sputtering on sapphire substrate. PL spectra were investigated at continuum wave excitation by Nd:YVO laser (266 nm). PL investigation were performed in dependence on excitation densities in range 33-400 W/cm<sup>2</sup>. The results are discussed.

### **Моделювання росту одновимірних поверхневих нанокристалів в дифузійному наближенні.т**

Кіпріч В.І., Корніч Г.В.

*Запорізький національний технічний університет*

У виконаному дослідженні проведено моделювання росту ниткоподібних поверхневих нанокристалів – віскерів, поперечний розмір яких ~ 10-100 нм, а довжина на порядок більша. Нановіскери мають унікальні властивості, які є перспективними в багатьох галузях прикладної фізики та електроніки.

Однією з поширених і зручних методик моделювання процесів приповерхневого масоперенесення є дифузійне наближення. Підкладинка піддається низькоенергетичному бомбардуванню атомними частинками двох компонентів. При цьому відбувається дифузія, осадження і

розпилення частинок по підкладинці, на торцевій поверхні віскера, дифузія по бокової поверхні з підкладинки на торець, і утворення нових кристалічних шарів. Для опису динаміки росту нановіскера була запропонована система дифузійно-подібних рівнянь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{SF}^k}{\partial t} &= \frac{I_k}{N_0} [\alpha_{kk} C_{SF}^k + \alpha_{kl} C_{SF}^l - Y_{ll}] - \frac{I_l Y_{kl}}{N_0} C_{SF}^k + D_S^k \frac{\partial^2 C_{SF}^k}{\partial x^2} \\ \frac{\partial C_S^k}{\partial t} &= D_S^k \frac{\partial^2 C_{SF}^k}{\partial x^2} - A_k C_S^k - \rho C_S^l \end{aligned} \quad , \quad (1)$$

де  $k = 1, 2$  і  $l = 2, 1$  – показують на першу та другу компоненти системи, та їх взаємодію,  $C_{SF}^k, C_S^k$  – поверхнева концентрація компоненти  $k$  на торці і на бічній поверхні віскера, відповідно;  $\alpha$  – коефіцієнти прилипання частинок,  $Y$  – коефіцієнти розпилення, причому ця величина не є сталою, а залежить від поверхневої концентрації  $C_{SF}^k$ ;  $N_0$  – поверхнева концентрація цілком заповненого шару атомів на торці віскера;  $I$  – щільність потоку частинок, що бомбардують підкладинку;  $D_S$  – коефіцієнт поверхневої дифузії відповідної компоненти;  $A$  – ймовірність вильоту атомів з бічної поверхні віскера,  $\rho$  – ймовірність осадження атомів на неї.

Запропонована модель дозволяє дослідити динаміку росту нановіскера, а також підібрати оптимальні параметри його утворення під час напилювання.

## Отримання і структура тонких плівок PbS

Клето Г.І., Цалий В.З.

*Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна*

Плівки сульфідів свинцю отримувалися в процесі реактивного ВЧ-катодно-вакуумного розпилення сульфідів свинцю в аргоно-кисневій суміші з вмістом кисню не більше 20%. Вакуумні конденсати товщиною 0,5-0,8 мкм були осаджені на тонкі (0,15 мм) скляні підкладки розміром 18×18 мм<sup>2</sup>. Процес ВЧ-розпилення проводився у ємнісному реакторі діодного типу з плоским катодом. Діаметр мішені, виготовленої з порошку PbS, становив 100 мм. Синтез порошку сульфідів свинцю проводився хімічним осадженням в лужному розчині з використанням оцтовокислого свинцю і тіосечовини марки ОСЧ.

Напилені шари мали  $p$ -тип провідності і об'ємний опір  $10^1$ - $10^2$  Ом см. Після нанесення, плівки додатково відпалювалися на повітрі при атмосферному тиску і температурі 200-450 °С. Для дослідження електрофізичних параметрів проводилось напилення омичних контактів у вигляді тонких (~10 нм) плівок золота. Виявлено, що після дії на плівку тангенціально направлених деформуючих сил – фотопровідність

зменшується на порядок, а при нормально направленій дії – вона не змінюється.

Рентгенофазовий аналіз проводили на рентгенівському дифрактометрі ДРОН-3. Крім відбивань PbS зафіксовано відбивання від іншої фази. Встановлено, що нею не являються Pb, S (усіх алотропних модифікацій), окиси свинцю ( $\alpha$ ,  $\beta$  фази PbO і PbO<sub>2</sub>, фази змінного складу PbO<sub>x</sub>), PbSO<sub>4</sub>, Pb(OH)<sub>2</sub>. Причому в процесі дії тангенціально спрямованих деформуєчих сил кількість рефлексів від невідомої фази зростало. Максимальна кількість досягнула 8.

Використовуючи методики розрахунку рентгенограм для випадку невідомої комірки проіндексовано лінії порошкової рентгенограми. Установлено, що невідома фаза належить до кубічної ґратки. Структурний тип встановити не вдалося, оскільки отримані рефлекси мають досить малу інтенсивність і не виключена можливість пропуску ліній. Параметр елементарної комірки утвореної фази:  $a=8,51\pm 0,02\text{Å}$ .

Зі збільшенням дії тангенціально спрямованих деформуєчих сил розміри ґратки PbS зростають.

Зменшення фоточутливості даних плівок може бути пов'язане з виділенням другої фази, а саме зі зменшенням довжини вільного пробігу носіїв заряду. Не виключено, що відстані між утвореними областями когерентного розсіювання стають співрозмірними з довжиною електромагнітної хвилі інфрачервоного чи видимого діапазону.

### **Receipt and Structure of Thin Films of PbS**

Kleto G.I., Tsaly V.Z.

*Chernivtsi national university, Chernivtsi, Ukraine*

The method of X-ray diffraction explored thin tapes of PbS. In obedience to the conducted researches in these tapes there is a phase with a cube grate. After action of the tangentially directed deforming forces there is the increase of period of crystalline grate of PbS.

### **Наноструктурированные плёнки диселенида меди и индия, изготовленные методом электрохимического осаждения**

Копач Г.И.<sup>1</sup>, Волкова Н.Д.<sup>2</sup>, Клочко Н.П.<sup>1</sup>, Копач В.Р.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Национальный технический университет*

*"Харьковский политехнический институт", Харьков, Украина*

<sup>2</sup>*Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского*

*"Харьковский авиационный институт", Харьков, Украина*

Электрохимическое осаждение полупроводниковых соединений вызывает возрастающий интерес в связи с перспективой формирования трехмерных наноструктур на коллоидных темплатах, полимерных масках

и нанопористых мембранах, в том числе при изготовлении самоорганизующихся структур, поскольку использование данного метода является прогрессивным подходом к решению ключевой проблемы нанотехнологии – созданию наночастиц с заданной формой, степенью дисперсности и характером периодического распределения в пространстве.

Наряду с изготовлением трехмерных наночастиц, в последнее десятилетие возник интерес к электроосаждению обладающих наноразмерной микроструктурой пленок полупроводниковых соединений, предназначенных для использования в качестве сверхтонких абсорберов в фотоэлектрических преобразователях, поскольку данный метод позволяет посредством управления параметрами процесса электролиза изготавливать пространственно непрерывные структуры, сферические агломераты или ориентированные в пространстве наноструктурированные образования.

В данной работе рассматривается влияние параметров стационарных и динамических режимов электролиза: потенциостатического, потенциодинамического, гальваностатического, реверсивного, а также импульсных с прямоугольной и синусоидальной формами импульсов, - на морфологию поверхности наноструктурированных пленок диселенида меди и индия.

По результатам исследований электроосажденных пленок диселенида меди и индия методами рентгеновской дисперсионной спектроскопии, анодного стравливания, растровой электронной микроскопии и на основании анализа электрических свойств этих пленок были выбраны оптимальные параметры электролиза в режиме прямоугольных импульсов потенциала, позволившие получить пригодные для использования в фотоэлектрических преобразователях слои стехиометрического состава.

*Работа выполнена в рамках Проекта 4301 УНТЦ.*

### **Nanostructured Copper Indium Diselenide Films Prepared by Electrodeposition Technique**

Kopach G.I.<sup>1</sup>, Volkova N.D.<sup>2</sup>, Klochko N.P.<sup>1</sup>, Kopach V.R.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*National Technical University (KhPI), Kharkiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*National Aerospace University (KhAI), Kharkiv, Ukraine*

The influence of different stationary and dynamical electrodeposition regimes on the copper indium diselenide (CIS) films surface morphology has been investigated. Parameters of rectangular potential impulse electrodeposition for the obtaining of near-stoichiometric CIS layers were distinguished by means of energy-dispersive X-ray spectroscopy, anodic stripping analysis, scanning electron microscopy and owing to the film resistivity measurements.

## Оптические свойства и кристаллическая структура плёнок CdS, полученных химическими и вакуумными методами

Крикун К.Ю., Хрипунов Г.С., Копач Г.И., Кудий Д.А.

*Национальный технический университет “Харьковский политехнический институт”,  
Харьков, Украина*

Применение в качестве сопрягающихся слоев сформированных экономичными и высокотехнологическими методами тонких полупроводниковых пленок принципиально позволяет создавать конкурентоспособные, по сравнению с традиционными источниками электроэнергии, солнечные элементы. В конструкции высокоэффективных пленочных солнечных элементов на основе теллурида кадмия в качестве широкозонного материала используются слои сульфида кадмия. Такие слои должны иметь гексагональную фазу, быть текстурированными в направлении [002], не содержать сквозных пор и обеспечивать максимально высокий коэффициент пропускания в области фоточувствительности теллурида кадмия. Эти свойства должны обеспечиваться не только в исходном состоянии, а и в составе приборной структуры после высокотемпературного воздействия, происходящего в процессе осаждения и последующей термообработки слоев солнечного элемента.

В работе были проведены сопоставительные исследования кристаллической структуры и оптических свойств пленок сульфида кадмия, полученных такими высокотехнологическими методами, как химическое осаждение, вакуумное термическое испарение и осаждение в квазизамкнутому объеме.

Было установлено, что в пленках сульфида кадмия, полученных методом вакуумного термического испарения, наблюдается текстура в направлении [002]. С ростом толщины поликристаллических слоев сульфида кадмия от 0,1 мкм до 0,5 мкм, размеры областей когерентного рассеяния уменьшаются от 92 нм до 60 нм до отжига и от 86 нм до 26 нм после отжига, соответствующего температурному воздействию в процессе получения солнечного элемента. При этом микродеформации также уменьшаются от  $14,9 \cdot 10^{-2}$  до  $4,1 \cdot 10^{-2}$  до отжига и от  $15,6 \cdot 10^{-2}$  до  $5,6 \cdot 10^{-2}$  после отжига. На основе анализа экспериментальных значений межплоскостных расстояний в слоях CdS, сделан вывод о характере, возникающих в процессе конденсации полупроводникового слоя, остаточных макродеформаций. При малых толщинах до 0,16 мкм – в пленках CdS возникают сжимающие макродеформации, а при толщинах более 0,16 мкм – растягивающие макродеформации. Методом растровой электронной микроскопии показано, что при толщине слоя CdS 0,5 мкм в

нем отсутствуют сквозные поры. Среднее значение коэффициента пропускания исследованных слоев CdS в спектральном диапазоне 550-850 нм, что соответствует области фоточувствительности солнечного элемента на основе CdS/CdTe в зависимости от толщины и термической обработки CdS, составляет 77 %.

Было установлено, что в пленках CdS толщиной около 0,1 мкм, полученных методом химического осаждения из сульфатного раствора при температуре подложки 75°C, наблюдается нетекстурированная стабильная гексагональная фаза и значительное количество рентгеноаморфной фазы. При толщине слоя CdS более 0,1 мкм в нем отсутствуют сквозные поры. Средний коэффициент пропускания в спектральном диапазоне 550-850 нм безпористых пленок сульфида кадмия до отжига составляет 84 %, после отжига - 76%.

Было идентифицировано, что в пленках CdS, полученных осаждением в квазизамкнутом объеме, наблюдается гексагональная фаза, текстурированная в направлении [002]. Определено, что при толщине слоя CdS на уровне 0,2 мкм в нем отсутствуют сквозные поры. Среднее значение коэффициента пропускания, исследованных слоев CdS в спектральном диапазоне 550-850 нм, составляет 80 %.

По совокупности структурных и оптических свойств, наиболее адаптированными, для использования в конструкции высокоэффективных фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии на основе CdTe, являются пленки CdS, полученные методом вакуумного осаждения в квазизамкнутом объеме.

### **Optical Properties and Crystalline Structure CdS Films, Received by Chemical and Vacuum Methods**

Krikun K.Y., Khrypunov G.S., Kopach G.I., Kudiy D.A.

*National Technical University (KhPI), Kharkov, Ukraine*

The investigation results of crystalline structure and optical properties of cadmium sulfide films on glass substrates, received by chemical and vacuum methods have been presented. The analyses of surface films have conducted by scanning electron microscopy method. The structural parameters are determined by the X-Ray diffraktogram method, which the definition of dispersion cogherent areas and microdeformations were defined by analytical processing X-Ray diffraktogram. The mathematical processing of CdS layers transmission specters are carried out. The structural and optical properties investigated CdS films are defined by the thickness and annealing modes CdS layer.

## 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 нанокompatитних 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 °С, 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 °С (середовище аргону) з кроком 10 °С. 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 γ-опромінення зразків дозою 10<sup>7</sup> рад величина

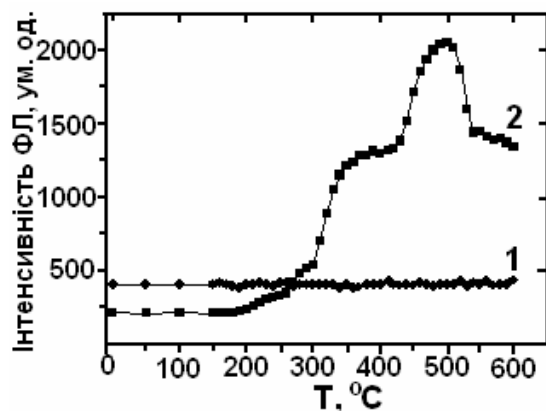


Рис. 1. Залежність інтенсивності смуги ФЛ від температури відпалу.

інтенсивності ФЛ ( $I_{\text{ФЛ}}$ ) зменшувалась в ≈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 опромінювались γ-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  $I_{\text{ФЛ}}$  після відпалу при температурах, більших  $\sim 200$  °С. А при температурах відпалу до 500 °С спостерігається різке збільшення величини  $I_{\text{ФЛ}}$  – 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.

Отримані результати свідчать, що термообробка опромінених структур nc-Si/SiO<sub>2</sub> призводить до анігіляції як введених радіацією, так і вихідних центрів безвипромінюваль-ної 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 залежності  $I_{\text{ФЛ}}(T)$  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.

1. Brozek T., Kiblik V.Ya., Litovchenko V.G., Lisovskii I.P. Effect of radiation-stimulated ordering in Si-SiO<sub>2</sub> systems // Proc. 18 th Yugoslav Conf. on Microelectronics, Ljubljana. – 1990. – P. 399-403..

## **Radiation-Thermal Enhancement of Luminescence in nc-Si – SiO<sub>2</sub> Film Structures**

Lisovsky 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>, Shepeliavyy 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 °С on the Photo-Luminescence intensity ( $I_{\text{PL}}$ ) of the initial and irradiated (<sup>60</sup>Co, 10<sup>7</sup> rad) was investigated. Significant (up to 10 times) enhancement of the  $I_{\text{PL}}$  value was shown to take place for irradiated samples. This fact means that along with radiation induced defects initial ones eliminated at elevated temperatures ( $T > 200$  °С), and this process occurs due to previous irradiation. Dependence of  $I_{\text{PL}}$  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.

## Оптичні властивості квазіепітаксійних плівок CdO, легованих лужними металами

Махній В.П., Скрипник М.В., Бойко Ю.Н., Павлюк М.Ф.

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

Оксид кадмію ( $E_g=2,3 - 2,7$  еВ при 300К) відноситься до широкозонних II – VI сполук - перспективних матеріалів оптоелектроніки. Тонкі плівки CdO можуть використовуватись як прозорі омичні контакти та випрямляючі контакти різноманітних фотоелектричних та інших приладів функціональної електроніки. Головною особливістю CdO, як і більшості широкозонних II – VI сполук є схильність до електронної провідності, що обмежує області їх використання. У даній роботі розглядається можливість зміни провідності n-CdO шляхом легування лужними металами. Плівки оксиду кадмію виготовлялись відпалом монокристалічних пластинок CdTe в атомарному кисні, який ще називають методом квазіепітаксії [1] або фототермічного окислення [2]. Про утворення нової сполуки свідчить новий пік у спектрі диференціального оптичного відбивання  $R_{\omega}'$ , який знаходиться при енергії  $\hbar\omega_{\min}=2,6$  еВ. Легування плівок акцепторними домішками (Li, Na, K) здійснювалось відпалом зразків у водній суспензії солей відповідних лужних металів. Звернемо увагу на те, що шари після зазначеної операції демонструють слабку діркову провідність, а форма кривих  $R_{\omega}'$  залишається незмінною. Ще однією особливістю легованих плівок p-CdO є поява люмінесцентного випромінювання, яке повністю відсутнє у свіжовирощених шарах n-CdO. Значна півширина спектра та положення його максимуму  $\hbar\omega_{\max}$  свідчить про рекомбінацію через глибокі рівні, енергетичне положення яких складає  $E_g - \hbar\omega_{\max}=2,6 - 1,8=0,8$ еВ. Оскільки вони відсутні в нелегованих плівках CdO, то можна допустити, що вони відповідають акцепторним центрам використаних лужних металів.

1. Физика соединений  $A^{II}B^{VI}$ . – Москва: Наука, 1986. – 320 с.
2. Загоруйко Ю.А., Пузиков О.А., Коваленко Н.О. Модификация физических свойств полупроводников  $A^{II}B^{VI}$ . – Институт монокристаллов, Харьков, 2005. – 355 с.

### Optical Properties of Quasiepitaxial Thin Films of CdO Doped by Alkaloid Metals

Makhniy V.P., Skrypnyk N.V., Bojko Yu.N., Pavluk N.F.

*Chernivtsy Yuriy Fedkovych National University, Chernivtsy, Ukraine*

Effect of doping alkaloid metals on reflection and luminescence spectra CdO layers growthed on CdTe substrates in atomic oxygen are analyzed.

## Осадження плівок поліаніліну методом високочастотного іоно-плазмового нанесення

Монастирський Л.С.<sup>1</sup>, Аксіментьєва О.І.<sup>1</sup>, Оленич І.Б.<sup>1</sup>, Ярицька Л.І.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Державний університет безпеки життєдіяльності, м. Львів, Україна

Провідні полімер знаходять широке застосування в сучасній електроніці. Представник цього класу поліанілін інтенсивно досліджується науковцями як компонента гібридних композицій з напівпровідниками, зокрема з поруватим кремнієм, а також як трансдьюсер сенсорних систем.

В роботі ставилось завдання напилення тонких плівок поліаніліну без застосування високотемпературного нагріву, що приводить до незворотної зміни властивостей конденсату, порівняно з вихідним матеріалом.

Як спосіб вирішення цієї задачі нами застосовано ВЧ іоно-плазмове осадження поліаніліну в атмосфері Ar при кімнатній температурі. Осадження проводилось в установці УРМ-3. Залишковий тиск очищеного аргону досягав  $5 \cdot 10^3$  мм.рт.ст. Напруженість магнітного поля складала 0,1 Тл. Осадження проводилося з керамічної мішені з нанесеною з водної суспензії дрібнодисперсного порошку поліаніліну після сушки в вакуумній шафі. Робоча частота складала 13,56 МГц. При тривалості осадження 60 хв. отримані плівки мали товщини біля 120 нм. Робоча потужність, споживана при осажденні, складала біля 100 Вт.

Інфрачервоний спектр пропускання нанесеної плівки, досліджений на установці AVATAR-3 був ідентичний спектру пропускання поліаніліну в діапазоні  $4000-400$  см<sup>-1</sup>.

Нами досліджувалась також морфологія поверхні плівок аніліну, зокрема досліджувався спосіб конденсації поліаніліну на поверхню поруватого кремнію. Таке завдання було виконано нами з використанням скануючої тунельної та атомно-силової мікроскопії.

### The Polyaniline Films Deposition by RF Ion-Plasma Evaporated Method

Monastyrskii L.S.<sup>1</sup>, Aksiment'eva O.I.<sup>1</sup>, Olenych I.B.<sup>1</sup>, Yaryc'ka L.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Iv. Franko Lviv national university, Ukraine*

<sup>2</sup>*Lviv State university of safety in vital activity, Ukraine*

By the RF ion-plasma method of evaporation it was obtained films of polyaniline of nanometric depth on a glass, mica and porous silicon substrates. Deposition has done at room temperature in Ar atmosphere ( $p \sim 10^{-2}$  mm of Hg). Velocity of growth was near 2 nm per minute. The morphology of obtained films was investigated with AFM. It was studied the features of polianiline deposition on a mesoporous silicon substrate.

## Осадження купратних ВТНП тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з добавками $\text{BaZrO}_3$ та їх наноструктура

Москалюк В.О., Фліс В.С., Фліс А.О., Пан В.М., Свечников В.Л.

*Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, Київ, Україна*

Для більшості практичних застосувань надпровідних матеріалів на основі купратів типу  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) з критичною температурою  $T_c \approx 90$  К необхідно високе значення густини критичного струму  $J_c(H)$  в магнітному полі (до  $J_c \geq 2 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup> в полі 5 Тл при 77 К). Як відомо, збільшення товщини надпровідної плівки приводить до експоненційного спадання  $J_c(H)$  зі зростанням товщини [1]. Багато наукових груп займаються проблемою деградації з товщиною плівки. Одним з можливих рішень цієї проблеми є створення багатошарових надпровідних плівок в яких чергуються тонкі надпровідні та діелектричні шари [2]. Іншим методом, що покращує  $J_c(H)$ , може бути обробка плівки важкими іонами яка приводить до утворення в зразку колоноподібних дефектів [3]. Але цей метод не є практичним. Ще одним багатообіцяючим методом підвищення  $J_c(H)$  тонких ВТНП плівок є метод введення в плівку під час осадження наночастинок, наприклад –  $\text{BaZrO}_3$  (BZO). Такі включення приводять до утворення великої кількості с-орієнтованих дислокацій і значно підвищують  $J_c(H)$  плівки, особливо при  $H \parallel c$ .

В ході досліджень нами була розроблена технологія осадження наноструктурованих частинками BZO тонких YBCO плівок методом двопробеневого імпульсного лазерного осадження зі спеціальних мішеней YBCO з добавкою 1,5 та 3 вагових % BZO. Проведено електронно-мікроскопічні дослідження структури отриманих зразків, визначено їх температури переходу в надпровідний стан та досліджено магніто-польові залежності  $J_c(H)$ .

Як показують результати структурних досліджень, в поперечних перерізах плівки видно чітко виражену наноструктуру дислокаційних доменних малокутових границь, що пронизують всю плівку та декоровані ансамблями наночастинок. Введення в плівку наночастинок BZO приводить до пониження  $T_c$ , але при цьому, як показують дослідження магніто-польових залежностей наноструктурованих плівок YBCO, присутність фази BZO приводить до підвищення  $J_c(H)$ .

1. Пан В.М., Свечников В.Л., Фліс В.С. та ін. *Металлофіз. новейшие технол.*, – (2008). – 30, №6. С. 757
2. Foltyn S.R., Wang H., Civale et al L., *Appl. Phys. Lett.*, – 2005. – 87. – 162505.
3. Civale L., Marwick A.D., Worthington T.K. et al. *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – 67. – 648.

## Полиассоциативная модель расплава полупроводников $A^2B^6$ и фазовые равновесия в системе $Zn - Te$

Москвин П.П., Антонов М.С.

*Житомирский государственный технологический университет, Житомир, Украина*

В работе [1] показано, что описать термодинамику взаимодействия компонентов в жидкой фазе полупроводников  $A^2B^6$  и смоделировать диаграмму состояния системы  $Cd - Hg - Te$  возможно с применением модели полиассоциативного раствора. Согласно этой модели расплав представляется набором ассоциатов различного состава. Именно их конкурентное взаимодействие является ответственным за сложную форму линий  $p - T - x$  равновесий в системе, а малая степень диссоциации компонентов в расплаве объясняет относительно низкое парциальное давление основных компонентов над жидкой фазой при высоких температурах. В работе модель полиассоциативных растворов применяется к описанию энергетического состояния расплава системы  $Zn - Te$ . Результаты термодинамического анализа используются для построения  $p - T - x$  диаграммы указанной системы. Теллурид цинка входит в состав практически важного твердого раствора  $Zn_xCd_{1-x}Te$ . Последний необходим как активный слой в датчиках рентгеновского излучения, так и как буферный слой в гетероструктурах с активным слоем из твердого раствора  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , которые работают в ИК диапазоне спектра.

Согласно [1] в работе полагалось, что ассоциативный состав расплава  $Zn - Te$  остается таким же, как и у родственных систем  $Cd - Te$  и  $Hg - Te$ . Это означает, что кроме свободных атомов цинка и теллура, которые отвечают за величину парциального давления в системе, в жидкой фазе присутствуют комплексы  $ZnTe$ ,  $Zn_2Te_3$ ,  $Zn_2Te$ ,  $ZnTe_2$ . Путем обработки экспериментальных данных по фазовым равновесиям в системе были найдены температурные зависимости констант диссоциации указанных комплексов. С применением полученных термодинамических функций расплава  $Zn - Te$  был выполнен анализ  $p - T - x$  фазовых равновесий в системе. Достигнутое вполне удовлетворительное соответствие расчетов эксперименту доказало применимость модели полиассоциативных растворов для описания состояния расплава полупроводников  $A^2B^6$ , у которых диаграмма состояния имеет существенно асимметричную, относительно эквиатомного состава, форму.

1. Moskvin P.P., Khodakovsky V., Rashkovetskyi, Stronski A. J.Cryst.Growth, – 2008. – V. 310, № 10, – P. 2617-2626.

## Особливості формування Х-променевого дифракційного зображення дислокацій в Si

Новіков С.М., Фодчук І.М., Федорцов Д.Г., Струк А.Я.

*Чернівецький національний університет ім. Ю.Федьковича,  
вул. Коцюбинського, 2, 50012 Чернівці, Україна*

Для однозначної та повної інтерпретації експериментальних Х-променевих топограм необхідно проводити теоретичні дослідження механізмів формування дифракційних зображень різних структурних дефектів. Для цього потрібно створити спеціальні програмні продукти, за допомогою яких можна розрахувати топографічні зображення дефектів за різних умов дифракції Х-променів, а також їх комплексів. Це б дозволило створити відповідний атлас Х-променевих дифракційних зображень.

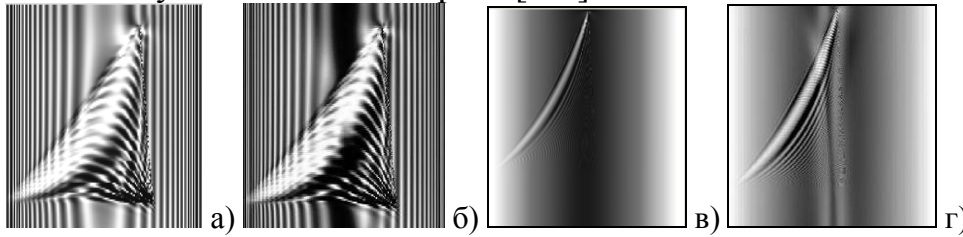
В даному докладі представлені результати моделювання Х-променевих секційних і проєкційних зображень різних типів та просторової орієнтації дислокацій при переході від тонкого ( $\mu t \sim 1$ ) до товстого ( $\mu t > 10$ ) кристалів (рис.1-3).

Аналіз результатів моделювання показує, що по-різному орієнтовані до площини дифракції дислокації (крайові, гвинтові,  $60^\circ$ -ні чи дислокаційні петлі) на Х-променевих топограмах відображаються в значних трансформаціях дифракційних зображень: підсилення або пригнічення однієї з частин зображення, послаблення всього зображення майже до рівня фону та можливе зміщення однієї частини зображення відносно іншої. Суттєво може змінити дифракційне зображення дефектів також ультразвукова стояча хвиля або слабкий еквідистатний згин відбивних площин.

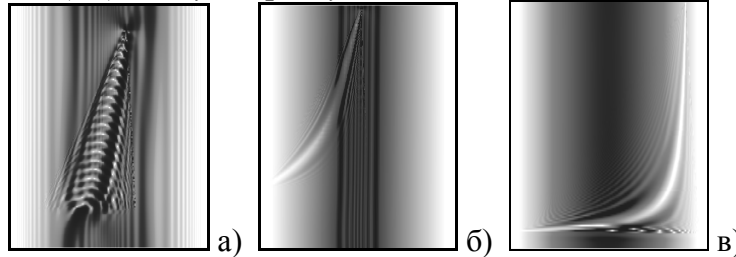
У випадку слабого поглинання ( $\mu t \sim 1$ ) зона сильного позитивного контрасту навколо дислокації починається там, де має місце значне "міжвіткове розсіяння" блохівської хвилі. Зазначимо, що ширина зображення дислокації досить просто пов'язана із величиною кутового нахилу кристалічних площин поблизу дислокації (функцією локальних розорієнтацій). Зокрема, локальні області кристалу, де атомні площини розорієнтовані на кут, що відповідає параметру відхилення  $w \approx 2$ , дають значний надлишок дифрагованої інтенсивності.

Спостережувані на рис. 1-3 інтерференційні смуги можуть мати різноманітну форму в залежності від геометрії розташування дислокації і її орієнтаційних характеристик. Для випадку орієнтації лінії дислокації, нахиленої по відношенню до вектора дифракції в площині розсіяння, інтерференційна картина за зовнішнім виглядом нагадує секційне зображення нахиленого дефекту пакування рис.1,2. Дещо інша ситуація спостерігається для  $60^\circ$ -ї дислокації на рис.3. Характер її зображення

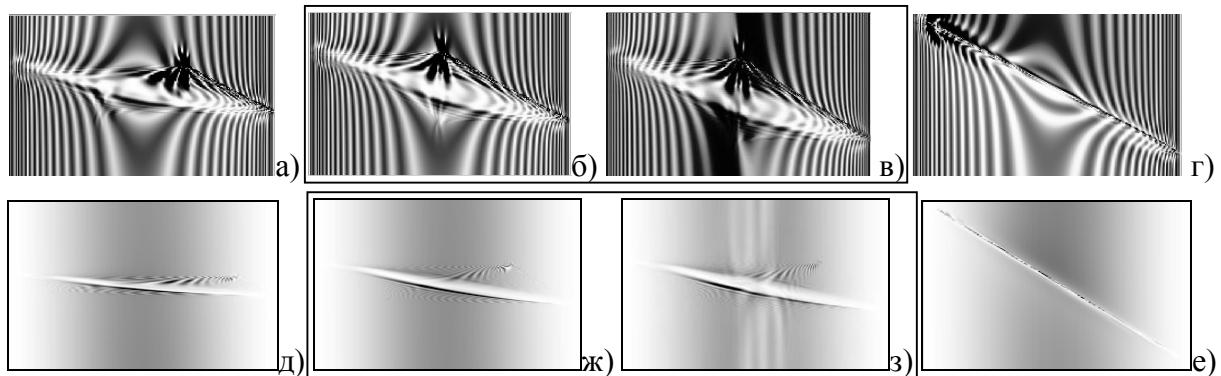
істотно залежить від того, де розміщена дислокація: поблизу вхідної, в центрі чи поблизу від вхідної поверхні [1-2].



**Рис. 1.** Розрахункові секційні топограми  $72^\circ$ -ної дислокації,  $MoK_\alpha$  (220),  $\mu_t=1$  (а,б),  $\mu_t=10$  (в,г). Дія ультразвукової хвилі з амплітудою  $U_0=0,01 \text{ \AA}$  (б,г)



**Рис. 2.** Розрахункові проєкційні топограми  $72^\circ$ -ної дислокації,  $MoK_\alpha$  (220),  $\mu_t=1$  (а),  $\mu_t=6$  (б),  $\mu_t=10$  (в).



**Рис. 3.** Розрахункові секційні топограми  $60^\circ$ -ної дислокації,  $MoK_\alpha$  (220), глибина залягання дислокації від вхідної поверхні для  $\mu_t=1$ : 240 (а), 360 (б,в) 680 (г) мкм, для  $\mu_t=10$ : 500 (д), 1000 (ж,з), 4000 (е) мкм. Дія ультразвукової хвилі з амплітудою  $U_0=0,01 \text{ \AA}$  (в,з)

1. Fodchuk I., Novikov S., Fedortsov D. X-ray acoustic topography of defects in Si crystals // Phys. Stat. Sol. (a). – 2004. – 201. – P.711-717.
2. Novikov S., Fodchuk I., Fedortsov D., Struk A. X-ray section images of dislocations and dislocation barriers in Si // Phys. Stat. Sol. (a). – 2009 (in press).

### The Features of X-Ray Topographic Images of Dislocations in Si

Novikov S.N., Fodchuk I.M., Fedortsov D.G., Struk A.Ya.

*Yu.Fed'kovich National Chernivtsi University, Chernivtsi, Ukraine*

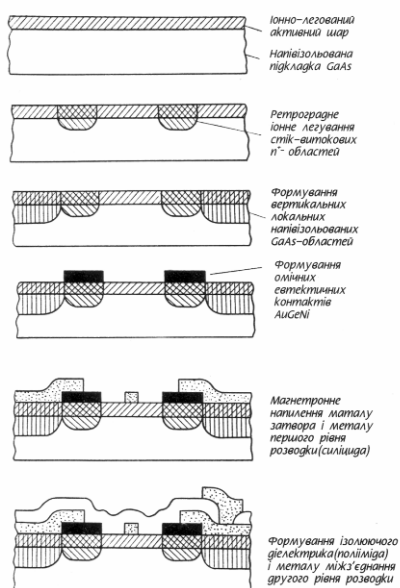
By means of numerical solution of the Takagi equations, modeling of X-ray topographic images of dislocation is made depending on their spatial location for the thin and thick crystals. Diffraction images created by dislocation of different size and spatial location are complicated and versatile in their thin structure.

## Технологічний процес формування GaAs-субмікронних структур

Новосядлий С.П., Возняк Ю.В.

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

В останні роки арсенідгалієва GaAs технологія вступила в найбільш динамічну фазу свого розвитку. Швидкий прогрес технології GaAs в першу чергу зв'язаний з отриманням круглих підкладок діаметром 100 мм із



**Рис 1.** Технологічний маршрут формування GaAs-субмікронних структур (AGI-технологія).

зливків високої чистоти, вирощених методом Чохральського. Тому основні принципи субмікронної кремнієвої технології формування структур ВІС можуть бути успішно переведені на арсенідгалієву технологію.

Нами розроблена оригінальна технологія формування субмікронних арсенідгалієвих структур ВІС як аналог SOI-технології (рис 1), яка дозволяє формувати дворівневі К-МОН-транзистори з використанням ізоляції через напівізольуючі шари GaAs з швидкодією, як мінімум, в 4 рази кращою SOI-технології при зменшенні споживаної потужності на порядок. Це так звана AGI-технологія.

В майбутньому GaAs-технологія цифрових ВІС значно покращить характеристики ПК і систем обробки інформації. Найголовніше, що такі схеми можуть бути сумісними із схемами SOI-технології з характеристиками, що подані в табл. 1

**Таблиця 1**

### Характеристики цифрових ВІС

1.	Затримка на вентиль	менше 15 пс
2.	Споживана потужність	менше $50 - 100 \frac{\text{мкВт}}{\text{вентиль}}$
3.	Рівень (ступінь) інтеграції	більше нашої
4.	Швидкодія предпроцесора	більше 5-10 ГГц
5.	Аналого-цифровий перетворювач	більше $10^9 \text{ біти} \frac{\text{ма}}{\text{с}}$ (з точністю 8 біт)
6.	Сигнальний процесор	тактова частота більша 5 ГГц
7.	Запам'ятовуючий пристрій	ємність більша 256К-1М
8.	Радіаційна стійкість	більше $10^7 - 10^8 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$



1. Новосядлий С.П. Фізико-технологічні особливості субмікронних структур ВІС. Івано-Франківськ: Сіменс – 2003 - 35с.
2. Greilling P.T, Waldner M, Lundgren R, Inyder D, Wilson R. LAMBDA, 11(1) 1981.

### **Technological Process of Forming Sub-Micronic GaAs Structures**

Novosjadly S. Voznyak Y.

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

We are develop original technology of forming of submicrometer GaAs structures as an analogue of SOI-technology, which allows to form two-tier K-MON-transistors with the use of isolation through the semiinsulating GaAs.

### **Хімічна обробка поверхні монокристалів CdTe та $Zn_xCd_{1-x}Te$ бромвиділяючими травниками на основі водних розчинів $HNO_3-HBr$**

Окрепка Г.М.<sup>1</sup>, Томашик З.Ф.<sup>1</sup>, Моравец П.<sup>2</sup>, Гешл П.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

<sup>2</sup>*Карлів університет, Інститут фізики, м. Прага, Чехія*

Метою роботи є дослідження хімічної взаємодії монокристалів CdTe та твердих розчинів  $Zn_{0,04}Cd_{0,96}Te$ ,  $Zn_{0,1}Cd_{0,9}Te$  і  $Zn_{0,2}Cd_{0,8}Te$  з бромвиділяючими травниками  $HNO_3-HBr$ -розчинник, розробка та оптимізація травильних композицій для формування високоякісної поверхні пластин.

Залежності швидкості розчинення кристалів від складу травника, швидкості перемішування розчину і його температури вивчали у відтворюваних гідродинамічних умовах з використанням методики диску, що обертається, на установці для хіміко-динамічного полірування (ХДП). Мікроструктуру полірованих поверхонь досліджували за допомогою мікроскопа Leitz/Laborlux 12HL, шорсткість поверхні визначали безконтактним профілографом “New view 5022 S”, а їх склад – методом рентгенівської фотоелектронної спектроскопії (РФЕС).

Для приготування травників використовували 70 %-ну  $HNO_3$ , 40 %-ну  $HBr$ , 80 %-ну лактатну ( $C_3H_6O_3$ ), 1 М і 2 М розчини цитратної ( $C_6H_8O_7$ ), 2,7 М розчин тартратної ( $C_4H_6O_6$ ) кислот та етиленгліколь ( $C_2H_6O_2$ ). Досліджуваний інтервал розчинів складав (об. %): (5-12)  $HNO_3$  : (20-95)  $HBr$  : (0-60) розчинник. Концентраційну залежність “склад розчину – швидкість травлення” будували за даними експериментів з використанням методу математичного планування експерименту (метод симплексних ґраток Шеффе).

Встановлено, що в травильних композиціях  $HNO_3-HBr$ -розчинник швидкість розчинення всіх матеріалів зростає в межах 4,0-38,0 мкм/хв,

причому мінімальні швидкості спостерігаються в розчинах, збагачених органічним компонентом, а максимальні – в сумішах, збагачених  $\text{HNO}_3$ . Різниця між швидкостями травлення поверхні досліджуваних монокристалів незначна, проте спостерігається тенденція зменшення швидкості ХДП із зростанням вмісту цинку:  $\text{CdTe} \rightarrow \text{Zn}_{0,04}\text{Cd}_{0,96}\text{Te} \rightarrow \text{Zn}_{0,1}\text{Cd}_{0,9}\text{Te} \rightarrow \text{Zn}_{0,2}\text{Cd}_{0,8}\text{Te}$ . Концентраційні границі областей поліруючих травників  $\text{HNO}_3$ – $\text{HBr}$ –розчинник збільшуються при заміні розчинника в ряду:  $\text{EG} \rightarrow 1\text{M C}_6\text{H}_8\text{O}_7 \rightarrow \text{C}_4\text{H}_6\text{O}_6 \rightarrow \text{C}_3\text{H}_6\text{O}_3 \rightarrow 2\text{M C}_6\text{H}_8\text{O}_7$ .

Встановлено, що збільшення концентрації цитратної кислоти в складі  $\text{HNO}_3$ – $\text{HBr}$ – $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$  від 1 М до 2 М не спричиняє суттєвих змін швидкостей полірування, проте межі областей поліруючих розчинів розширюються, а стан полірованих поверхонь покращується. Обробка травниками, збагаченими в'язкими компонентами ( $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}_3$ , EG) призводить до перепаду висот нерівностей 1-3 мкм по довжині пластини, що, імовірно, зумовлено високою в'язкістю травників і різною реакційною доступністю поверхні в дифузійному відношенні.

З подібності концентраційних залежностей швидкостей розчинення вказаних матеріалів можна припустити, що процеси їх травлення протікають за однотипним механізмом (очевидно, лімітуються розчиненням підґратки телуру). Вивченням залежності швидкості травлення від перемішування розчинів та температури встановлено, що процес розчинення  $\text{CdTe}$  та твердих розчинів  $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  обмежується змішаною кінетикою з переважанням дифузійних стадій. Результати металографічного та профілографічного аналізів вказують, що при обробці поверхні цих монокристалів розробленими поліруючими травниками  $\text{HNO}_3$ – $\text{HBr}$ –розчинник отримуються поліровані поверхні високої якості (параметри шорсткості складають:  $R_a \geq 1,2$  нм;  $\text{SR}_z \geq 8,8$  нм та  $\text{rms} \geq 1,8$  нм). Запропоновані травильні композиції можна використовувати для видалення порушеного шару з поверхні пластин  $\text{CdTe}$  та  $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  і швидкого контрольованого зменшення їх товщини до заданих розмірів.

Для зняття тонких плівок методом ХДП і хіміко-механічного полірування (ХМП) та фінішного ХДП шляхом послідовного розведення базових поліруючих травників органічними компонентами розроблено травники з мінімальними швидкостями полірування досліджуваних матеріалів (ХДП до 0,2 мкм/хв та ХМП до 0,8 мкм/хв). Створені бромвиділяючі травильні композиції характеризуються широким діапазоном швидкостей травлення напівпровідників типу  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$  і є більш технологічними порівняно з бромвмісними. Оптимізовано склади травників та режими проведення відповідних операцій їх хімічної обробки.

## Chemical Treatment of the CdTe and $Zn_xCd_{1-x}Te$ Single Crystals Surfaces by Bromine Evolving Etchants Based on the $HNO_3-HBr$ Aqueous Solutions

Tomashik V.M., Okrepka G.M., Tomashik Z.F., Moravec P.<sup>2</sup>, Höschl P.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Charles University, Institute of Physics, Prague, Czech Republic*

Chemical etching of the CdTe and  $Zn_xCd_{1-x}Te$  single-crystals surfaces in the bromine evolving etchants based on the  $HNO_3-HBr$ -solvent system has been investigated. The crystal etching rate dependences from etchant composition, disc rotation speed and temperature have been determined and the surface condition after the chemical polishing has been studied using the metallography and profilography. The polishing etchant compositions for the chemical-dynamic and chemical-mechanical polishing of the  $Zn_xCd_{1-x}Te$  solid solutions have been established.

## Регулювання зони проплавлення тонкошарових матеріалів в умовах локальної теплової дії

Пелешенко Б.Г.<sup>1</sup>, Цоцко В.І.<sup>1</sup>, Денисенко О.І.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Дніпропетровський державний аграрний університет Дніпропетровськ, Україна*

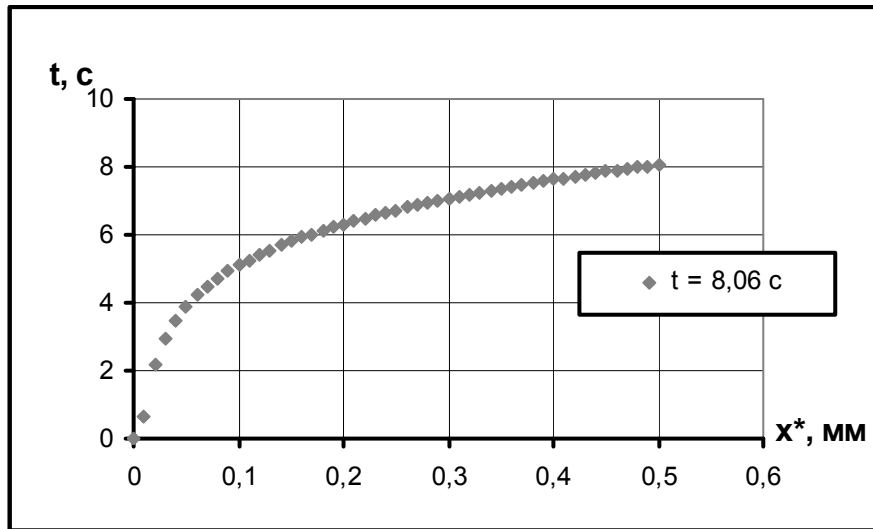
<sup>2</sup>*Національна металургійна академія України, Дніпропетровськ Україна*

В технологіях формування тонкошарових матеріалів з певним спектром необхідних властивостей часто використовують локалізований тепловий вплив на поверхню матеріалу [1]. З метою підвищення інтенсивності процесу, застосовують максимально високі температури теплової дії, які можуть наближатися до температури плавлення.

Для розширення можливостей керування фазовою та хімічною структурою оброблюваного поверхневого шару матеріалу пропонується здійснювати нагрівання поверхні вище точки плавлення [2]. При цьому на порядок зростає ефективність дифузійного насичення, досягається вигащ в часі обробки. Причому проплавлення поверхневого шару повинно бути на задану контрольовану величину порядку 0,1 мм.

На прикладі одновимірної однорідної моделі заданої довжини  $l$  визначався час  $t$  теплової дії на поверхню фіксованою температурою  $T_s$ , необхідний для переміщення фронту розплаву на задану глибину  $x^*$ . Для розв'язку задачі використовувався чисельний метод – метод скінчених різниць за неявної схеми обчислень. Об'єкт моделювання – металічний зразок з низьковуглецевої сталі.

На рис. 1 приведене переміщення фронту плавлення  $x^*$  в зразку довжиною  $l = 2$  мм в залежності від часу  $t$  при граничній температурі поверхні нагріву  $T_s = 1600$  °С.



*Рис. 1. Переміщення фронту плавлення в зразку  $l = 2$  мм при температурі поверхні  $1600$  °С*

Опрацьований варіант розрахунку переміщення фронту плавлення при постановці граничної умови на поверхні матеріалу у формі фіксованої інтенсивності теплової дії джерела енергії.

Одержані параметри швидкості плавлення поверхневого шару моделі дозволяють оцінити час перебування поверхневого шару оброблюваного матеріалу в рідкому стані та передбачити ефективність і глибину насичення його легуючими елементами в процесі формування структури шару.

11. Денисенко О.І., Цоцко В.І., Пелешенко Б.Г.. 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.
12. Цоцко В.І., Спиридонова І.М., Пелешенко Б.Г. Кінетика нагрівання та плавлення поверхні зразків низьковуглецевої сталі при місцевій термообробці // Фізика і хімія твердого тіла, – 2008. Т. 9, №3, – С. 639-643

### **Regulation Thin-Layer Materials of Smelting Zone in Conditions of Local Thermal Action**

Peleshenko B.I.<sup>1</sup>, Tsotsko V.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*

For the purpose of expanding of the possibilities of control of phase and chemical structure of the material surface layer during its processing, it is suggested that melting of the surface layer should be done at the set controlled depth. By numerical simulation of the process on the basis of one-dimensional samples of low-carbon steel there has been obtained time of melting at the set depth and distribution of temperature in the samples.

## Дослідження плівок телуриду кадмію методом $\mu$ -PIXE

Пономарьов О.Г.<sup>1</sup>, Магілін Д.В.<sup>1</sup>, Опанасюк Н.М.<sup>2</sup>, Косяк В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

<sup>2</sup>Сумський державний університет, Суми, Україна

Телурид кадмію є перспективним матеріалом для виготовлення детекторів рентгенівського та гама випромінювання, електронно-оптичних модуляторів, сонячних елементів та інше. При цьому для практичних цілей все частіше використовуються полікристалічні плівки. Для оптимізації структурних та електрофізичних характеристик конденсатів в наш час широко використовуються неруйнівні методи їх контролю, серед яких найбільшу увагу привертають ядерно-фізичні методи мікроаналізу на іонних пучках.

В роботі методами  $\mu$ -PIXE, EDAX досліджені тонкі плівки CdTe отримані методом випаровування у квазізамкненому об'ємі на скляних підкладках. Досліджувалися конденсати нанесені в умовах близьких до термодинамічно рівноважних ( $T_e=893-923$  К,  $T_s=673-823$  К). Такі конденсати мали однофазну стовпчасту структуру з яскраво вираженою текстурою [111], розмір зерен у плівках перевищував 10 мкм. З метою запобігання заряджання напівізолюючих шарів CdTe при дослідженні пучками заряджених частинок, на частину їх поверхні методом термічного випаровування у вакуумі наносився тонкий шар срібла. Температура підкладки при цьому становила  $T_s=573$  К.

Дослідження зразків проводилося на мікроаналітичному прискорювальному комплексі на основі компактного електростатичного прискорювача «Сокол» з енергією пучка протонів до 2 МеВ. Цей комплекс оснащено аналітичними каналами аналізу ядерних реакцій, іонної люмінесценції, розерфордівського зворотного розсіювання з магнітним спектрометром та ядерного скануючого мікрозонда з детекторами вторинної електронної емісії, напівпровідниковим детектором характеристичного рентгенівського випромінювання і детектором заряджених частинок. Розмір сфокусованого пучка протонів в каналі мікрозонду складає 2 мкм при струмі 100 пА, що дозволило визначити хімічний склад плівок як у середині кристалічних зерен так і на їх межах.

В результаті досліджень отримані зображення поверхні плівок та їх сколів у індукованому сфокусованим протонним пучком рентгенівському характеристичному випромінюванні ( $\mu$ -PIXE). Визначена стехіометрія шарів як у об'ємі кристалітів так і на їх межах. З точністю метода сторонніх домішок у плівках CdTe не виявлено. Дані отримані методом  $\mu$ -PIXE порівнювалися з результатами EDAX. Виявлена хороша кореляція між двома методами.

## Studying Cadmium Telluride Films by $\mu$ -PIXE Method

Ponomaryov O.G.<sup>1</sup>, Magilin D.V.<sup>1</sup>, Opanasyuk N.M.<sup>2</sup>, Kosyak V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Applied Physics Institute NASU, Sumy, Ukraine*

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

In this work thin films CdTe, received by evaporation in quasi-clothed volume (QCV) method on the glass substrates, were studied by  $\mu$ -PIXE, EDAX methods. Studying patterns CdTe carried on microanalytical accelerating complex based on compact electrostatic accelerator “Sokol” with beam energy to 2 MeV.

## Модифікація плазмово-напиленого одношарового покриття із гідроксилапатиту імпульсним випромінюванням Nd:YAG лазера

Січка М.<sup>1</sup>, Шаркань Й.<sup>1</sup>, Кикинеші О.<sup>2</sup>, Дароці Л.<sup>2</sup>, Кикинеші В.<sup>2</sup>, Гегедуш Ч.<sup>2</sup>, Попович І.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ужгородського національного університету, Ужгород, Україна*

<sup>2</sup>*Дебреценський університет, Дебрецен, Угорщина*

Кераміка на основі гідроксилапатиту (ГАП,  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ ) є біоактивною біосумісною речовиною, яка завдяки своєму хімічному складу і кристалічній структурі аналогічна керамічним сполукам людської кістки, і сприяє інтегруванню протезів в кісткові тканини. Внаслідок її обмеженої механічної міцності, ГАП використовується як матеріал для покриття на поверхнях металічних протезів, зроблених, наприклад, з титанового сплаву. Крім того, наявність матеріалу багатого на кальцій і фосфат на поверхні протезів сприяє розвитку клітин кістки і посиленню їх адгезії з кісткою. Плазмове напилення є одним із найбільш широко використовуваних методів осадження ГАП покриття на імплантати з титанового сплаву. Однак, покриття, отримані за допомогою цього способу характеризуються слабкою адгезією покриття/підкладка і спостерігається неоднорідність в морфології і кристалічності. Тому в даній роботі представлений процес лазерної обробки плазмово-нанесеного ГАП покриття на титанові підкладки для можливості модифікації адгезії, фазового та структурного складу.

При імпульсній лазерній обробці поверхня титану попередньо покритого ГАП плазмово-дуговим методом сканується випромінюванням Nd:YAG лазера. Поглинання лазерного випромінювання металом найбільше в ІЧ діапазоні, в той час як ГАП прозорий для ІЧ випромінювання. Лазерне випромінювання проникає через ГАП покриття і нагріває металічну підкладку. Умови лазерного нагріву підібрані таким чином, щоб температура поверхні металу в зоні лазерного „пятна” була

більша, ніж температура плавлення Ті. Так як ГАП не поглинає лазерне випромінювання, ГАП покриття залишається при низькій температурі за винятком частинок, які контактують з Ті, які внаслідок плавлення Ті поверхні потрапляють в металічний шар і формують стійкі хімічні зв'язки.

Мікроскопічне спостереження підтвердило відсутність різкої границі титан-ГАП яка викликана, очевидно, як шороховатістю підкладки після піскоструйної обробки так і лазерної обробки. При густині потужності лазерного випромінювання  $4,8 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> і товщині покриття 80-90 мкм проходить плавлення в основному виступів поверхні Ті, утворених після піскоструйної обробки, в результаті чого проходить вплавлення частинок ГАП в поверхню титана формуючи композитну структуру з міцним ГАП/Ті зв'язком. Енергетичний дисперсійний рентгенографічний аналіз (EDX) перерізів покриття виявив наявність елементів Ті, Са і Р. Розподіл цих елементів підтверджує одношарову градієнтну структуру покриття з Ті атомами, присутніми на границі поділу покриття і підкладки та Са, Р атомів у верхній частині покриття.

Локальний EDX аналіз поверхні також, як і аналіз перерізів системи Ті-ГАП показав, що після обробки лазерним випромінюванням проходять фазові трансформації, посилюється кристалічний стан а молярне співвідношення Са/Р стає рівним у точках біля поверхні Ті 1.9, а в точках по перерізу покриття 1.68, 1.658, 1.651 в той час, як у необробленого було рівне біля поверхні титану 2, а на поверхні 1.48.

Відомо, що ГА покриття нанесені плазмово- дуговим методом на титанову підкладку мають значну частину аморфної фази і така зміна ГА покриття після обробки лазерним випромінюванням може бути пов'язана з деяким його нагрівом під дією лазерного випромінювання, а відомо, що атоми і іони аморфного фосфаткальцію легко повертаються в положення, відповідні стабільним кристалічним формам під впливом зовнішніх факторів. Це виражає можливу оптимізацію функціональних параметрів плазмового покриття так як, більшість напилених порошкоподібних частинок розплавлені. Отже, механічна інтеграція напиленого покриття і його адгезія з підкладкою покращуються.

### **Modification of the Plasma –Deposited Monolayer Coating with Hydroxylapatite with Impulse Radiation of Nd:YAG Laser**

Sichka M.<sup>1</sup>, Sharkany Y.<sup>1</sup>, Kokenyesi S.<sup>2</sup>, Daroczi L.<sup>2</sup>, Kokenyesi V.<sup>2</sup>, Hegedus Cs.<sup>2</sup>, Popovich I.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*University of Debrecen, Debrecen, Hungary*

The processing with Nd:YAG laser of HAP coatings on the titanium surface, deposited using the plasma-arc method, insignificantly changes the morphology of the surface and also leads to the phase transformation, reinforcing the crystal state, and the molar correlation Ca/P becomes close to correlation HAP.

## Структурные характеристики алмазных пленок, выращенных в СВЧ-плазме

Ткач В.Н.<sup>1</sup>, Фодчук И.М.<sup>2</sup>, Ральченко В.Г.<sup>3</sup>, Большаков А.П.<sup>3</sup>,  
Ашкинази Е.Е.<sup>3</sup>, Гарабажив Я.Д.<sup>2</sup>, Баловсяк С.В.<sup>2</sup>, Кузьменко Е.Ф.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт сверхтвердых материалов им. В.Н.Бакуля НАН Украины, Украина

<sup>2</sup>Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича, Украина

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Исследованы образцы поликристаллических алмазных пленок толщиной до 500 мкм, выращенных в СВЧ-плазме в различных технологических условиях [1], в том числе при легировании бором (табл.). Пленки, отделенные от подложки Si, механически полированы с двух сторон. С помощью метода Кикучи изучена картина распределения угловых разориентаций между отдельными кристаллитами синтезированных пленок.

№ образца	цвет	толщина, мкм	примечания
1	белый	360	низкая концентрация дефектов
2	голубой	340	легирован бором
3	черный	500	высокая концентрация дефектов

Исследуемые образцы отличаются не только размерами зерна, но и картиной угловых разориентаций, которая меняется с толщиной пленки по мере ее роста. На рис.1-3 приведены топограммы образцов, отдельными точками отмечены центры локализации максимальных напряжений, а также полюсные фигуры, полученные в сканирующем растровом электронном микроскопе фирмы «Zeiss» EVO-50 с использованием CCD-детектора.

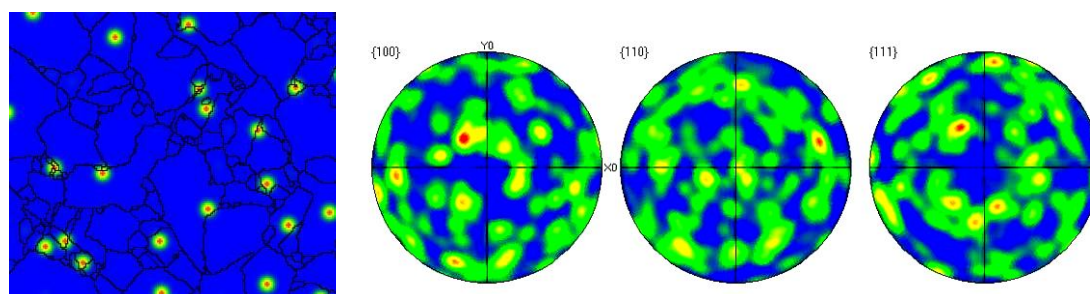
Образец №1: средний размер [001] зерен ~50 мкм, среднеквадратическая угловая разориентация ~24 градуса. Такая же картина имеет место и для [101] зерен. Наименьшее количество и размер зерен – [111]. Достаточно большое количество локальных областей, в которых сосредоточены значительные напряжения и которые находятся на границах между зернами, а также в самих зернах. Зерна ориентаций [001], [101] разделяют, в основном, двойники и малоугловые границы из 60-ти градусных дислокаций.

Образец №2 (легированный бором): текстурованный, форма зерен в большинстве правильная – треугольная, ромбическая, прямоугольная и более сложная. Преобладают [101] зерна, их среднеквадратические размеры ~20 мкм, угловая разориентация ~6 град. Зерен [001] ориентации менее всего. Незначительное количество мелких [111] зерен (до 5 мкм). Большое количество локальных областей, которые характеризуются

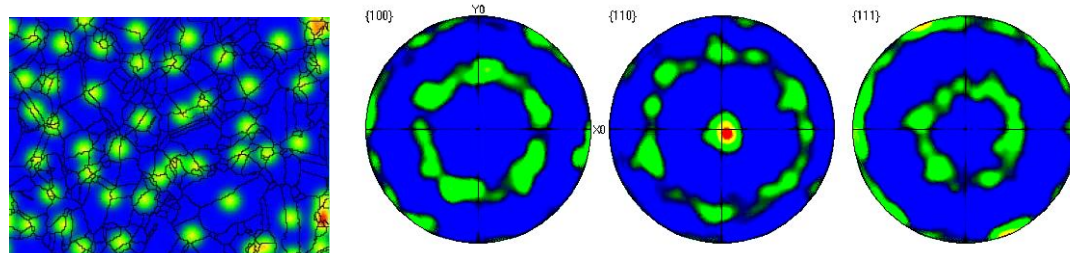


значительными напряжениями, сосредоточены, в основном, на границах раздела зерен. Разделяют зерна, в основном, двойники и малоугловые границы из 60-ти градусных дислокаций.

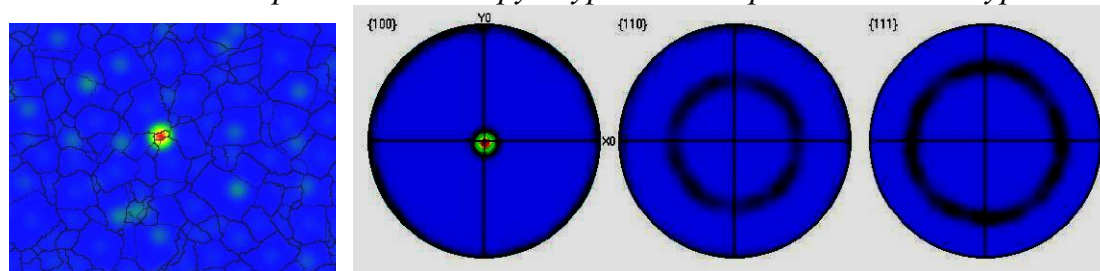
Образец №3: форма зерен – прямоугольная и более сложная. Подавляющее количество зерен имеют [001] ориентацию, их среднеквадратические размеры - до 10 мкм, угловая разориентация ~0.5 градуса. Незначительно количество мелких [101] зерен - до 5 мкм. Небольшое количество напряженных центров, которые сосредоточены, в основном, на границах раздела зерен и в самих зернах. Разделяют зерна, в основном, двойники и большие угловые границы.



**Рис. 1.** Образец №1а (прозрачный). Пленка поликристаллическая и содержит зерна [001] [111] [101] ориентаций.



**Рис. 2.** Образец №2а (голубой). Алмазная пленка (полупроводниковая) является наиболее напряженной и структурно неоднородной и текстурированной.



**Рис. 3.** Образец №3а (черный), наиболее однородная и не напряженная пленка, которая является текстурированной.

1. В.Г. Ральченко, А.В. Савельев, и др. // Микроэлектроника, – 2006. Т. 35, №4. – С. 243.

*Работа выполнена при частичной поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, контракт № 02.523.12.3010.*

## Structural Descriptions of Diamond Films Grown in Microwave Plasma

Tkach V.M., Fodchuk I.M., Ralchenko V.G, Bolshakov A.P., Ashkinazi E.E.,  
Garabazhiv Ya.D., Balovsyak S.V., Kuzmenko E.F.

<sup>1</sup>*A.M.Prohorov Institute of General Physics of Russian Academy of Science, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*V.N.Bakul Institute of Superhard Materials National academy of Science of Ukraine,  
Kyiv, Ukraine*

<sup>3</sup>*Yu. Fed'kovich Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The samples of polycrystalline diamond films grown in microwave plasma at different manufacturing conditions have been researched. Polar figures were obtained in reflection electrons. Using these figures the angular displacements of crystallites and their average sizes were determined as well as the localization centers of maximal strains were revealed.

## Моделирование профилей концентрации примесей при ионном легировании В<sup>+</sup> гетероструктур CdTe/HgCdTe/CdZnTe.

Удовицкая Р.С., Калистый Г.В., Федулов В.В.

*Институт физики полупроводников им. В. Є. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина*

С целью оптимизации технологии создания р-п переходов структуры на основе CdTe/HgCdTe/CdZnTe для тепловизорных матриц 128x128 элементов спектрального диапазона 8-12 мкм изучалось ионное легирование В<sup>+</sup> в с различными дозами имплантации с энергиями (50-150) KeV. Данный процесс создания имплантированных структур на базе узкозонного полупроводника HgCdTe (КРТ) применяется при изготовлении инфракрасных фотодетекторов.[1]

Проведено моделирование основных технологических параметров ионной имплантации, а именно, профилей распределения ионов бора, а также ионизации в пленках КРТ. Моделирование проводилось с использованием программного пакета SRIM\Trim\_2008. Полученные результаты показали, что максимальная концентрация примесей в структуре составляет величину близкую к  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что является лучшим теоретическим показателем для данных структур. Величина концентрации носителей -основной рабочий параметр, характеризующий стабильность рабочих характеристик рассматриваемого фотоприемника. При концентрации носителей порядка  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  прогрев в течение нескольких месяцев при  $T = +60^\circ\text{C}$  вызывает изменение электрофизических характеристик, что может вызвать изменение параметров изучаемых фотоприемников. При концентрациях порядка  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  соответствующие

времена во много раз увеличиваются и даже при  $T = +70^{\circ}\text{C}$  заметных изменений параметров материала не наблюдается в течение многих лет.

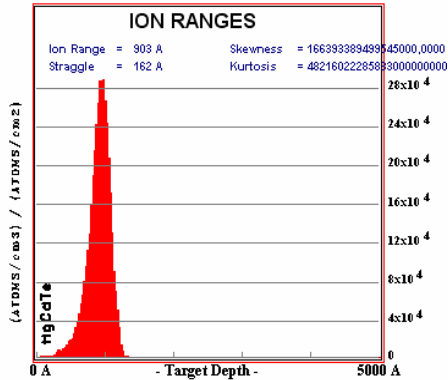


Рис. 1. Профили распределения бора в структуру КРТ(№1).

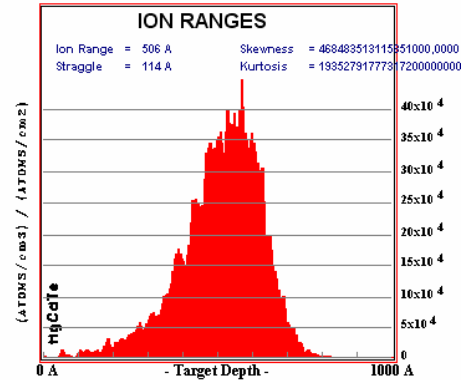


Рис. 2. Профили распределения бора в структуру КРТ(№2).

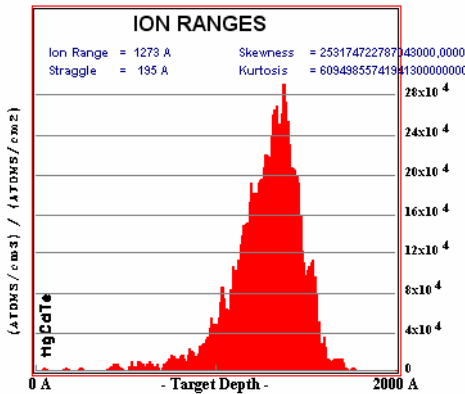


Рис. 3. Профили распределения бора в структуру КРТ(№3).

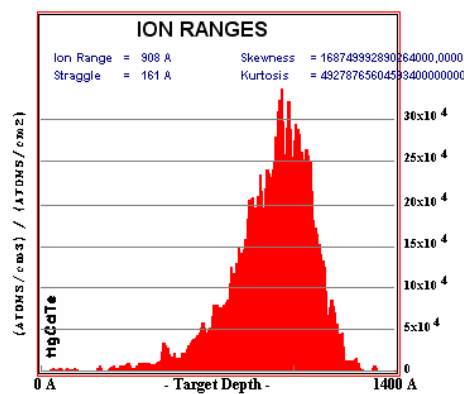


Рис. 4. Профили распределения бора в структуру КРТ(№4).

1. Cadmium Mercury Telluride photodiodes and focal plane arrays. L. A. Bovina, V. I. Stafeev The State Unitary Enterprise «RD&P Center "Orion"», – Moscow, Russia, Appl. Phys. – 1999.

## Simulation of Concentration Profiles in the $B^+$ Ion Doping Heterostructures CdTe / HgCdTe / CdZnTe

Ruslana S. Udovitska, Genadiy V. Kalisty, Vladimir V.

*V.Lashkarjov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine  
41, pr. Nauki, Kiev, Ukraine*

The successful application of ion implantation is determined primarily capacity to predict and control electrical and mechanical properties of formed elements in the given circumstances implanted. This process of establishing structures implanted at the base of in narrow (-band-) gap semiconductor HgCdTe (CMT) is used in the manufacture of infrared photodetectors.

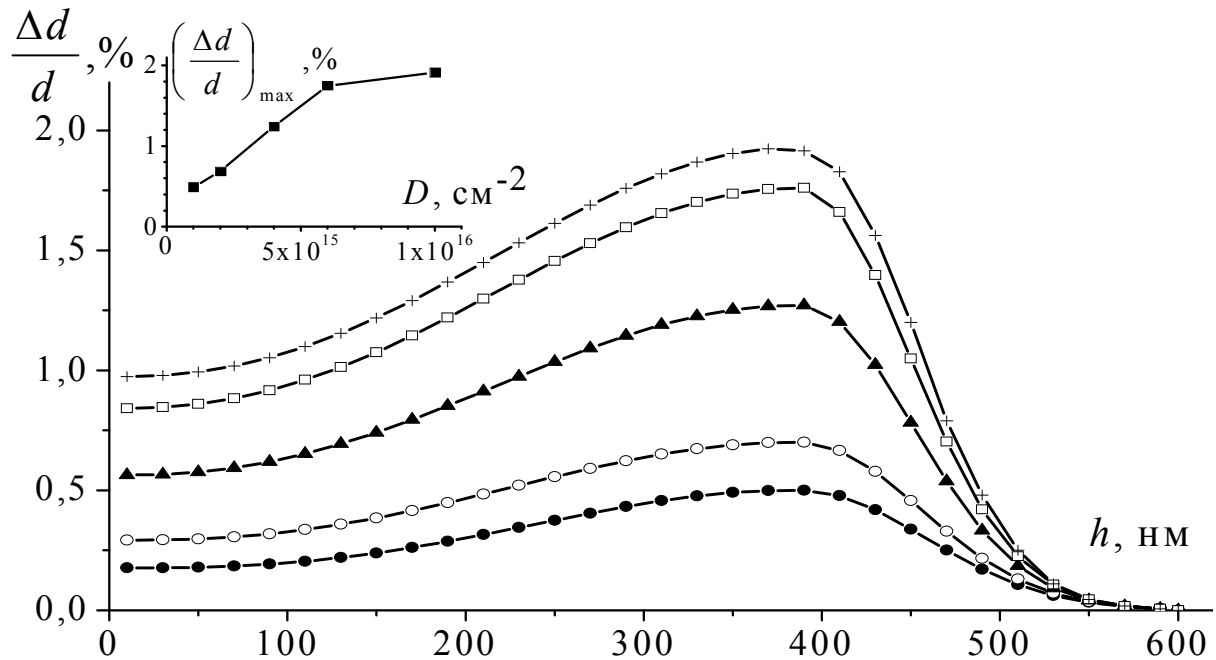
## Рентгеноструктурні дослідження приповерхневого шару плівок $Y_3Fe_5O_{12}$ , опромінених іонами гелію

Федорів В. Д., Куровець В. В.

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

Одним із методів ціленаправленої модифікації експлуатаційних характеристик ферит-гранатових плівок є іонна імплантація, роль якої зводиться до створення приповерхневого шару з відмінними структурними властивостями та відповідно магнітними параметрами.

У роботі досліджувалися імплантовані монокристалічні плівки  $Y_3Fe_5O_{12}$  товщиною 2,85 мкм, вирощені методом рідкофазної епітаксії на немагнітній підкладці  $Gd_3Ga_5O_{12}$  із кристалографічною площиною зрізу (111). Імплантація проводилася іонами  $He^+$  з енергією 100 кеВ у інтервалі доз  $1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  в умовах, що виключали самовідпал та каналювання.



**Рис. 1.** Профілі відносної деформації плівок  $Y_3Fe_5O_{12}$ , імплантованих іонами  $He^+$  з енергією 100 кеВ дозами: ● –  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , ○ –  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , ▲ –  $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , □ –  $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , + –  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

На вставці представлено залежність величини максимальної відносної деформації порушеного шару від дози опромінення.

Методом двокристалльної рентгенівської дифрактометрії отримано криві дифракційного відбивання (КДВ) від іонно-імплантованих плівок  $Y_3Fe_5O_{12}$ . На основі статистичної динамічної теорії розсіювання рентгенівських променів з експериментальних КДВ розраховано профілі відносної деформації порушеного шару (рис. 1). Аналіз даних профілів і

профілів розподілу радіаційних дефектів, отриманих на основі моделювання процесу дефектоутворення у плівках  $Y_3Fe_5O_{12}$  за допомогою програми SRIM-2003, вказує на те, що відносна деформація обумовлена переважно іонами матриці, зміщеними у процесі пружних зіткнень іона-імплантанта з атомами мішені. Товщина імплантованого шару ( $\sim 570$  нм) практично збігається з товщиною деформованого шару, з чого випливає, що в даному інтервалі доз збуджений шар не утворюється. При цьому в основному руйнується аніонна підґратка, оскільки енергія від іонів гелію найефективніше передається саме аніонам.

Встановлено область лінійного зростання значення максимальної відносної деформації порушеного шару із збільшенням величини дози опромінення ( $10^{15} - 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ), яка відповідає пружній деформації (рис. 1, вст.).

*Робота виконана за підтримки проекту UKX2-9200-IF-08.*

### **X-Ray Diffraction on Helium Irradiated $Y_3Fe_5O_{12}$ Film Near-Surface Layers**

Fedoriv V. D., Kurovets V. V.

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

Crystalline structure changes in near-surface layers of helium implanted  $Y_3Fe_5O_{12}$  films are investigated by x-ray double-crystal diffraction method. Strain-depth profiles are calculated on the basis of statistical dynamic theory.

### **Отримання та властивості тонких плівок CdO**

В.В.Хомяк

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

Оксид кадмію є перспективним матеріалом для створення електропровідних прозорих електродів різних тонкоплівкових пристроїв і фотоелектричних перетворювачів, завдяки можливістю отримання його з малим питомим опором і досить великою оптичною прозорістю у видимій ділянці спектра [1,2].

В роботі представлені результати дослідження впливу процентного співвідношення вмісту газів у робочій камері ( $Ar, O_2$ ), їх тиску, температуру осадження та відпалу на структурну досконалість, електричні й оптичні властивості плівок CdO, отриманих магнетронним розпилюванням кадмієвої мішені.

Структурна досконалість контролювалася з допомогою XRD-дифракції. Оптична прозорість вимірювалася на спектрофотометрі СФ-20 при кімнатній температурі в діапазоні довжин хвиль 250 – 1000нм. Опір досліджувався чотиризондовим методом.

Встановлено, що питомий електричний опір і оптична прозорість сильно залежить від процентного співвідношення аргону і кисню при сталому тиску в робочій камері, температури підкладки та ізотермічного відпалу. При невеликому вмісті кисню отримані плівки характеризуються досить великим питомим опором а також порівняно невеликим коефіцієнтом оптичного пропускання, що зумовлено присутністю не окисленого кадмію. Збільшення кисню в робочій суміші приводить до немонотонної залежності опору – опір спочатку зменшується а потім знову зростає. Найменше значення питомого опору досягається у плівках вирощених при співвідношенні  $\text{Ar}:\text{O}_2 \approx 4:1$  і температурах підкладки більше 440 К. Подальший відпал таких плівок на повітрі приводить до зменшення опору, який сягає  $(3 - 6) \cdot 10^{-4}$  Ом·см залежно від температури осадження. Оптична прозорість вирощених плівок складає 65 – 90%, яка залежить від вищеназваних технологічних умов. Така поведінка електричних і оптичних властивостей пояснюється існуванням недоокису кадмію та кисневих вакансій, які існують через недостачу кисню у плівці. Кисневі вакансії у плівках CdO являють собою додаткове джерело електронів у зону провідності. Крім цього, значний вплив на дані властивості чинять розміри зерен кристалітів утворюючих плівку.

Отримані результати досить добре узгоджуються з даними дослідження  $X$  – променевої дифрактометрії, у спектрах яких виявлено серію основних дифракційних піків (111), (200), (220), (311), а також піки зв'язані з присутністю неокислених зерен Cd. Дифракційні піки плівок CdO, вирощених як при підвищених температурах підкладок, так і відпалених на повітрі, більш інтенсивні та вузькі, завдяки покращенню мікрокристалічності структури плівок за рахунок розростання розмірів кристалітів. Цей факт приводить до зменшення кількості пасток для носіїв заряду та зменшення міжбар'єрного розсіювання на границях зерен, що в свою чергу веде до збільшення рухливості й електропровідності.

На спектральних залежностях коефіцієнта поглинання, побудованих у координатах  $\alpha^2 = f(h\nu)$ , спостерігаються прямолінійні ділянки в області смуги крайового поглинання, що вказує на існування прямих дозволених переходів і дало можливість визначити значення ширини забороненої зони. Ширина забороненої зони залежить від технологічних умов осадження і знаходиться в межах 2,2 – 2,5 еВ.

1. Ramakrishna Reddy K.T., Sravani C., Miles R.W. Characterisation of CdO thin films deposited by activated reactive evaporation. // J. of Crystal Growth. – 1998. – 184/185. – P. 1031-1034.
2. Баранов А.М., Малов Ю.А., Терёшин С.А., Вальднер В.О. Исследование свойств пленок CdO. // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т. 23, 20. – С. 70-74.

## Obtaining and Properties of CdO Thin Films

Khomyak V.V.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Structural, electrical and optical properties of cadmium oxide films obtained by means of magnetron sputtering in argon and oxygen mixture at various technological depositional conditions have been investigated.

There have been shown the opportunity for control by changing of depositional conditions and isothermal annealing.

## Отримання тонких шарів $\text{Si}_2\text{Te}_3$

Цалий В.З.

*Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна*

Внаслідок реакції кристалічного  $\text{Si}_2\text{Te}_3$  з водяною парою утворюється гідратний двоокис кремнію та гідрогенізований телур. Це призводить до зміни його кольору від рубіново-червоного до чорного. Встановлено, що основними компонентами в газовій фазі являються молекули  $\text{Te}_2$  и  $\text{SiTe}$ . Сублімуючи  $\text{Si}_2\text{Te}_3$  швидко покриває стінки посудини плівкою сіруватого кольору. В доповіді представлено результати досліджень по виготовленню та фазовому складу таких плівок.

Вихідним матеріалом служив порошок, отриманий зі злитків попередньо синтезованого  $\text{Si}_2\text{Te}_3$ . Порошком покривались поверхні підкладок, які заздалегідь були розміщені в боксі. Там же знаходились аналогічні підкладки, які порошком не засипались.

В якості підкладок використовувались матеріали: полікристалічні (відполіровані поверхні пластинок з Cu, Al, Ni, Pb), аморфні (поверхні чистого скла і пластинки скла, покритого цапонлаком), монокристалічні (поверхня сколу монокристалу NaCl). Процес осадження плівок контролювався електроннографічно (електроннограф ЭГ-100А).

Як показав експеримент на полікристалічних підкладках осаджених плівок не виявлено. Плівки осаджені із газової фази появлялись на аморфних і монокристалічних підкладках. Для одержання більш-менш чіткої електроннограми на "відбивання" від плівки, що знаходилася на поверхні скла, необхідно було збільшити довжину зразка до 6 см.

Плівки, які були осаджені на цапонлак виявилися частково острівковими і тонкими на стільки, що після виловлювання їх на предметні сіточки (величина комірки 0,03 мм) в процесі висихання руйнувались.

Найбільш якісними були плівки осаджені на NaCl. Вони були придатними для електроннографування уже через 1 добу. Подальша витримка в боксах до (20 діб) не змінювала вигляд електроннограм.

Згідно електроннографічних досліджень при кімнатній температурі структура плівок складається із дрібнодисперсних, безладно орієнтованих кристалічних зерен  $\text{Si}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{TeO}_2$  і  $\text{Te}$ . При нагріванні зразків в колоні електроннографа до температури  $350^\circ\text{C}$  кількість дифракційних кілець  $\text{Te}$  зменшується і вони повністю зникають при  $380^\circ\text{C}$ . Така поведінка пояснюється як і випаровуванням  $\text{Te}$ , так і розчиненням його в дефектній ґратці  $\text{Si}_2\text{Te}_3$ . Відносно кількох дифракційних кілець  $\text{TeO}_2$ , то під дією електронного променя під час нагріву відбувається процес відновлення  $\text{Te}$ .

Аналіз результатів розшифровки електроннограм від плівок відпалених при температурі  $420^\circ\text{C}$  показав, що в плівці утворюється одна стабільна фаза  $\text{Si}_2\text{Te}_3$ .

### **Obtain of Thin Layers of $\text{Si}_2\text{Te}_3$**

Tsaly V.Z.

*Chernivtsi national university, Chernivtsi, Ukraine*

The results of research of thin-films, got the sublimation of crystalline  $\text{Si}_2\text{Te}_3$  are in-process presented. It is set that the got tapes consist of  $\text{Si}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{TeO}_2$  and  $\text{Te}$ . After annealing in the column of electronograph at the temperature of  $420^\circ\text{C}$  one stable phase of  $\text{Si}_2\text{Te}_3$  appears in tape.

### **Про метод аналізу зміни концентрації вільних носіїв заряду у напівпровідниках**

Шкумбатюк П.С.

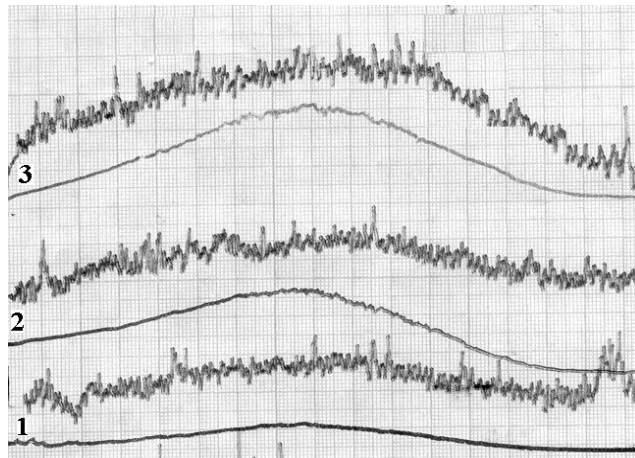
*Дрогобицький державний педагогічний університет ім. Івана Франка,  
Дрогобич, Україна*

Для аналізу зміни концентрації вільних носіїв заряду у напівпровідниках під дією температури, освітлення, магнітного поля та ін. часто застосовують методи з використанням контактів. Технологія нанесення контактів на матеріали з довільними геометричними розмірами приводить до структурних та електрофізичних змін в області контакту. Це може впливати на дійсні дані зміни концентрації вільних носіїв заряду при дослідженні напівпровідників. Для порівняння впливу контактів на зміну концентрації вільних носіїв заряду в роботі застосовано метод дії змінного електричного поля  $E_0$ , що дозволяє без використання технології нанесення контактів проводити аналіз даного параметра.

Зміна напруженості електричного поля  $E$  в якому знаходиться напівпровідник залежить від зміни діелектричної проникливості середовища  $\epsilon_c$  та напівпровідника  $\epsilon_n$   $E = E_0 / \epsilon_c + \epsilon_n$ . Діелектрична проникливість напівпровідника є функцією частоти електричного поля та концентрації вільних носіїв заряду [1]. Для ємнісного зв'язку досліджуваного матеріалу в електричному колі зміни  $E$ , провідність можна визначити з  $R_c = 1/\omega C$ .



На рис.1 показано криві фотовідклику ниткоподібних кристалів ZnO, отримані вимірюванням  $E$ . Для порівняння приведені криві фотопровідності з використанням контактів Ag пасти.



**Рис. 1.** ZnO,  $d = 5\text{nm}$ ,  $l = 0,3\text{mm}$ , монохроматор УМ-2, лампа КГМ-300  $I=7\text{A}$ . 1- щілина 0,1mm, 2-0,2mm, 3- 0,3mm Верхня крива фотовідклик, нижня фотопровідність при  $I_{(m)} = 0.3 \cdot 10^{-10} \text{ A}$ ,  $U=30\text{V}$ .

Згідно рис.1 форма спектральної області фотовідклику розмита, залежить від інтенсивності світла, при меншій інтенсивності подібна до фотопровідності. Форма спектру фотопровідності при зростанні концентрації носіїв заряду відповідає фоточутливим напівпровідникам.

Таким чином, при врахуванні трудомісткого процесу нанесення контактів на мало розмірні напівпровідникові елементи використання даного методу при відповідних умовах задовільно відтворює досліджувані параметри.

1. Киттель Ч.. Введение в физику твердого тела. – Наука. М. 1978. – 790 с.

### **Method the Analysis Concentration of the Free Charge Carriers in Semiconductors**

Shkumbatyuk P.S.

*Franko Pedagogical University, Drohobych, Ukraine*

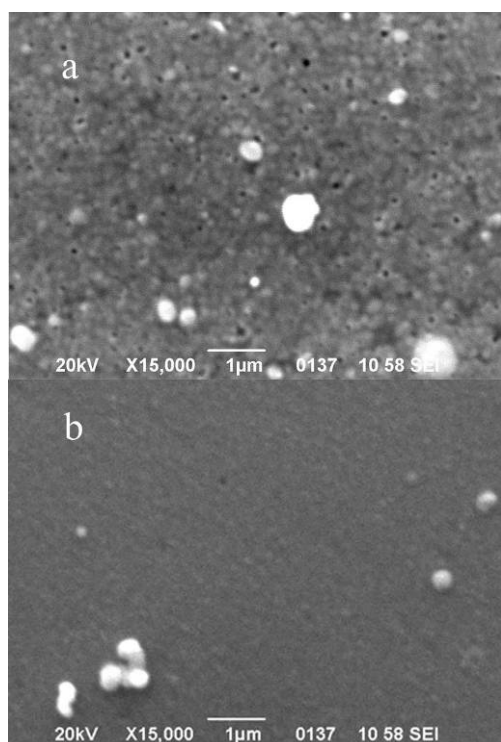
In operation the opportunity of use the noncontact analysis of change carrier density in semiconductors a method of activity an electric field surveyed.

## Chemical Surface Deposition of CdS Thin Films from CdSO<sub>4</sub>, CdCl<sub>2</sub>, CdI<sub>2</sub> Aqueous Solutions

Kusnezh V., Il'chuk G., Shapowal P.

*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine*

Chemical bath deposition (CBD) has been successfully employed for the fabrication of A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> semiconductor thin films. Cadmium sulfide (CdS) grown by (CBD) has been used extensively as a window layer in CdS/CdTe solar cell. Optimizing the current density in heterojunction solar cells using CdS window layers requires minimizing the CdS film thickness to reduce optical absorptive losses for photons at  $\lambda < 500$  nm. To ensure spatially uniform device operation, the CdS film must be continuous, dense, and robust to subsequent device processing. A widely employed technique for fabricating ultra-thin and dense CdS films, from 30 to 100 nm, is the chemical bath deposition (CBD), where CdS films are deposited onto suitable substrates in a bath containing cadmium and sulfur species.



**Fig. 1.** SEM images of 90 nm thick CSD CdS film deposited at 70<sup>0</sup>C on ITO coated glass from CdI<sub>2</sub> aqueous solution, a- before and b- after annealing. JSM-6490LV, x15000.

In this work Chemical Surface Deposition (CSD) of CdS films is described. The CSD technique overcomes limitations of CBD, using the sample surface as the heat source and utilizing the solution surface tension to minimize the applied liquid volume. Heterogeneous nucleation is favored over homogeneous precipitation by thermally-enhanced reactivity at the warmer growth surface, resulting in a high fraction of cadmium product in the film and, depending on the substrate, heteroepitaxial film growth. Heat loss from the solution to the ambient helps maintain favorable conditions for heterogeneous film growth in the time frame needed for film deposition, - 3 minutes. The combination of heat delivery at the surface with low solution volume results in a high cadmium species utilization.

Scanning electron microscopy (SEM and EDS/WDS) were carried out on a JEOL JSM-6490LV instrument with a INCAWave unit and on SELMI (Ukraine) REMMA-102-02 instrument. X-ray diffraction studies were

performed using monochromated Cu K $\alpha$  radiation on a Diffractometer HZG-4A. Measurements were taken using a glancing angle incidence detector. Optical transmission measurements of CdS/ITO/glass were made using a Carl Zeiss Specord 400 spectrophotometer. The CSD CdS films on glass substrate was annealed at 400<sup>0</sup>C for 30 min on air.

In these investigations carried out in order to obtain the best CdS window material for CdTe based solar cells with the CSD method, we have obtained results showing that the use of a CSD CdS is an option to reduce the CdS pinhole and adherent particulates density, allowing the processing of CBD CdS films with suitable properties (voids and film thickness in range of 20-100 nm).

We verified that the obtained thickness increased linearly with the number of coatings for up to 4 coatings for CdCl<sub>2</sub> salt, and almost linearly for CdSO<sub>4</sub> and CdI<sub>2</sub> salts. The role of substrate after first deposition goes from glass (ITO/glass) to CdS film on glass (ITO/glass). The subsequent depositions were made on the same CdS substrate. Therefore the deposition rates of subsequent layers are equal and time dependence of the film thickness is linear. The adherent particulates on film surface are CdS. The surface morphology investigation show that CSD CdS films contain less than 10<sup>7</sup> adherent particulates per cm<sup>2</sup>, compared to 10<sup>8</sup> for conventional CBD CdS films. Using the optical transmission data the band gap energy was calculated for the three cases. We can also observe that there was an abrupt change from the absorption sharp edge to a smaller wavelength values tail; this is known to be due to absorption in the film surface. The effect of this abrupt change should be associated to the absorption by the cauliflower-like small grain clusters formed in the surface.

1. Estela Calixto M., Tufiño-Velázquez M., Contreras-Puente G., Vigil-Galán O., Jiménez-Escamilla M., Mendoza-Perez R., Sastré-Hernández J., Morales-Acevedo A.. Study of chemical bath deposited CdS bi-layers and their performance in CdS/CdTe solar cell applications // *Thin Solid Films*, – 2008. – T. 516, № 20, P. 7004-7007.
2. Archbold M.D., Halliday D.P., Durose K., Hase T.P.A., Smyth-Boyle D., Govender K.. Characterization of thin film cadmium sulfide grown using a modified CBD process // *Conference record of the 31 IEEE photovoltaic specialists conference, USA*, – 2005. – P.476-479.
3. Landolt-Börnstein. Numerical data and functional relationship in science and technology, Group III, vol.17b, Springer-Verlag Berlin·Heidelberg·New York, – 1982.

## Technology of the Surface $\text{TeO}_2\text{xSiO}_2$ Films

Mel'nychuk T.A., Tkachuk P.M., Savchuk S.A., Kleto G.I., Tkachuk V.I.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

High-resistively crystals of wide-gap semiconductor material CdTe have been widely used recent years in various types of ionization rays detectors [1-4]. The dark current is a critical parameter for configuration metal-semiconductor-metal (M-S-M) limiting the energy resolution of detectors.

In-this report the results of the comparative study of I-V characteristics of “metal-semiconductor-metal” structures without coatings and with protective coatings is introduced. A telluride-silicates glasses as protective coating was chosen because of its high value resistively and adhesion to CdTe were known. The last feature is due to similarity between  $\text{TeO}_2$  and natural oxide on CdTe surface.

Optimal regimes for radio frequency deposition of dielectric coatings on the surface of pixeled Schottky junction based on Cl-doped CdTe single crystals with high resistively ( $10^7 - 10^{10}$ ) Ohm-cm were determined. In particular, the films with composition of  $(\text{TeO}_2)_x\text{-(SiO}_2)_{1-x}$  have demonstrated high isolation properties. In this case the leakage current is significantly decreased. Thus, it is clear, that uncoiled single pixel elements with protective coating can be used when medium energy resolution, stability and reliability of operation, small size and radiate-on hardness are needed. Possible applications of new CdTe pixeled detectors with the studied protective coatings for high-resolution spectrometry in X- and gamma-ray sensor devices are discussed.

1. Zanio K.R.. Cadmium Telluride // *Semiconductors and semimetals*, (New York, San Francisco: Academic Press), – 1978. – T. 13, – 236 p.
2. Gostilo V., Ivanov V., Kostenko S., Lisjutin I., Loupilov A., Nenonen S., Sipila H., Valpas K.. Technological aspects of development of pixel and strip detectors based on CdTe and CdZnTe // *Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res. A.*, – 2001. – T. 460. – P. 27-34.
3. González R., Pérez J.M., Velaa O., de Burgosa E., Ollera J.C. and Gostilo V. Electrical characterization of large volume CdZnTe coplanar detectors // *Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res. A.*, – 2005. – T. 547. – P. 517-534
4. Gryaznov D.V., Lupilov A.V.. An X-ray Detection Unit Based on GaAs Detector // *Inst. and Exp. Technique*, – 2000. – T. 43, №6. – pp. 815-817

## **Залежність структури та адгезії тонких плівок TiAlN від потенціалу на підкладці при імпульсному магнетронному розпиленні високої потужності (ІМРВП)**

Михайльонка Р.Я.

*Бранденбурзький технічний університет міста Котбус,  
кафедра метало- і матеріалознавства, D-03046 Котбус, Німеччина*

Тверді покриття для сучасного високоефективного ріжучого інструменту відіграють на сьогоднішній день дуже важливу роль. На даний момент найбільше використовуються тверді покриття на основі (Ti, Al). Ці покриття мають унікальні механічні властивості: високу твердість, високу твердість при нагріванні, високу стійкість до окислення та низьку теплопровідність [1]. Потрійна плівкова система "тітан-алюміній-азот", (Ti, Al)N привертає до себе увагу підвищеною стійкістю до окислення і кращими механічними властивостями, ніж у TiN [2]. Введення алюмінію в плівку TiN покращує стійкість до окислення, тобто TiAlN починає окислюватися при температурі вище 700 °С, тоді, як TiN окислюється починаючи з 550 °С, та механічні властивості плівок [3].

Метою даної роботи є покращити механічні властивості плівок TiAlN за рахунок покращення адгезії плівок, їх структури та густини. Одним із способів вирішення цього завдання є – імпульсне магнетронне розпилення високої потужності (ІМРВП). ІМРВП – один із найновіших методів фізичного розпилення у вакуумі тонких плівок на основі магнетронного розпилення. При ІМРВП на катод подається надзвичайно висока потужність, порядку кілька МВт, за дуже короткі проміжки часу (імпульси), довжина яких кілька десятків мікросекунд, до <10% від загальної довжини імпульсу. ІМРВП використовується: для попередньої протравки підкладки іонами перед напиленням, тим самим підсилюючи адгезію, а також і для самого напилення тонких плівок. Вперше цей метод був запатентований Володимиром Кузнецовим [4] (згадано вперше 9 грудня 1997р. [5]). При ІМРВП густина заряду на катоді може досягати  $6 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$ , поки напруга розряду підтримується кілька сот вольт, внаслідок цього досягається гомогенність заряду на поверхні катода і в камері та висока густина плазми, порядку  $10^{13}$  іонів на  $\text{cm}^{-3}$ , з великим коефіцієнтом іонів розпилюваної речовини, зокрема – металу [6].

Плівки TiAlN напилялися в промисловій установці CC800/9 HPPMS для магнетронного напилення фірми SemeCon AG при температурі порядку 500 °С, з мішені TiAl з концентрацією вихідного матеріалу 50:50%. Вміст азоту в сполуці регулювали співвідношенням газів  $\text{N}_2/(\text{Ar}+\text{Kr})$ . Параметри для напилення були наступними: на катод подавалася потужність 2 кВт з частотою 300 Hz та шириною пульсу 200 мкс; на підкладку подавали такі потенціали: 0, -30, -60, -90, -120 В. Перед

самим напиленням підкладку піддавали іонній протравці методом ІМРВП. Базовий і робочий тиск в камері становили  $10^{-3}$  і 0,6 Па відповідно. В якості підкладки використовували наперед відполіровану та очищену в ультразвуковій ванні нержавіючу сталь, товщиною 2 мм. Хімічний склад, структуру та морфологію плівок було підтверджено та досліджено за допомогою X-променевого аналізатора на основі методу енергетичної дисперсії EDX (з англійської energy dispersive X-ray analyzer) на установці SEM (Scanning Electron Microscope).

Отримані TiAlN плівки мають хороші адгезійні властивості та мають зорозу зносостійкість, що підтвердили тест на царапання та тест на зносостійкість, які проводилися на приладах CSM Instruments. При зменшенні потенціалу підкладки від 0 до -120 В, спостерігалася зміна структури плівки від колонної до більш щільнішої і одноріднішої, що приводить, на нашу думку, до збільшення густини плівки.

1. Локтев Д.. Наноструктурные покрытия высокопроизводительного инструмента // Стружка, – 2004. – Т. 2, №5. С. 12-17.
2. PalDay and S. Deevi S.C. // Mater. Sci. Eng. – 2003. – A 342. – P. 58
3. Yoo Y.H. , Le D.P., Kim J.G. and Vinh P.V. // Thin Solid Films. –2007. – 516. P. 3544
4. Kouznetsov V., U.S. Patent No. 6,296,742 B1 – 2001.
5. Kouznetsov V., Macák K., Schneider J.M., Helmersson U., and Petrov I.. Surf. Coat. Technol. – 1999. – 122. – P. 290.
6. A.P. Ehiasarian, R. New, W.-D. Munz, L. Hultman, U. Helmersson, V. Kouznetsov. Influence of High Power Densities on the Composition of Pulsed Magnetron Plasmas // Vacuum. – 2002. – Т.65, P. 147-154.

### **Structure and Adhesion Bias Dependence of TiAlN Thin Films using High Power Impulse Magnetron Sputtering (HiPIMS)**

Mykhaylonka R.Ya.

*Technical University of Brandenburg at Cottbus,  
Chair of Physical Metallurgy and Materials Technology, D-03046 Cottbus, Germany*

The ternary coating system of titanium-aluminium-based nitride (TiAl)N is attractive due to its significant enhancement of oxidation resistance and mechanical properties with respect to TiN. Incorporation of aluminium in a TiN film improves the mechanical properties. The pretreatment and the deposition of the TiAlN thin films using the HiPIMS improve the adhesion and the tribological properties. Bias has an effect on the structure of the films.

## **Inelastic Electromagnetic Waves Scattering in the Charge-Density-Wave Phase of the Spinless Falicov-Kimball Model**

Shvaika A.M.<sup>1</sup>, Freericks J.K.<sup>2</sup>, Matveev O.P.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine,  
Lviv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Georgetown University, Washington, USA*

The Falicov-Kimball model is one of the simplest model with the strong electron correlation. Nevertheless, it describes many quantum mechanical effects such as metal-insulator transition, order-disorder phase transition and phase separation that have practical importance for the nano scaled devices production. The peculiarity of the Falicov-Kimball model is that it has exact solution within the dynamical mean-field theory (DMFT) which is a local theory and has been used for the investigation of the electron processes in low dimensional and nano systems [1].

The nonresonant, mixed and resonant response functions for the Raman scattering of light are determined for the charge-density-wave (CDW) phase of the spinless Falicov-Kimball model at half filling within DMFT. Their frequency dependence is investigated in different regimes of Coulomb repulsion (ranging from dirty metal to the Mott-insulator) and for different temperatures. Obtained spectra reflect the structure of the many-particle density of states. The nonresonant response function is also determined for the case of the inelastic X-ray scattering (when both energy and momentum are transferred) [2]. In this case the investigation on the momentum-dependency is done in the first Brillouin zone. All investigations are performed for  $B_{1g}$  and  $A_{1g}$  symmetries (which are usually examined in experiments).

Obtained results about the strong and weak temperature dependence of the low and high energy excitations, respectively, the influence of the Coulomb potential on the shape of spectra give information about charge dynamics in CDW-ordered phase, which could be useful in experimental investigations of the corresponding compounds.

1. Freericks J.K. Transport in multilayered nanostructures, Imperial College Press, London, 344 p. – 2006.
2. Matveev O.P., Shvaika A.M., Freericks J.K., arXiv:0809.5284 [cond-mat.str-el].

## **Molecular Dynamics Simulation of Sputtering of Metal Clusters on Hydrocarbon Surfaces**

Yermolenko O.A., Kornich G.V.

*Zaporizhzhia National Technical University, Zaporizhzhia, Ukraine*

Substrates based on an orthorhombic polyethylene crystal [1] were used in the simulations. Periodic boundary conditions in lateral directions were applied. We added also a dissipative layer in the bottom of the simulation region and along lateral sides of the molecular dynamics cell.

Ion sputtering of copper clusters, consisting of 13 and 27 atoms, was investigated. The initial configurations of the clusters were obtained by annealing without substrate followed by relaxing of the clusters on substrate surface.

The following interatomic potentials were used: long-range many-body AIREBO potential [2] for simulation of covalent bonding and intermolecular interactions in hydrocarbons, many-body potential [3] based on embedded atom model for simulation of copper-copper interactions, Lennard-Jones potential for copper-carbon and copper-hydrogen interactions and Ziegler-Biersack-Littmark potential for describing interaction of bombarding ions with cluster and substrate atoms. Parameterization of Lennard-Jones potential for copper-carbon interactions was taken from [4]. To get an efficient coverage of the target area, the impact points of ion were selected from a two-dimensional pseudo-random sequence.

For the current number of simulations performed the following dependencies were observed: bigger size of the cluster leads to lower intensity of substrate sputtering and to more intensive sputtering of the cluster atoms.

The sputtering and backscattering yields of the clusters and substrates are analyzed and discussed. Accompanied changes in the atomic structure of targets are examined.

1. Beardmore K., Smith R. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, – 1995. – V. 102. – P. 223.
2. Stuart S.J., Tutein A.B. and Harrison J.A. // Journal of Chemical Physics, – 2000. – V. 112. – P. 6472
3. Betz G., Husinsky W. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, – 1995. – V. 102. – P. 281
4. Ellis D.E., Mundim K.C., Fuks D. et al. // Materials Science in Semiconductor Processing, – 2000. – V. 3. – P. 123.



**СЕКЦІЯ 2 (усні доповіді)  
НАНОТЕХНОЛОГІЇ, НАНОМАТЕРІАЛИ І КВАНТОВО-  
РОЗМІРНІ СТРУКТУРИ**

19-21 травня 2009 р.

**SESSION 2 (oral)  
NANOTECHNOLOGIES AND NANOMATERIALS,  
QUANTUM-SIZE STRUCTURES**

May, 19-21, 2009

**Газочувствительные свойства нанокристаллических тонких  
пленок Pt/SnO<sub>2</sub> при воздействии H<sub>2</sub>S**

Анисимов О.В.<sup>1</sup>, Максимова Н.К.<sup>1</sup>, Севастьянов Е.Ю.<sup>2</sup>,  
Черников Е.В.<sup>2</sup>, Сергейченко Н.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет, Томск, Россия

<sup>2</sup>ОСП «Сибирский физико-технический институт при ТГУ»

<sup>3</sup>ООО НПП «Сенсерия», Томск, Россия

Актуальность разработки сигнализаторов и газоанализаторов сероводорода (H<sub>2</sub>S) обусловлена возрастающими требованиями к безопасности проведения работ в нефтеперерабатывающей, химической промышленности, в медицине, а также в жилищно-коммунальном хозяйстве.

Среди различных газочувствительных элементов несомненный интерес представляют нанокристаллические тонкие пленки металлооксидных полупроводников (SnO<sub>2</sub>, WO<sub>3</sub> и др.), поскольку хемосорбция восстановительных и окислительных газов на их поверхности сопровождается обратимыми изменениями проводимости [1,2].

В настоящей работе представлены результаты исследований газочувствительных характеристик тонких пленок диоксида олова (SnO<sub>2</sub>), с нанесенной на поверхность мелкодисперсной платиной (Pt) в качестве катализатора.

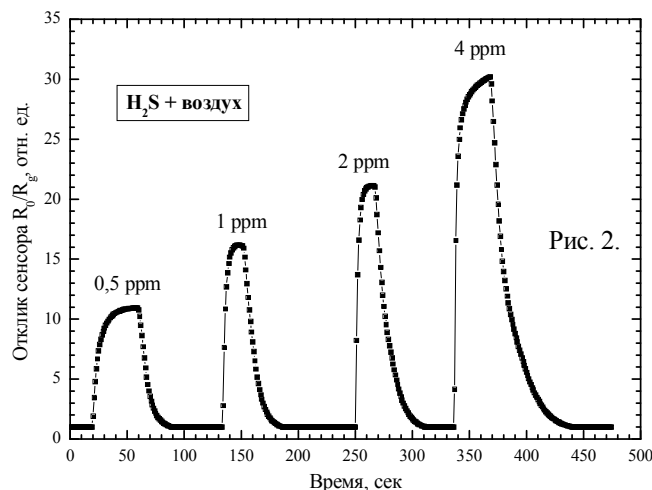


Исследуемые структуры получали методом магнетронного напыления в кислородно-аргонной плазме с последующим осаждением поверхностного катализатора. Использование микроэлектронной технологии позволяет получать ~ 300 чувствительных элементов со встроенным нагревателем (размер чувствительного элемента 1,5 мм x 1,5 мм) на сапфировой подложке диаметром 3 см [3]. Каждый из чувствительных элементов монтировался в

корпус ТО-8 типа (Рис. 1).

Данные атомно-силовой и рентгеновской микроскопии показали, что для пленок толщиной 100 нм размер зерна кристаллитов SnO<sub>2</sub> составляет 15÷30 нм.

Проведены исследования температурной зависимости газовой чувствительности тонких пленок Pt/SnO<sub>2</sub> при воздействии сероводорода в диапазоне концентраций 0,1÷10 ppm. Максимум чувствительности таких структур наблюдается при 300 °С, при этом потребляемая мощность составляет 195 мВт.



На рис. 2 представлена зависимость отклика сенсора при подаче смеси H<sub>2</sub>S + воздух в диапазоне концентраций 0,5÷4 ppm. Видно, что данные структуры обладают высокой чувствительностью к низким концентрациям сероводорода. При этом время отклика и восстановления сенсоров по уровню τ<sub>0,9</sub> и τ<sub>0,1</sub> составляют 20 с и 30 с, соответственно.

Результаты работы показывают, что тонкопленочные структуры Pt/SnO<sub>2</sub> могут быть успешно использованы в качестве детекторов сероводорода на уровне ПДК.

1. Gong J., Chen Q., Lian M.-R., Liu N.-C., Stevenson R.G., Adami F.. Micromachined nanocrystalline silver doped SnO<sub>2</sub> H<sub>2</sub>S sensor // Sensors and Actuators B, – 2006. – 114 – P. 32-39.
2. Rout C.S., Hegde M., Rao C.N.R. H<sub>2</sub>S sensors based on tungsten oxide nanostructures // Sensors and Actuators B, – 2008. – 128, P. 488-493.
3. Анисимов О.В., Максимова Н.К., Черников Е.В., Давыдова Т.А., Щеголь С.С. Способ изготовления чувствительного элемента полупроводникового газового сенсора / Патент №2319953, Россия, 2008.

### Gas sensitive properties of nanocrystal SnO<sub>2</sub> thin films towards H<sub>2</sub>S

Anisimov O.V.<sup>1</sup>, Maksimova N.K.<sup>1</sup>, Chernikov E.V.<sup>2</sup>,  
Sevastyanov E.Y.<sup>2</sup>, Sergeychenko N.V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Tomsk State University, Tomsk, Russia

<sup>2</sup>Siberian Physical Technical Institute

<sup>3</sup>Senseria Ltd., Tomsk, Russia

SnO<sub>2</sub> thin film sensor was fabricated with microelectronic technology and H<sub>2</sub>S (hydrogen sulfide) gas sensing characteristics were measured in a temperature range 150-350 °С. It was observed that surface doping with

platinum improves significantly the material's sensitivity to H<sub>2</sub>S, and the sensor response to 2 ppm H<sub>2</sub>S was  $R_0/R_g = 21$ .

### **Проявления эффектов перегрева носителей заряда в квантовых ямах SiGe p-типа.**

Беркутов И.Б.<sup>1</sup>, Андриевский В.В.<sup>1</sup>, Комник Ю.Ф.<sup>1</sup>, Миронов О.А.<sup>2,3</sup>.

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

<sup>2</sup> *Warwick SEMINANO R&D Centre, University of Warwick Science Park, United Kingdom*

<sup>3</sup> *International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,  
Wroclaw, Poland.*

В квантовых ямах SiGe с дырочным типом проводимости реализован эффект перегрева носителей заряда. Роль “термометра” для определения температуры дырок выполняла амплитуда осцилляций Шубникова – де Газа. Время дырочно-фононной релаксации при различных температурах рассчитывалось на основе уравнения теплового баланса. Анализ времени дырочно-фононной релаксации в исследованных системах выявил переход двумерной системы дырок из режима малоуглового рассеяния с температурной зависимостью вида  $\tau_{\text{hph}} \sim T^{-5}$ , в режим частичной неупругости с температурной зависимостью  $\tau_{\text{hph}} \sim T^{-2}$ .

### **Overheating Effect of the charge carriers in SiGe p-type quantum wells**

Berkutov I.B.<sup>1</sup>, Andrievskii V.V.<sup>1</sup>, Komnik Yu.F.<sup>1</sup>, Mironov O.A.<sup>2,3</sup>

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

<sup>2</sup> *Warwick SEMINANO R&D Centre, University of Warwick Science Park, United Kingdom*

<sup>3</sup> *International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland*

The effect of the charge carriers overheating in a two-dimensional (2D) hole gas in a SiGe quantum well was realized. The Shubnikov-de Haas (SdH) oscillation amplitude was used as a “thermometer” to measure the temperature of overheated holes. The temperature dependence of the hole - phonon relaxation time was found using analysis of heat-balance equation. Analysis of the temperature dependence of the hole-phonon relaxation time exhibits transition of 2D system from regime of “partial inelasticity” with dependence  $\tau_{\text{hph}} \sim T^{-5}$  to conditions of small angle scattering where  $\tau_{\text{hph}} \sim T^{-2}$ .

## Енергетичні стани двошарових квантових точок у формі витягнутих та сплюснутих еліпсоїдів обертання

Бойчук В.І., Гольський В.Б., Кубай Р.Ю., Лукін Р.І.

*Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка,  
Дрогобич, Україна*

Еліпсоїдальна форма КТ привертає до себе увагу дослідників [1-3] у зв'язку з тим, що за певних параметрів еліпсоїд можна розглядати як сферу чи як циліндр, а експериментально важко отримати нанокристали визначеної форми. В роботі [4] досліджено вплив форми КТ на енергетичний спектр квазічастинки у випадку, коли КТ є сферичними, циліндричними та кубічними.

У поданій роботі знайдено енергетичний спектр та хвильову функцію складної квазічастинки з двома межами поділу у вигляді сплюсненого та витягнутого еліпсоїда обертання. Задача розв'язана в наближенні нескінченно глибокої потенціальної ями. Знайдено енергію шести найнижчих станів електрона в цих гетероструктурах. Побудовано графіки густини ймовірності перебування квазічастинки в просторі. Зроблено аналіз впливу параметрів еліпсоїда обертання, що обмежує область КТ, на енергетичний спектр електрона. Обчислено ймовірності переходів квазічастинки між дискретними станами нанокристалу.

Конкретний розрахунок виконувався на прикладі наносистем *скло/CdSe/скло* та *GaAs/InAs/GaAs*. Отримані результати порівнювалися з даними інших авторів.

1. Cantele G., Ninno D., and Iadonisi G. // *Phys. Rev. B.* – 2002.– v.64.– P. 125325-125334.
2. Зегря Г.Г., Костантинов О.В., Матвеевцев А.В. // *ФТП*, – 2003. – Т.37, вып.3. – С. 334-338.
3. Boichuk V.I., Hol'skyi V.B., Kubay R.Yu., Lukin R.I. // *Ukrainian Journal of Physics* – 2008. – V.53, N 6. – P. 574-578.
4. Бойчук В.І., Гольський В.Б. // *Фізика і хімія твердого тіла.* – 2007. – Т.1. – С. 82-87.

### **The energy spectrum of two-layer quantum dots in the form of prolate and oblate ellipsoids of rotation**

Boichuk V.I., Hol'skyi V.B., Kubay R.Yu., Lukin R.I.

*Drohobych Ivan Franko State Pedagogical University. Department of theoretical physics  
24 Franko St., Drohobych UA-82100, Lviv Region, Ukraine*

In the paper the analysis of the influence of the parameters of the ellipsoid of rotation, which bounds the region of QDs, on the electron energy spectrum, was done.

## Електрофізичні властивості нанокompозитних плівок $\text{SiO}_x$ та $\text{SiO}_2(\text{Si})$ отриманих методом іонно-плазмового розпилення

Братусь О.Л., Євтух А.А., Кизяк А.Ю., Литвин О.С.

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

Нанокompозитні плівки  $\text{SiO}_x$  та  $\text{SiO}_2(\text{Si})$  на сьогоднішній день є перспективними об'єктами для дослідження та впровадження в різних галузях сучасної наноелектроніки.

Основною метою даної роботи було дослідити електричні властивості нанокompозитних плівок  $\text{SiO}_x$  та  $\text{SiO}_2(\text{Si})$ , отриманих методом іонно-плазмового розпилення для їх подальшого використання як середовища, для накопичення та зберігання електричного заряду в структурах енергонезалежної пам'яті.

Плівки  $\text{SiO}_x$  отримувались на с-Si підкладці іонно-плазмовим розпиленням кремнієвої мішені у вакуумі в атмосфері аргону та кисню. Основні параметри технологічного процесу: співвідношення  $\text{Ar}/\text{O}_2$  лежало в межах від 7 до 15, тиск при осадженні  $p = 80 \times 10^{-4}$  мм.рт.ст., підкладка нагрівалась до температури  $150^\circ\text{C}$ , швидкість осадження становила 50-70 нм/хв.

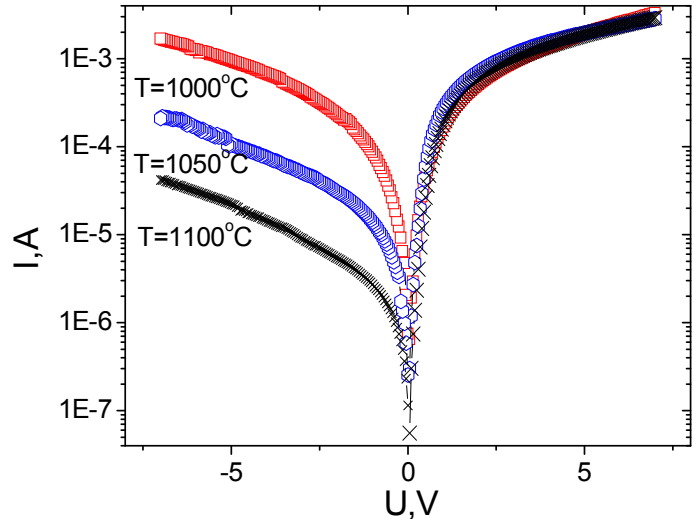
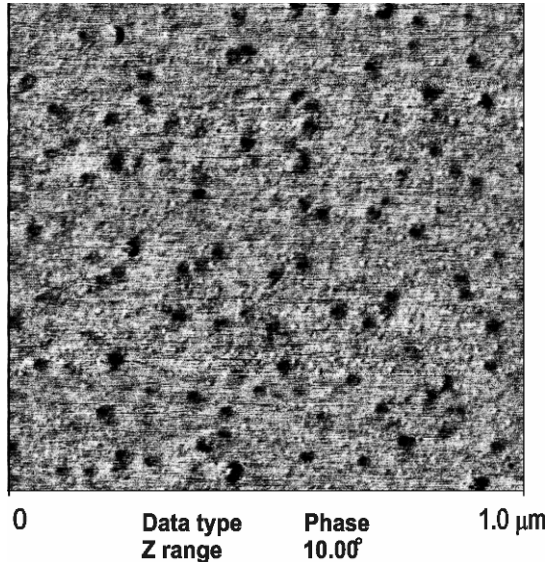
Після осадження плівок за допомогою методу еліпсометрії ( $\lambda = 632,8$  нм) визначались їх товщина та показник заломлення. Товщина досліджуваних плівок  $\text{SiO}_x$  знаходилась в діапазоні від 240 нм до 270 нм, показник заломлення – від 1,76 до 1,93.

Проводились дослідження впливу температури відпалу ( $T = 1000^\circ\text{C}$ ,  $1050^\circ\text{C}$  та  $1100^\circ\text{C}$ ) впродовж 30 хв. в атмосфері азоту на трансформацію  $\text{SiO}_x$  в нанокompозитну  $\text{SiO}_2(\text{Si})$  плівку з кремнієвими нанокристаллами в діелектричній матриці  $\text{SiO}_2$ .

Морфометрію поверхні плівок до та після відпалу проводили на атомно-силовому мікроскопі (АСМ) серії NanoScope IIIa в режимі періодичного контакту кремнієвими зондами із номінальним радіусом заокруглення вістря до 10 нм. Відпал структур до  $1000^\circ\text{C}$  і вище протягом 30 хв. привів до значної зміни рельєфу: на фоні вихідної поверхні утворились окремі наноострівці кремнію, що можна припустити з характеру руху зонду при скануванні поверхні (рис. 1). Порівнюючи вплив концентрації кремнію на формування рельєфу внаслідок високо температурного відпалу, можна зробити наступний висновок. Чим вища концентрація кремнію у вихідних плівках, тим більші острівці формуються при відпалі, причому їх густина зменшується.

Проведено дослідження електрофізичних властивостей нанокompозитних плівок  $\text{SiO}_x$  та  $\text{SiO}_2(\text{Si})$  методом I-V характеристик. Спостерігається вплив температури відпалу на утворення потенціального бар'єру між с-Si підкладкою та шаром  $\text{SiO}_2$  (рис. 2). На основі аналізу I-V

характеристик були встановлені механізми електропровідності через нанокмпозитні плівки, суттєву роль в яких відіграють процеси тунелювання через діелектричні прошарки між нанокристаллами та електронні пастки в забороненій зоні діелектрика.



**Рис. 1.** *АСМ зображення фрагменту поверхні зразка 29В5 відпалених при різних температурах після відпау при 1100°С*

**Рис. 2.** *I-V характеристики SiO<sub>2</sub>(Si) плівок*

### Electrical properties of nanocomposite SiO<sub>x</sub> and SiO<sub>2</sub>(Si) films deposited by ion-plasma sputtering method

Bratus' O.L., Evtukh A.A., Kizjak A.Yu., Lytvyn O.S.

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

The silicon enriched SiO<sub>x</sub> (x < 2) films have been obtained with ion-plasma sputtering method. The influence of the annealing temperature on Si nanocrystal size and density has been investigated by AFM. The increase of Si nanocrystal size and decrease their surface density was revealed with temperature growth. The electrical conductivity of the SiO<sub>x</sub>, SiO<sub>2</sub>(Si) films has been investigated in detail and electron transport mechanism was proposed.

### Узагальнений розподіл Чакраверті-Вагнера

Венгреневич Р.Д., Іванський Б.В., Москалюк А.В., Стасик М.О.

*Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича, Чернівці, Україна*

У останні роки особливу цікавість представляє поширення теорії Ліфшица-Сльозова-Вагнера (теорії ЛСВ) на поверхневі дисперсні системи і, зокрема, на острівцеві плівки. Це особливо актуально на даний час, у зв'язку з розвитком нанотехнологій і отриманням наноструктур.

Вперше теорію ЛСВ для описання еволюції структури дискретних плівок, які складаються з окремих острівців (кластерів) і мають форму сферичних сегментів застосував Чакраверті [1]. У його моделі плівка складається з окремих куполоподібних острівців, статистично однорідно розподілених по поверхні підкладки у пересиченому морі (розчині) адсорбованих підкладкою атомів (адатомів).

Згідно Вагнера, дифузійний механізм росту із збереженням форми острівців можливий, якщо атоми, які перетинають межу розділу острівця-підкладка і попадають на їх поверхню в одиницю часу, встигають утворювати хімічні зв'язки, необхідні для відтворення структури речовини острівця [2].

За Вагнером число адатомів, які перетинають межу між острівцем і підкладкою та потрапляють на поверхню острівця за одиницю часу, визначається:

$$j_1 = 4\pi R_C \alpha_2(\theta) \beta \langle C \rangle = 4\pi r^2 \frac{\alpha_2(\theta)}{\sin^2 \theta} \beta \langle C \rangle, \quad (1)$$

а число атомів, які його залишають за одиницю часу:

$$j_2 = 4\pi r^2 \frac{\alpha_2(\theta)}{\sin^2 \theta} \beta C_r, \quad (2)$$

так що сумарний потік атомів, які беруть участь в утворенні хімічних зв'язків, рівний:

$$j_i = j_1 - j_2 = 4\pi r^2 \frac{\alpha_2(\theta)}{\sin^2 \theta} \beta (\langle C \rangle - C_r), \quad (3)$$

де  $\langle C \rangle$  – середня концентрація розчину, а  $C_r$  – задається формулою

$$C_r = C_\infty e^{\frac{2\sigma v_m \alpha_2(\theta)}{R_C kT \alpha_1(\theta)}} = C_\infty e^{\frac{2\sigma v_m \sin \theta \alpha_2(\theta)}{r kT \alpha_1(\theta)}} = C_\infty \left( 1 + \frac{2\sigma v_m \sin \theta \alpha_2(\theta)}{r kT \alpha_1(\theta)} \right) \quad (4)$$

Тут  $C_\infty$  – рівноважна концентрація при температурі  $T$ ,  $v_m$  – об'єм адатома,  $k$  – постійна Больцмана,  $\sigma$  – питоме значення поверхневої енергії.

У той же час, дифузійний потік  $j_S$  адатомів до острівця (від острівця), визначається формулою

$$j_S = \frac{2\pi D_S}{\ln l} (\langle C \rangle - C_r) \quad (5)$$

де  $l = 2, 3$  – екрануюча відстань.

У стані рівноваги:

$$j_i = j_S = j \quad (6)$$

тому потік  $j$  до кластера (від кластера) може бути виражений як:

$$j = \frac{1}{2} (j_i + j_S) \quad (7)$$

У загальному випадку потік  $j$  рівний:

$$j = j_i + j_s \quad (8)$$

Аналітичний вигляд функції розподілу острівців за відносними розмірами у залежності від співвідношення потоків  $j_s$  і  $j_i$  має такий вигляд [3]:

$$g'(u) = \frac{u^3 (u^2 + 2ux^2 + 2x^2 + x)^{D/2}}{(1-u)^B} \times \exp\left(\frac{F - Dx^2}{\sqrt{2x^2 + x - x^4}} \operatorname{arctg} \frac{u + x^2}{\sqrt{2x^2 + x - x^4}}\right) \exp\left(\frac{C}{1-u}\right) \quad (9)$$

де:

$$x = \frac{j_s}{j}, \quad u = \frac{r}{r_g}, \quad B = \frac{32x^4 + 16x^3 + 48x^2 + 13x + 5}{A}, \quad C = -\frac{12x^2 + 3x + 3}{A},$$

$$D = -\frac{80x^4 + 40x^3 + 15x^2 + x + 2}{A}, \quad F = -\frac{32x^6 + 16x^5 + 54x^4 + 34x^3 + 8x^2}{A},$$

$$A = 16x^4 + 8x^3 + 9x^2 + 2x + 1;$$

2. В.К. Chakraverty. // J. Phys. Chem. Solids. – 1967. – Т.28. – Р. 2401.
3. С. Wagner, Electrochem. – 1961. – Т.65. – Р. 581.
4. Венгреневич Р.Д., Иванский Б.В., Москалюк А.В., ЖЭТФ. – 2007.– Т.131. – Р. 1040.

### Generalized Chakraverty-Wagner Distribution

Vengrenovich R.D., Ivans'kiy B.V., Moskalyuk A.V., Stasyk M.O.

*Yu.Fed'kovich Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

A mechanism of the Ostwald ripening of islands in thin films and heterostructures under the simultaneous action of the diffusion and Wagner growth mechanisms is proposed. The island size distribution function are calculated.



## Енергетичний спектр та хвильові функції електрона у складних сферичних напівпровідникових наносистемах з водневоподібною домішкою

Головацький В.А.

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці, Україна

Низькорозмірні напівпровідникові структури в даний час є одними з основних об'єктів фізики напівпровідників. Сучасні теорії спектрів квазічастинок в квантових точках, квантових дротах, нанотрубках та

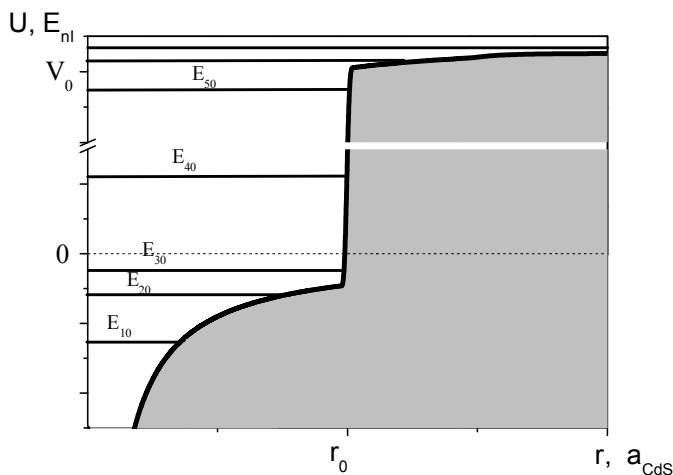


Рис. 1. Потенціальна схема та енергетичний спектр електрона в  $KT$   $CdS/ZnS$ .

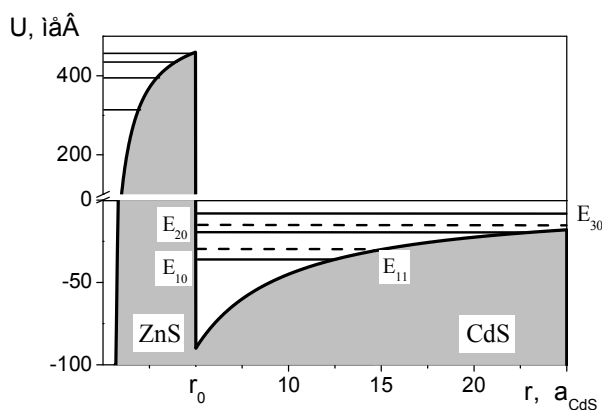


Рис. 2. Схема потенціальної енергії та енергетичний спектр електрона в  $KAT$   $ZnS/Cd_xZn_{1-x}S$ .

теоретичного дослідження такого впливу необхідно розрахувати енергетичний спектр носіїв заряду в наносистемах, що містять заряджені домішки. Дослідження домішкових станів в квантових точках (КТ)

наноплівках дають можливість в рамках різних наближень розрахувати оптичні властивості наноструктур різної геометрії та матеріального складу. Досягнутий прогрес в технології отримання різноманітних наноструктур дозволяє надіятись на створення квантово-розмірних напівпровідникових систем з наперед заданими фізичними властивостями. Будь-який технологічний процес отримання наноструктур супроводжується появою різних деформацій, вакансій, домішок. Домішкові атоми і дефекти в напівпровідниках створюють не тільки центри розсіювання і рекомбінації носіїв заряду, але і що найбільш важливо для приладобудування, радикально впливають на фізичні властивості наноструктур. Для

виконувались різними авторами в різних наближеннях [1-2]. При цьому залишилися не достатньо дослідженими домішкові стани в багатошарових КТ та квантових антиточках (КАТ).

У даній роботі в рамках наближення ефективних мас досліджується вплив воднеподібної донорної домішки на хвильові функції та енергетичний спектр електрона в складних багатошарових квантових точках. Для числових розрахунків у якості модельного напівпровідника вибрано напівпровідник  $Cd_xZn_{1-x}S$ .

В роботі показано, що електрон в квантовій точці CdS/ZnS з мілкою донорною домішкою в її центрі має дві області воднеподібного спектру: нижче дна та біля верхнього краю прямокутної потенціальної ями (рис. 1). Досліджено локалізацію електрона донорною домішкою, розміщеною в центрі квантової антиточки  $ZnS/Cd_xZn_{1-x}S$ . Така система має дві потенціальні ями (рис. 2): глибоку – в центрі КАТ та мілку – за її межами. Глибина мілкої ями залежить як від радіуса антиточки, а висота потенціального бар'єра лінійно залежить від  $x$  – процентного вмісту кадмію в зовнішній матриці. Результати досліджень показують, що у залежності від розміру КАТ та величини  $x$  електрон в основному стані може бути локалізованим в глибокій чи мілкій потенціальній ямі.

Для дослідження квазістаціонарних станів електрона в області додатніх енергій (рис. 2) розглядається наносистема  $ZnS/Cd_xZn_{1-x}S$  поміщена в непроникне для електрона зовнішнє середовище. Така наносистема характеризується набором дискретних електронних станів. При збільшенні товщини оболонки  $Cd_xZn_{1-x}S$  наносистема поступово переходить в КАТ, при цьому серед квазінеперервного енергетичного спектра електрона з  $E > 0$  містяться резонансні стани, у яких електрон локалізований глибокою потенціальною ямою скінчений час життя.

1. Cheng-Ying Hsieh and Der-San Chuu, *J. Phys.: Condens. Matter.* 12 (2000) 8641.
2. Н. Ткач, В. Головацкий, Я. Березовский, Спектр и взаимодействие квазичастиц в наногетеросистемах//Изв. АН РФ. Серия физическая. Т.68, (2004) 120.

### **Electron energy spectrum and wave function in spherical semiconductor nanosystems with hydrogenic-like impurity**

Holovatsky V.A.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The influence of the hydrogenic-like donor impurity on the electron energy spectrum and wave functions in the spherical nanosystems (quantum dots, quantum antidots) within the effective mass approximation are investigated.

## Особливості енергетичного спектру щільних масивів квантових точок

Григор'єв А.О.

*Інститут фізики напівпровідників НАН України, Київ, Україна*

Як відомо, енергетичний спектр надграток є результатом взаємодії хвильових функцій одиничних квантових ям, що формують надгратку. Причому хвильова функція електрона у надгратці може бути представлена як модифікована хвильова функція одиничної квантової ями.

Резонним є питання, чи не виникає подібної взаємодії між одиничними квантовими точками у щільних масивах квантових точок, та наскільки обґрунтованим є наближення ізольованої сферичної квантової точки у нескінченному середовищі.

Саме таким важливим питанням і присвячена наша робота.

Виявляється, що потрібно розрізнити тунельний зв'язок, що виникає між енергетично еквівалентними та не еквівалентними рівнями. Вони відповідають резонансному та нерезонансному тунелюванню. В обох випадках тунельний зв'язок викликає делокалізацію (збурення) хвильової функції електронів. На додаток, тунельний зв'язок неможна розглядати як збурення в резонансному випадку, однак нерезонансне тунелювання у випадку, коли тунельний матричний елемент достатньо малий, може розглядатися у наближенні теорії збурень.

Тунельний зв'язок між двома (або декількома) ямами призводять до відштовхування рівнів. Наприклад, в молекулі  $\text{NH}_3$  два вироджені рівні у відсутності тунелювання мають хвильові функції, які локалізовані по обидва боки трикутнику воднів. Якщо врахувати тунелювання, виродження знімається і відповідні енергетичні рівні делокалізуються з двох мінімумів (насправді, в найпростішому випадку, нові енергетичні рівні – нормалізована сума або різниця двох незбурених станів). В тунельно-зв'язаних подвійних квантових ямах делокалізація носіїв є наслідком відштовхування рівнів власних значень енергії незбуреного Гамільтоніану які були локалізовані в різних шарах гетеро структури (рівні кожної ями, якщо розглядати її ізольовано) і які завдяки тунельному зв'язку взаємодіють. Ця взаємодія зміщує незбурені рівні та результуючі хвильові функції розповсюджуються далі ніж спочатку.

В результаті було побудовано модель впливу близько розташованих наноструктур одна на одну. Продемонстровано важливість для розрахунку енергетичного спектру квантової точки урахування хвильових функцій сусідніх квантових точок. Побудовано критерій припустимості наближення ізольованої квантової точки.

## Придушення оптичного теплового пробою тонкої пластини напівпровідника корельованими шумами

Гудима Ю.В., Максимов А.Ю.

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

Оптичний тепловий пробій є прикладом нелінійного ефекту в системах, збуджуваних когерентним світлом, відмінна риса яких – існування множинних стабільних станів при перевищенні параметрами системи певних критичних значень за відсутності зовнішнього зворотного зв'язку. Фізична природа цього явища в напівпровідниках зв'язана зі швидким (експонентним) ростом коефіцієнта поглинання світла вільними носіями при розігріві матеріалу поглиненим випромінюванням (енергія світлового кванта менша за ширину забороненої зони) і виявляється у вигляді лавиноподібного росту температури напівпровідника, коли інтенсивність світла (зовнішній параметр) перевищує поріг пробою. Кінцева частота проходження лазерних імпульсів, генерованих неперервними квантовими генераторами світла, приводить до того, що густина енергії флукує від спалаху до спалаху. У законі Ламберта-Бера інтенсивність світла є мультиплікативним параметром, тому варто очікувати, що ці флуктуації можуть істотно впливати на систему, тому що її детермінованими нерівноважними властивостями, як відомо, можна цілком керувати, змінюючи потік енергії падаючого світла. З іншого боку, нерівноважність розглянутого процесу приводить до випадкових флуктуацій швидкості носіїв заряду, що виявляються у вигляді адитивного шуму в рівнянні кінетики теплового балансу.

Нестаціонарний тепловий режим тонкої пластини напівпровідника досить добре описується однією змінною – усередненою по товщині тонкої пластини температурою, величина якої визначається з рівняння теплового балансу. Рівняння приведено до безрозмірного вигляду з урахуванням адитивного (теплового) і мультиплікативного шумів, які вважаються взаємокорельованими. Оскільки отримане нелінійне стохастичне рівняння Ланжевена має не один стаціонарний стан серед своїх розв'язків, то визначалась імовірність їхньої реалізації. Екстремуми стаціонарної густини імовірності ототожнюють з макроскопічними стаціонарними станами системи. Числовий аналіз показав, що взаємна дія шумів приводить до ряду нових ефектів. По-перше, низькотемпературний (основний) стан бістабільної системи зсувається у бік менших значень температур. По-друге, бістабільність нелінійної системи поглиблюється (вирівнюється імовірність заселеності кожного зі стійких станів). Тим самим різко асиметрична бістабільна система прагне стати симетричною. Часи спонтанних переходів системи з одного стану в інший вирівнюються.

## Suppression of Optical Heat Breakdown of Thin Semiconductor Wafer by Cross-Correlated Noises

Gudyma Iu.V., Maksymov A.Iu.

*Yu. Fed'kovich Chernivtsi National University*

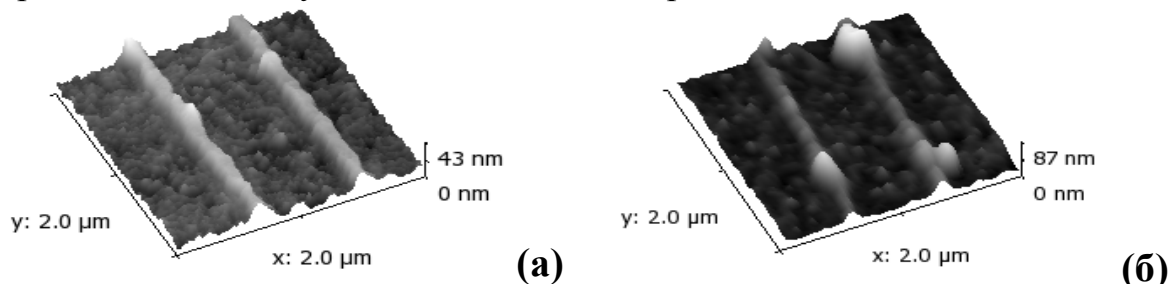
The laser-induced thermal breakdown in a semiconductor wafer under the joint action of an external multiplicative noise (laser radiation energy density fluctuations) correlated with an internal additive noise is studied theoretically. The correlated additive noise is demonstrated to increase the degree of bistability of the crystal temperature hysteresis.

## Вплив термічного відпалу на оптичні властивості плазмонних систем на основі масиву золотих нанодротів

Дмитрук М.Л., Коровін О.В., Мамикін С.В., Соснова М.В.,  
Минько В.І., Литвин О.С.

*Інститут фізики напівпровідників НАНУ, Київ, Україна*

Останні декілька років активно розвивається нова галузь фотоніки – плазмоніка, що займається, зокрема, вивченням структур з просторово-періодичною діелектричною проникністю. На відміну від фотонних кристалів, що створюються на основі діелектричних матеріалів, плазмонні системи представляють собою періодичні структури з включенням металевих об'єктів субмікронних розмірів (дроти, прути, точки, отвори) [1]. В таких системах можливе збудження колективних коливань вільних електронів (локальні плаزمони (ЛП)) та поверхневих плазмонних поляритонів (ППП) під дією зовнішнього електромагнітного поля, що призводить до резонансного підсилення концентрації електромагнітної енергії на межі поділу метал/навколишнє середовище.

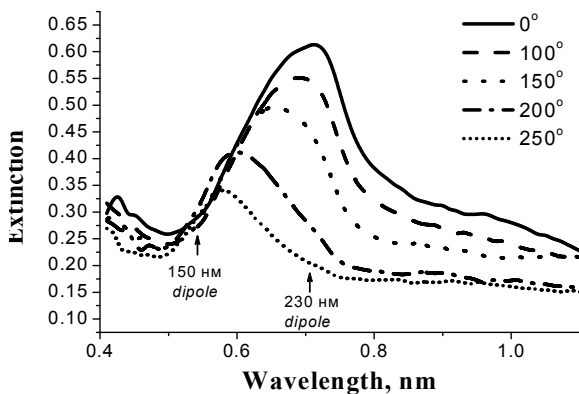


**Рис. 1.** АСМ – зображення поверхні плазмонної системи з 1D планарною періодичністю – золоті (Au) нанодроти на діелектричній підкладинці (скло) до відпалу (а) та після (б) останнього відпалу при температурі 250°C. Параметри структури: до відпалу (а): період 745 нм, ширина основи 209 нм, висота дроту 20 нм; після відпалу (б): 745 нм, 178 нм, 25 нм, відповідно.

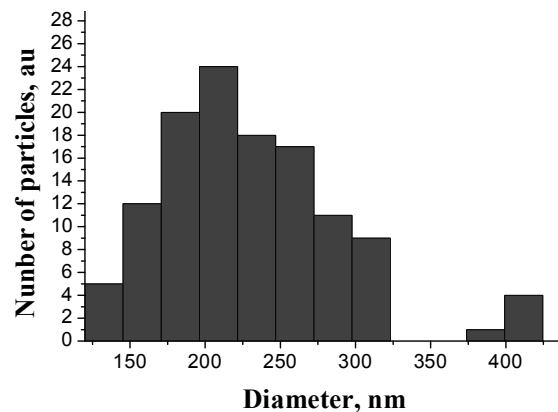
Досліджувались плазмонні системи з планарною періодичністю (Au нанодроти на діелектричних підкладинках), виготовлені методом

фоторезистивної літографії [2]. З метою вивчення впливу термічних відпалів на морфологічні та оптичні властивості представлених систем, було проведено серію відпалів в інтервалі температур від 100°C до 250°C з подальшим вимірюванням спектрів пропускання ( $T$ ) поляризованого світла. Відпали проводилися в повітрі протягом години з кроком 50°C. Морфологія поверхні структур вивчалась методом атомно-силової мікроскопії (АСМ) (рис. 1).

Аналізуючи фактори, що впливають на зміну оптичних властивостей плазмонної системи (рис. 2) треба враховувати як зміну діелектричної проникності золота, так і модифікацію морфології поверхні під дією термічного відпалу. З рис. 1 видно, що під час нагрівання відбувається модифікація структури золотого нанодоту (подібно до змін в острівцевих плівках золота [3]), що полягає у формуванні наночастинок різних розмірів і, як наслідок, зміною геометричних параметрів дотів. Із статистичного аналізу АСМ зображень поверхні випливає, що внаслідок відпалу найбільш ймовірно утворення частинок з лінійними розмірами 230 нм (рис. 3).



**Рис. 2.** Спектральні залежності екстинкції ( $-\ln(T_p)$ ) р-поляризованого світла періодичної системи золотих нанодотів на склі при різних температурах відпалу.



**Рис. 3.** Гістограма розподілу діаметру наночастинок, що утворилися після відпалу періодичної системи нанодотів при температурі 250°C.

Моделювання пропускання світла крізь періодичну систему золотих нанодотів показує, що поряд зі зміною оптичних констант золота важливим чинником є зміна геометричних параметрів системи внаслідок відпалу. Як видно з рис. 2, мінімум пропускання, що відповідає резонансному збудженню локального плазмона в окремому нанодоті, зсувається в короткохвильову частину спектру внаслідок зменшення ширини дроту. Стрілкою позначено положення плазмонного резонансу в сферичних золотих частинках з діаметром 150 нм та 230 нм.

1. Barnes W.L., Dereux A. T.W. Ebbesen. // NATURE – 2003. – Т.424. – Р. 824.

2. Дмитрук М.Д. та ін. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2007. – Т.8, №2. – Р. 281-286.
3. Romanyuk V.R. et al. // Materials Science and Engineering B. – 2008. – Т.149. – Р. 285.

**The influence of annealing on the optical properties  
of plasmonic system based on 1D array of gold nanowires**

Dmitruk N.L., Korovin A.V., Mamykin S.V., Sosnova M.V.,  
Min'ko V.I., Lytvin O.S.

*Institute of Semiconductors Physics, NASU, 41 pr. Nauki, Kyiv, Ukraine*

The effect of annealing in the range between 100 to 250°C on the optical properties of periodical 1D array of gold nanowires was studied. It was demonstrated that optical properties of plasmonic system are defined both by the metal permittivity modification and by the geometrical parameters of surface.

**Наноразмерные субструктуры во фрустрированных  
ферритмагнетиках и их влияние на гистерезисные свойства**

Ефимова Н.Н., Ткаченко Н.В., Могильченко Н.В.  
*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,  
Харьков, Украина,*

Композиционный беспорядок, возникающий при диамагнитном разбавлении магнетиков с конкурирующими короткодействующими обменными взаимодействиями, является причиной формирования на фоне дальнего магнитного порядка того или иного типа мезоскопической субструктуры в виде кластеров с сильным внутренним обменом, разделенных фрустрированными спинами (матрица). За счет варьирования сорта и концентрации диамагнитных ионов, вводимых в состав ферритмагнитных (ФМ) оксидов различных структурных типов, нам удалось получить объекты, которые отличались геометрией кластерной подсистемы (форма и размеры), а также наличием или отсутствием дальнего ФМ порядка во фрустрированной матрице.

При исследовании процессов намагничивания-перемагничивания в полученных системах наночастиц, взаимодействующих посредством фрустрированных спинов, в области  $T = (5 \div 100)$  К и  $H \leq 5$  кЭ было установлено, что пространственная неоднородность проявляется в тех случаях, когда размеры кластеров составляют несколько десятков нанометров. При этом определяющую роль играет состояние кластерной подсистемы. При уменьшении одного из линейных размеров кластера до значений порядка 10 нм, когда в пределах монокристалла или зерна возникает псевдослоистая структура, в формирование гистерезисных свойств «включается» фрустрированная матрица. Эффекты, которые ранее

не отмечались ни в макрообъектах, ни в ансамблях наночастиц во многом определяются релаксационными процессами.

**Nanoscale substructures in the frustrated ferrimagnets and their influence on the hysteretic properties.**

Efimova N.M., Tkachenko M.V., Mogil'chenko N.V.

*V.N. Karazin Kharkov National University, Kharkov, Ukraine*

In this work we present the results for the study of hysteretic properties of mono- and polycrystals which consist of nanoscale clusters alternating with the layers of frustrated spins. The space in homogeneity begins to reveal itself when the size of cluster becomes to be several dozens of nanometers.

**Телескопічні коливання  
у багатостінкових вуглецевих нанотрубках**

Завальнюк В.В., Марченко С.

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

Досліджено телескопічні коливання у багатостінкових вуглецевих нанотрубках на основі континуальної моделі взаємодії суміжних трубок [1]. Визначено частоти власних телескопічних коливань для трубок рівної та суттєво відмінної довжини, знайдено характерні частоти малих коливань. Отримано точний вираз для коефіцієнту повздожньої жорсткості розглянутої системи в залежності від радіусів та довжин суміжних одностінкових трубок. Оцінено вплив кривини трубок на їх коливальні спектри.

Окремо розглянуто випадок низькотемпературних коливань та оцінено їх внески до термодинамічних характеристик розчинів багатостінкових нанотрубок

Отримані результати добре погоджуються з наявними експериментальними даними по вуглецевим нанотрубках [2].

1. Girifalco L.A., Hodak Miroslav, and Lee Roland S. Carbon nanotubes, buckyballs, ropes, and a universal graphitic potential // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Т.62, 13. – Р. 104.
2. Cumings J., Zettl A., Low-Friction Nanoscale Linear Bearing Realized from Multiwall Carbon Nanotubes // *Science.* – 2000. – Т.289 – Р. 602.



## Telescopic Oscillations of Multi-Walled Carbon Nanotubes

Volodymyr Zavalniuk, Sergey Marchenko

*Odessa I.I.Mechnikov National University, Odessa, Ukraine*

A simplified model of the telescopic oscillations in MWCNT is developed. The explicit expressions for the telescopic force constants and oscillations frequencies are derived depending on interacting tubes diameters and lengths. The contributions of small-amplitude oscillations to low temperature characteristics of nanotubes are estimated.

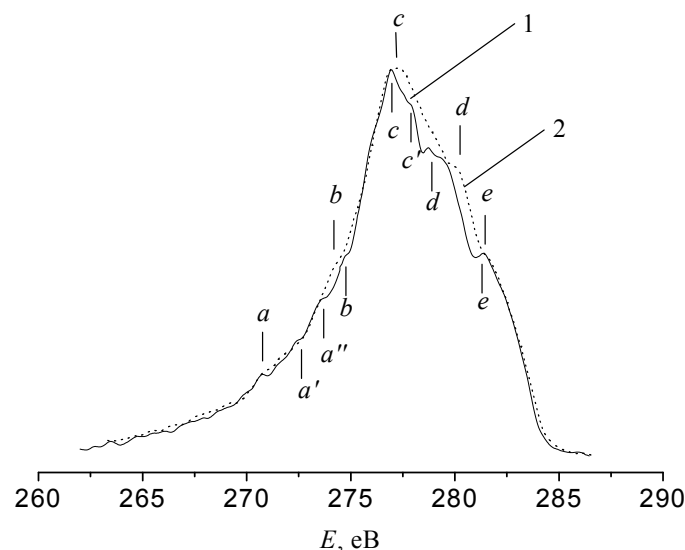
## Рентгеноспектральне дослідження відмінностей електронної структури вуглецевих нановолокон та нанотрубок

Зауличний Я.В.<sup>1</sup>, Солонін Ю.М.<sup>1</sup>, Петровська С.С.<sup>1</sup>,  
Прилуцький Е.В.<sup>1</sup>, Труш О.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*Національний технічний університет України «КПІ», Київ, Україна*

Вуглецеві нанотрубки та нановолокна привертають до себе постійну увагу дослідників завдяки комбінації нанорозмірних діаметрів і ширин графенових шарів та мікронних довжин. Така особлива структура зумовлює наявність унікальних властивостей даних модифікацій вуглецю. Поряд з цим, при синтезі нанотрубок досі актуальним залишається питання їх ідентифікації та доведення відмінності від нанорозмірних вуглецевих волокон. Тому методом ультрам'якої рентгенівської емісійної спектроскопії було проведено порівняльне дослідження електронної структури вуглецевих нанотрубок та нановолокон і встановлено



**Рис. 1.**  $SK_{\alpha}$ -емісійні смуги вуглецевих нанотрубок (1) і вуглецевих нановолокон (2)

відмінності між особливостями енергетичного розподілу валентних  $Sp$ -електронів в даних об'єктах. Оскільки існує залежність між розмірами досліджуваних об'єктів та шириною емісійних смуг [1-4], дослідженню підлягали зразки нановолокон та нанотрубок однакового діаметру.

Порівняння  $SK_{\alpha}$  емісійних смуг нановолокон та нанотрубок (рис. 1) показало, що останні характеризуються появою додаткових  $\pi+\sigma$ -перекриттів внаслідок викривлення поверхні графенових шарів при їх згортанні в нанотрубки.

В результаті виявлено відмінності у ступенях змішаного перекриття  $\pi+\sigma$ -орбіталей вздовж вісі нанотрубок та в радіальному напрямку.

Показано, що внаслідок додаткового вкладу розірваних зв'язків, які виникають при видаленні каталізаторів з нанотрубок, спостерігається звуження їх емісійних смуг у порівнянні зі смугами вуглецевих нановолокон при однакових діаметрах досліджуваних об'єктів.

1. Жураковский Е.А., Зауличный Я.В., Нешпор В.С. Особенности электронного строения ультрадисперсных порошков кубического нитрида бора // Порошковая металлургия. – 1991. – Т.1. – С. 72-76.
2. Зауличный Я.В. Рентгеноспектральное исследование электронной структуры и химической связи в ультрадисперсных порошках и полученных из них мелкокристаллических материалах. I. Нитрид титана // Порошковая металлургия. – 1999. – Т.7/8. – С. 75-85.
3. Зауличный Я.В. Рентгеноспектральное исследование электронной структуры и химической связи в ультрадисперсных порошках и полученных из них мелкокристаллических материалах. II. Карбид титана // Порошковая металлургия. – 1999. – Т.9/10. – С. 75-84.
4. Зауличный Я.В. Рентгеноэлектронне та рентгеноспектральне дослідження зміни електронної структури при диспергуванні порошку  $BaTiO_3$  // Фізика і хімія твердого тіла. – 2002. – Т.3. – С. 623-628.

### **X-ray spectral investigations of electronic structure differences in carbon nanofibres and nanotubes**

Zaulychnyy Ya.V.<sup>1</sup>, Solonin Yu.M.<sup>1</sup>, Petrowska S.S.<sup>1</sup>, Prilutski E.V.<sup>1</sup>,  
Trush O.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> National technical university of Ukraine «KPI», Kyiv, Ukraine

The ultrasoft emission spectroscopy method was applied to investigate the energy distribution of valence electrons in carbon nanofibers and nanotubes.

## Формування потенціального бар'єру між двома близько розділеними нанорозмірними плівками металу

Ільченко Л.Г.<sup>1</sup>, Ільченко В.В.<sup>2</sup>, Лобанів В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Київський університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна

Об'ємні характеристики просторово обмежених структур, такі як енергія споріднення  $\chi_N$ , енергія Фермі  $E_F^N$ , робота виходу  $\phi_N$  та ін., суттєво відрізняються від відповідних характеристик необмежених структур завдяки ефекту розмірного квантування [1,2]. Для металевих плівок товщиною  $L_i$  з врахуванням умови дзеркального відбиття електронів від нескінченно високих бар'єрів на межах розподілу енергетичний спектр електронів має наступний вигляд

$$E_{v_i}(q) = \frac{\hbar^2 q^2}{2m_i^*} + \frac{\pi^2 \hbar^2 v_i^2}{2m_i^* L_i^2}, \quad v_i = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

де  $m_i^*$  – ефективна маса електронів,  $q = \{q_y, q_z\}$  – хвильовий вектор і  $v_i$  – енергетичний квантовий номер в кожній РК плівці товщиною  $L_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ).

В даній роботі на основі методу функцій Гріна нелокального рівняння Пуассона [2,3] розраховано потенціал сил зображення  $V_j^0(x)$  в несиметричній системі двох тонких (нанорозмірних) плівок металу (напівметалу або виродженого напівпровідника) товщиною  $L_i$  ( $i = 1, 2$ ), розділених надтонкою вакуумною щілиною товщиною  $S < 20 \text{ \AA}$ .

В довгохвильовому наближенні Томаса-Фермі (НТФ), коли радіус екранування вільними електронами в кожній з РК плівок металу має наступний вигляд [1,2]

$$\kappa_i^N = \left[ 4N_i / L_i \cdot (a_0^*)_i \right]^{1/2}, \quad (2)$$

де  $(a_0^*)_i = \hbar^2 / m_i^* e^2$  – ефективний борівський радіус,  $m_i^*$  – ефективна маса електронів і  $N_i$  – число заповнених енергетичних підзон, яке залежить від концентрації електронів  $n_i$  і товщини плівки  $L_i$ , та визначається наступним рівнянням

$$N_i(N_i - 1)(4N_i + 1) < 12n_i L_i^3 / \pi < N_i(N_i + 1)(4N_i + 5). \quad (3)$$

$N_i$  змінюється від 1 до  $\infty$  при збільшенні товщин плівок  $L_i$ , теоретично досліджено вплив РК в кожній з нанорозмірних РК плівок металу на формування потенціального бар'єру між ними.

Для симетричної та несиметричної по об'ємним параметрам систем РК плівок показано, що  $V_j^0(x)$  є неперервним на межах поділу ( $x = 0$  і  $x = S$ ), а висота потенціального бар'єру, сформованого потенціалом сил зображення  $V_2^0(x)$  в вакуумній щілині, зростає зі збільшенням відстані  $S$  [2,3]. Форма та висота бар'єру  $V_{вак}^0(x, L_1, L_2)$  визначаються як електронною структурою металу, так і товщиною  $L_i$  РК плівок. Висота бар'єру в вакуумному проміжку є немонотонною функцією товщини  $L_i$  кожної РК плівки металу.

Показано, що немонотонна залежність контактної різниці потенціалів та висоти потенціального бар'єру від товщини РК плівок металу (напівметалу чи виродженого напівпровідника) може впливати на макроскопічні параметри нанорозмірних структур, пов'язаних з переносом заряду між ними

1. Ільченко Л.Г., Лобанов В.В., Ільченко В.В. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – Т.6, №4. – С. 600-603.
2. Ільченко Л.Г., Горайчук Т.В. // Ultramicroscopy. – 2003. – Т.95. – Р. 67-73.
3. Ільченко Л.Г., Горайчук Т.В. // Surf. Sci. – 2001. – Т.478. – Р. 169-179.

### **The potential barrier formation between two closely separated nanosize metal films**

Ільченко Л.Г.<sup>1</sup>, Ільченко В.В.<sup>2</sup>, Лобанов В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Surface Chemistry NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine*

<sup>2</sup>*Radiophysical Dept., Kiev University, Kiev, Ukraine*

By theoretical analysis we have demonstrated that for degenerate films with a discrete electron energy spectrum (quantum size (QS) films) the thickness dependences for the potential barrier height  $V_{вак}^0(x, L_1, L_2)$  between the closely spaced QS films is quasi-oscillatory. This non-monotonic dependence can determine the dimensional dependence of the tunnel characteristics for spatially-limited structures.

### **Спектри поглинання самоорганізованих наношарів полі-3,4-етилендіокситіофену**

Конопельник О.І., Аксіментьєва О.І., Опайнич І.Є., Польовий Д.О.

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

Створення нового покоління матеріалів для органічних дисплеїв, сенсорів, засобів візуалізації зображень, які поєднують в собі фізико-оптичні властивості напівпровідників з гнучкістю, термопластичністю і

легкістю полімерів, вимагає розробки ефективних методів отримання наноструктурованих плівкових матеріалів, чутливих до дії електричного поля, а саме, з електрооптичними (електрохромними) властивостями. Спряжені полімери, отримані на основі гетероароматичних сполук, виявляють електрохромні переходи (зміна забарвлення під дією електричного поля) в широкій області потенціалів. В даній роботі вивчено можливість отримання самоорганізованих шарів електрохромної речовини полі-3,4-етилендіоксітіофену (ПЕДОТ) на поверхні оптично прозорих напівпровідникових електродів (індій-станум-оксид, ІТО) методом йонного складання, або пошарового, “layer by layer” (LBL) нанесення. Для отримання самозібраних шарів використовували водну дисперсію полі-3,4-етилендіоксітіофену, стабілізовану аніонною поверхнево-активною речовиною (ПАР) – полістиролсульфоною кислотою (ПСС). Як катіонну ПАР використано похідні піридиній хлориду (ЦПХ).

Знайдено, що компактні, однорідні плівки контрольованої товщини можна отримати в результаті 10 - 40 циклів почергового нанесення катіонного ПАР і полімеру, ПЕДОТ, стабілізованого аніонним ПАР – ПСС. Спектри поглинання складаються з двох смуг, перша з максимумом 380-390 нм відповідає за  $\pi \rightarrow \pi^*$  перехід в забороненій зоні, друга, в області 600-800 нм, зумовлена поглинанням носіїв поляронного типу. Згідно з даними електронних спектрів, збільшення числа шарів в процесі формування плівки спричиняє зростання оптичної густини полімерного шару і несуттєво впливає на положення смуг поглинання. Для плівок, отриманих на основі LBL технології, визначено область потенціалів електрохімічної активності, спектральні характеристики та параметри гетерогенного транспорту заряду в електролітах різного типу.

Робота фінансується Державним фондом фундаментальних досліджень Міністерства освіти і науки України, проект 25.4/116.

### **Absorption spectra of the self-assembled nanolayers of poly-3,4-ethylenedioxythiophene**

Konopelnyk O.I., Aksimentyeva O.I., Opainych I.Ye., Poliovyi D.O.

*Lviv Ivan Franko National University, Lviv, Ukraine*

The self-assembled layers of poly-3,4-ethylenedioxythiophene (PEDOT) stabilized by polystyrene sulfoacid on the surface of transparent ITO electrodes were obtained with “layer by layer” (LBL) technology. For obtained films the spectral characteristics and range of the electrooptical activity has been established.

## Формирование наносистем меди при околоравновесной конденсации в сверхчистой инертной среде

Корнющенко А.С.

*Сумский государственный университет, Сумы, Украина*

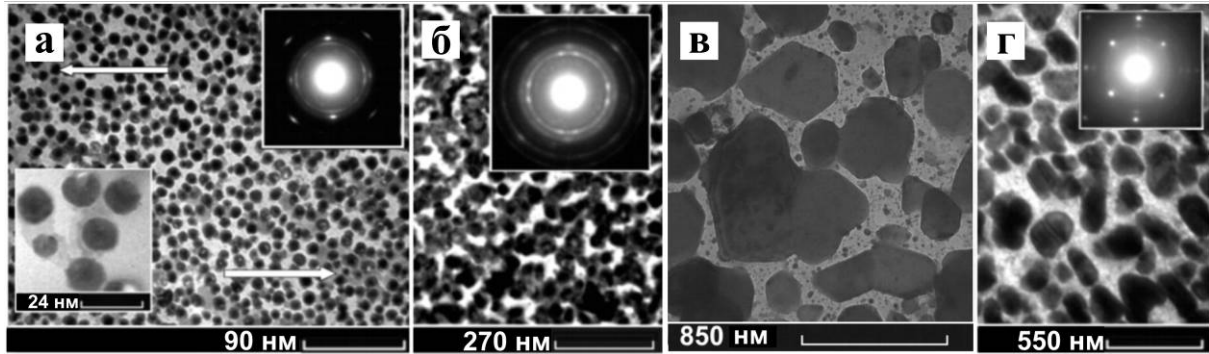
Цель работы заключалась в выявлении условий самоорганизации наносистем меди на основании околоравновесной конденсации в условиях Фольмера-Вебера. Технологии получения статистически однородных функциональных наносистем определяют развитие наноэлектроники и нанофотоники. Обычно для получения монодисперсных островковых слоев используют близкие к равновесным условия Странски-Крастанова. Наряду с этим представляется достаточно актуальным получение подобных статистически однородных наносистем при использовании предельно низких пресыщений и механизма зарождения конденсатов согласно Фольмеру-Веберу.

Реализация необходимых технологических условий осуществлялась посредством распыления меди магнетроном на постоянном токе при давлении аргона 10 Па. В качестве подложек использовались свежие сколы КС1 и стекло. Близость к равновесию достигалась, во-первых, неполной термической аккомодацией конденсируемых атомов, во-вторых, воздействием на ростовую поверхность потоком вторичных электронов, а также повышенной температурой подложки ( $T_c = 380^\circ\text{C}$ ) и снижением мощности разряда ( $P_w = 24$  Вт) до уровня, который еще позволяет наблюдать конечную скорость сверхкритического зародышеобразования.

Квазиравновесная конденсация и созревание по Оствальду, которые поддерживаются неполной термической аккомодацией, являются необходимыми предпосылками самоорганизации статистической однородности наносистем (рис. 1 а), а переход к формированию сеточных структур обусловлен вторичным зарождением нанокластеров и преобладающей конденсацией в области их сращивания (рис. 1 б).

Механизмы формирования наносистем в значительной мере определяются плотностью активных центров на поверхности подложек, а также равномерностью их распределения по поверхности. Малая плотность активных центров на поверхности стекла исключает взаимное влияние кластеров в процессе их роста, что делает невозможным процесс созревание по Оствальду и, в конечном итоге, определяет сильно выраженный разноскоростной рост кристаллов (рис. 1 в).

При незначительном повышении мощности разряда процесс кластерообразования на сколах КС1 нарушается переходом к эпитаксиальному росту достаточно крупных островков (рис. 1 г). Другими словами, для реализации квазиравновесной стационарной конденсации необходимо использовать предельно слабые конденсируемые потоки,



*Рис. 1. Структура систем нанокластерів міді (а, б, г – на KCl; в – на стеклі)*

створені за допомогою високостабілізованих джерел живлення, і жорсткий контроль параметрів процесу конденсації.

Таким чином у роботі вперше встановлено, що існуючі до цього часу традиційні уявлення про механізм конденсації металів в умовах Фольмера-Вебера обмежуються тільки достатньо високими пересыщеннями, а в умовах, близьких до рівноважних, можна сформувати системи нанокластерів.

### **Formation of Copper Nanosystems under Near-Equilibrium Condensation in an Ultrapure Inert Medium**

Kornyushchenko A.S.

*Sumy State University, Sumy, Ukraine,*

It has been established for the first time that modern conventional notions of the metal condensation mechanism under Volmer–Weber conditions are limited only by sufficiently high supersaturations and that the cluster nanosystems can be formed under the conditions closest to the equilibrium ones.

### **Оптична провідність металевих нанодротиків**

Коротун А.В., Курбацький В.П., Погосов В.В.

*Запорізький національний технічний університет, Запоріжжя, Україна*

Сучасні технології та електроніка неможливі без використання тонкоплівкових матеріалів і, насамперед, металевих плівок. Ультратонкі плівки, як правило, фрагментуються (острівцеві плівки) і являють собою плоскі острівці, з'єднані тонкими каналами-нитками [1]. Експериментальні методики дозволяють виміряти оптичні характеристики не лише плівок, але і спеціально вирощених металевих нанострижнів-антен мікронної довжини, а також продемонструвати їх розмірні особливості [2]. Теоретичне дослідження оптичних властивостей тонких металевих

дротиків являє інтерес, насамперед, для діагностики наноструктурних матеріалів [3].

В даній роботі в наближенні вільних електронів аналітично досліджено оптичну провідність квантових металевих дротиків. В моделі циліндричної ями з вертикальними стінками отримано вирази для компонент тензора провідності металевого нанодротика радіуса  $\rho_0$  з використанням розкладання за ступенями  $\rho_0/\lambda$ , де  $\lambda$  – довжина хвилі випромінювання. Розрахунки виконані для Ag, Al та Pb. Вони демонструють сильну розмірну і частотну залежність дійсної та уявної частин провідності, а також різку відмінність результатів для Pb і Ag, яку можна пояснити різним часом релаксації електронів в однорідних за товщиною нанодротиках.

1. Fedorovich R.D., Naumovets A.G., Tomchuk P.M.. Electron and Light Emission from Island metal Films and Generation of Hot Electrons in Nanoparticles // Phys. Rep. – 2000. – Т.328. – Р. 73-109.
2. Muskens O.L., Giannini V., Sanchez-Gil S.J.A., Gomez Rivas J. Strong Enhancement of the Radiative Decay Rate of Emitters by Single Plasmonic Nanoantennas // Nano Lett. (Letter). – 2007. – Т.7, №9. – Р. 2871-2875.
3. Курбацкий В.П., Коротун А.В., Погосов В.В., Васютин Е.В. // ФТТ. – 2008. – Т.50, №8. – С. 909-915.

### **Optical Conductivity of Metal Nanowires**

Korotun A.V., Kurbatsky V.P., Pogosov V.V.

*Zaporozhye National Technical University, Zaporozhye, Ukraine*

In the particle-in-a-box approximation, analytical expressions for components of the conductivity tensor of a metal nanowire are derived. Calculations, performed for Ag, Al and Pb, demonstrate strong size and frequency dependence of real and imaginary parts of conductivity, and also a harsh distinction between results for Au and Pb.

### **Проявления аллотропной селективности в условиях близости к фазовому равновесию в системе углеродная плазма-конденсат**

Косминская Ю.А.

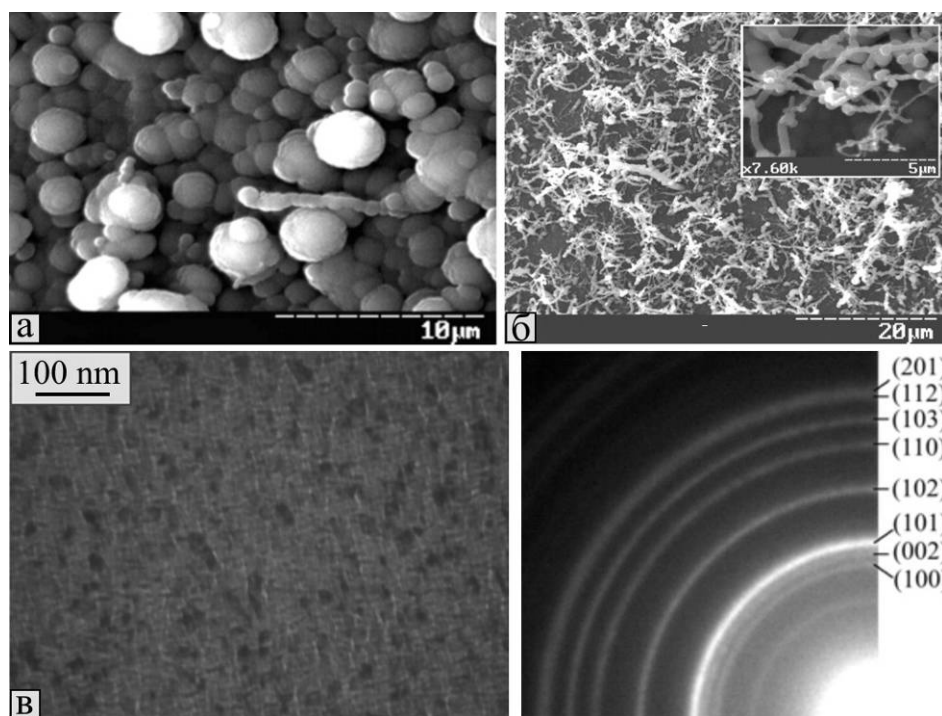
*Сумской государственной университет, Сумы, Украина,*

Различные типы *sp*-гибридизации валентных электронов и соответствующая им направленность химических связей определяют широкий спектр аллотропных и полиморфных состояний углерода. Существует широкий спектр PVD и CVD технологий [1], при помощи которых можно в процессе конденсации селективно формировать те или



иные модификации углерода, и в частности, алмазоподобные конденсаты или молекулярные структуры в виде нанотрубок и фуллеренов. PVD и CVD методы основаны на различных технологических подходах приближения системы "окружающая среда-конденсат" к равновесию, т.е. соответственно на физическом воздействии на ростовую поверхность или на химических процессах. В обоих случаях конденсация вблизи равновесия может приводить к формированию одинаковых аллотропов.

В данной работе селективность формирования различных аллотропных состояний углеродных конденсатов исследуется в рамках технологического подхода, основанного на квазиравновесной стационарной конденсации, т.е. на приближении к равновесию в системе "плазма-конденсат". Физической основой аллотропной селективности является закрепление атомов на поверхности роста только после реализации максимально прочных химических связей. При этом обязательным условием выступает соблюдение стационарности, т.е. неизменности предельно малого пересыщения, что определит набор химических энергий связи углеродных атомов в конденсате. Описанный технологический подход реализован на базе самоорганизованных ионных распылительных систем [2,3].



**Рис. 1.** Электронографические снимки углеродных конденсатов: а – шаровидный графит (РЭМ); б – нанотрубки или нановолокна; в – микроструктура лонсдейлита (ПЭМ) и соответствующая электронограмма

В работе был получен целый спектр аллотропных форм и показано, что селективность их формирования является следствием самоорганизации

предельно слабых стационарных пересыщений. К наиболее существенным результатам следует отнести селективное формирование шаровидных графитоподобных структур (рис.), сети углеродных нанотрубок или нановолокон, алмазоподобных аморфных структур, отдельных микрокристаллов алмаза, а также лонсдейлита.

1. Ткачев А.В. Аппаратура и методы синтеза твердотельных наноструктур Ткачев А.В. Золотухин И.В. – Москва: Машиностроение, 2007. – 316 с.
2. Перекрестов В.И., Корнющенко А.С., Косминская Ю.А. Закономерности структурообразования слоев Al вблизи фазового равновесия в системе плазма-конденсат // Физика твердого тела. – 2008. – Т.50, вып.7. – С. 1304-1311.
3. Перекрестов В.И., Олемской А.И., Корнющенко А.С., Косминская Ю.А. Самоорганизация квазиравновесных систем плазма-конденсат // Физика твердого тела. – 2009. – Т.51, вып.5. – С. 1003-1009.

### **Allotropic selectivity under conditions of proximity to phase equilibrium in the carbon plasma-condensate system**

Kosminska Yu.O.

*Sumy State University, Sumy, Ukraine*

The regularities of selective formation of various carbon allotropes at quasiequilibrium stationary condensation were studied. Formation of carbon condensates was carried out by means of self-organized ion sputerers. The structures selectively obtained include nanotubes or nanofibres, graphite-like spherical particles, lonsdailete, etc.

### **Дослідження процесів формування нанопорошкового ZnO та його фізико-хімічні 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. Підстригача  
Львів, Україна*

<sup>2</sup>*НУ “Львівська політехніка”, Львів, Україна*

У роботі проведені експериментальні дослідження процесів лазерного формування нанопорошкового ZnO, та вивчені його фізико-хімічні властивості. Як було нами встановлено, наночастинки формуються в процесі видалення матеріалу з мішені та його коагуляції і кластерної коалесценції в лазерному паро-плазмовому факелі [1,2]. На характер росту частинок впливають концентрація коагулюючих кластерів та величина енергії лазерного випромінювання. Одержаний розподіл частинок нанопорошкового ZnO за розмірами є близьким до нормально-

логарифмічного. Розмір переважної частини наногранул визначається густиною енергії та тривалістю лазерного імпульсу, а також тиском хімічно-активного газу. З ростом енергії лазерного випромінювання на поверхні цинкової мішені швидкість розльоту продуктів видалення збільшується, концентрація коагулюючих кластерів швидко знижується, а середній розмір сформованих частинок стає меншим. При збільшенні тиску газового середовища продукти випаровування охолоджуються скоріше, однак, концентрація коагулюючих кластерів також зростає. З ростом тиску кисню в газі збільшується швидкість окислення і випаровування крапель, що веде до росту концентрації парів, аж до їх перенасичення та конденсації на кластерних зародках. Тобто, при рості тиску об'єднується більше число кластерів і середній розмір частинок зростає. В свою чергу, процес коагуляції визначається, також, і тривалістю лазерного імпульсу. Чим менша тривалість лазерного імпульсу, тим швидше охолоджуються продукти випаровування і зменшується концентрація коагулюючих частинок. Швидке охолодження продуктів випаровування веде як до зниження швидкості коагуляції кластерів, так і до зменшення розміру сформованих наночастинок  $ZnO$ .

Встановлені кореляції між хімічним складом, мікроструктурою, електрофізичними і оптичними властивостями нанопорошків  $ZnO$  та структур на їх основі ( $Zn-ZnO$ ) і їх сенсорними характеристиками по відношенню до різних газів. Виявлено, що незалежно від природи газу, перерозподіл домішок, що має місце при адсорбції, призводить до збільшення адсорбційної здатності поверхні. При цьому легована домішка в напівпровіднику може впливати на хемосорбцію не тільки шляхом зміщення електронної рівноваги, але й через вступ в хімічну сполуку з хемоадсорбованими частинками. Адсорбція кисню на  $ZnO$  в залежності від його температури і тиску кисню може супроводжуватися як фотоадсорбцією, так і фотодесорбцією. Зокрема, для легованих нанопорошкових матеріалів  $ZnO:Al$ ,  $ZnO:Ga$ ,  $ZnO:Zn$  має місце фотодесорбція  $O_2$ , а для  $ZnO:O$  – помітна фотоадсорбція. Встановлена залежність адсорбційного стану нанопорошкового матеріалу  $ZnO$  в залежності від розмірів нанопорошку. Виявлено, що в міру збільшення дисперсності матеріалу його адсорбційна здатність спадає як для донорного так, і для акцепторного газів. Експериментально встановлено, що адсорбція як акцепторних, так і донорних частинок призводить, переважно, до гасіння люмінесценції із-за складних фізико-хімічних процесів, що мають місце на поверхні нанопорошкового  $ZnO$ . При цьому акцепторні частинки викликають більш сильне гасіння, ніж донорні. Виявлено, що при хемосорбції акцепторного газу кисню має місце складна залежність зміни фотолюмінесценції з часом, характер якої визначається співвідношенням концентрацій вільних електронів і іонізованих центрів. Вивчені процеси модифікації фізико-хімічних і оптичних властивостей

нанопорошкових матеріалів  $ZnO$  шляхом імпульсного лазерного відпалу та імплантації домішок.

1. Котлярчук Б.К., Миронюк І.Ф., Попович Д.І., Середницький А.С., Одержання нанопорошкових окисних матеріалів та дослідження їх люмінесцентних властивостей // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – Т.7, №3. – С. 490-494.
2. Остафійчук Б.К., Жировецький В.М., Котлярчук Б.К., Мойса М.І., Попович Д.І., Середницький А.С. Дослідження процесів формування нанопорошкового  $ZnO$  та його властивості // Фізика і хімія твердого тіла. – 2008. – Т9, №4. – С. 728-731.

### **Study of formation processes and physical-chemical properties of nanopowder ZnO**

Kotlyarchuk B.K.<sup>1</sup>, Popovych D.I.<sup>1,2</sup>, Serebnytski 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*

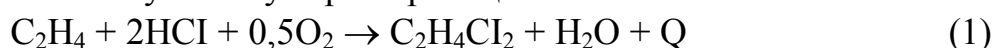
In this work, results of experimental researches of laser formation processes of  $ZnO$  nanopowder and studying its physical-chemical properties is presented. Features of structure modification processes and properties of nanopowder materials by pulse laser annealing and impurity implantation are investigated.

### **Кінетика та топологія процесів хлорування етилену на поверхні комплексних каталізаторів**

Курта С.А.

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,  
Калуш, Україна*

В процесі окисного хлорування етилену (ОХЕ) з використанням каталізаторів на основі хлоридів міді, нанесених на поверхню  $\gamma-Al_2O_3$  одержують 1,2-дихлоретан (1,2-ДХЕ). При використанні різних типів каталізаторів  $CuCl_2/\gamma-Al_2O_3$  нанесеного і просоченого типу (Харшю і МЕДС-В) може змінюватися якісний й кількісний склад продуктів реакції ОХЕ, а також її механізм та топологія. Гетерогенний процес ОХЕ проводять у киплячому шарі каталізатора при температурі в зоні реакції 205-232°C и тиску 0,25-0,4 МПа. Реакція ОХЕ етилену в 1,2-ДХЕ протікає по наступній сумарній реакції:

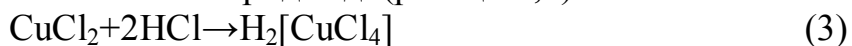


Поруч із основною реакцією протікає побічна реакція горіння етилену по рівнянню:



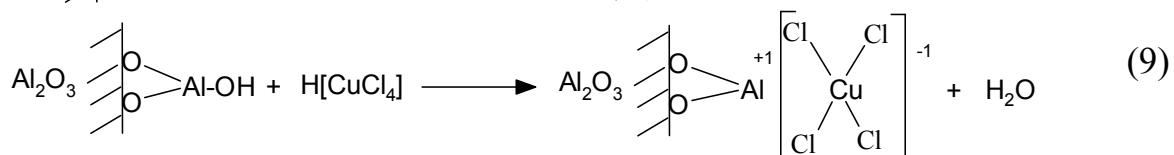
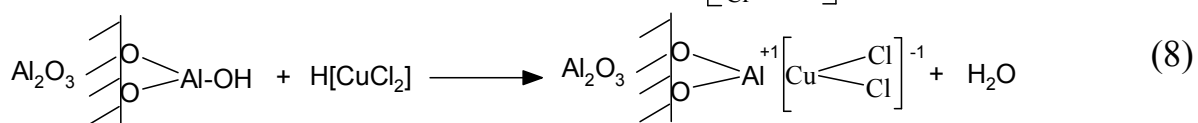
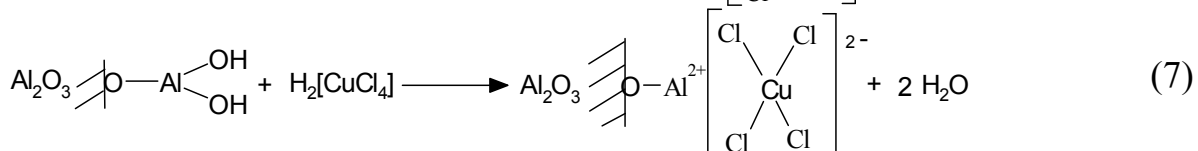
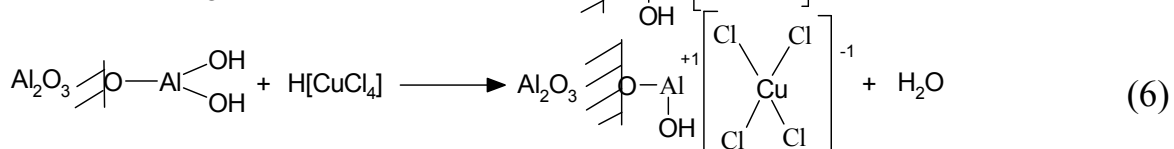
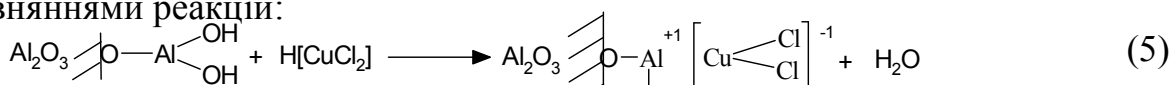
Одночасно можуть протікати й побічні реакції, при яких отримуються наступні продукти реакції: чотирихлористий вуглець, хлораль, хлороформ, трихлоретан, трихлоретилен й інші побічні продукти, усього до 1,5 % від отриманого 1,2-ДХЕ.

Можливість утворення комплексів між хлоридами міді з поверхневими групами носія  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  представляється в такий спосіб. Відомо, що хлорид міді в концентрованих розчинах соляної кислоти утворює ди- і тетра- комплексний хлорид міді (реакції 3,4) .

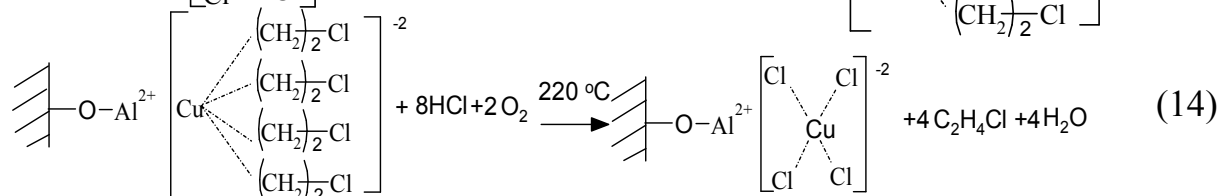
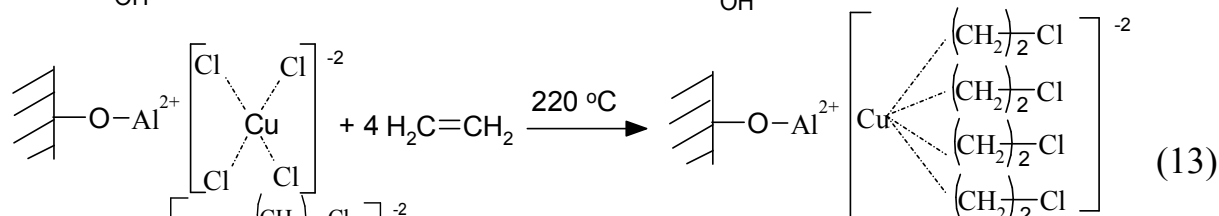
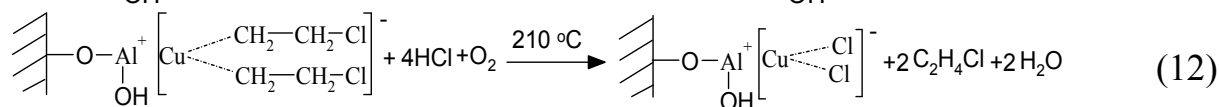
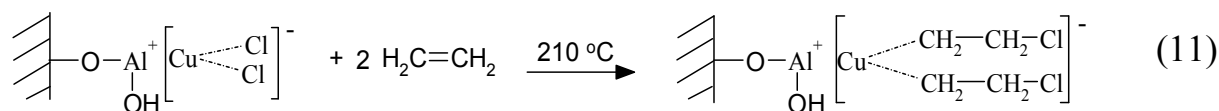


З літературних джерел відомо, що нанесення хлориду міді на поверхню  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  проводять із розчинів  $\text{CuCl}_2$  у концентрованій соляній кислоті. Ми бачимо, що на поверхні каталізатора окислювального хлорування етилену йде утворення 3 видів комплексів між гідратованим носієм  $\text{Al}_2\text{O}_3$  і комплексами міді  $[\text{CuCl}_4]^{2-}$ ,  $[\text{CuCl}_2]^{-1}$  і  $[\text{CuCl}_4]^{-1}$ , які можуть бути ідентифіковані широкими смугами поглинання в області ІЧ-спектру  $1250\text{ см}^{-1}$  -  $1277\text{ см}^{-1}$ . При цьому в інфрачервоному спектрі каталізатора зникають частоти поглинання для поверхневих груп  $\text{Al}^{+1}(\text{OH})_2$  -  $1377\text{ см}^{-1}$  й  $\text{Al}^{+2}\text{OH}$  -  $1578\text{ см}^{-1}$ .

Утворення поверхневих сполук між носієм  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  і комплексними хлоридами міді на каталізаторах ОХЕ можна представити наступними рівняннями реакцій:



Таким чином, виходячи з даних рентгенофазового аналізу та електронної мікроскопії, а також попередньо одержаних даних по ІЧ-спектроскопії, маспектроскопії та ДТА аналізу зразків носія  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  та каталізаторів 2-х типів Xarshou та MEDC-B, можна запропонувати наступний механізм металокомплексного каталізу процесу ОХЕ на поверхні названих каталізаторів.



### Kinetics and topology of the processes of chlorination ethylene on a surface of the complex catalysts

Kurta S.A.

*Vasyl Stefanyk National Precarpathian University, Kalush, Ukraine*

We explored structure of the catalysts  $\text{CuCl}_2$  and the carrier  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  on the basis of infra-red, mass spectroscopy, DTA. Additionally we see influence of the structure of the catalysts on the mechanism oxidizing chlorinating of the ethylene. We study of the difference structure and mechanism of the work two types of catalysts: plotted type and impregnated type on the basis differential-thermal analysis. It is by such method possible to say, that a catalyst of MEDC-B is anymore temperature proof, but less active in the lower range of temperatures of reaction of the oxidizing chlorinating of ethylene –  $190\text{-}210^\circ\text{C}$ . For him the most optimum temperature of beginning of reaction of the oxidizing chlorinating of ethylene is a range of temperatures  $210\text{-}220^\circ\text{C}$ .

### Властивості іонів $\text{Mn}^{2+}$ в наночастинках $\text{ZnO}$ в поліетиленовій матриці.

Лашкаръов Г.В., Юрков Г.Ю.<sup>1</sup>, Дмитрієв О.І., Демидюк П.В.,  
Пирятинський Ю.П.<sup>2</sup>, Слинъко Є.І., Хандожко О.Г.<sup>3</sup>

*Інститут проблем матеріалознавства ім.І.М.Францевича НАН України, Київ, Україна*

<sup>1</sup>*Інститут загальної і неорганічної хімії РАН, Москва, Росія*

<sup>2</sup>*Інститут фізики НАН України, Київ, Україна*

<sup>3</sup>*Чернівецький національний університет ім.Ю.Федьковича, Чернівці, Україна*

Створення нових типів кристалофосфорів на основі наночастинок  $\text{ZnO}$  є актуальним, оскільки при переході до нанорозмірів збільшується ширина забороненої зони, енергія зв'язку екситонів, світловий вихід,

ефективність енергопереносу, а також зникає післясвітіння. Оксид цинку є перспективним матеріалом в якості матриці кристалофосфорів типу ZnO:TM ( $E_g = 3,4\text{eV}$ , енергія зв'язку вільних екситонів 60 меВ, що в три рази більше за енергію температурних коливань) де TM – d-перехідний метал.

Але синтез нанорозмірних кристалофосфорів ускладнюється перш за все малими розмірами частинок та процесом легування. Перехідні метали в кристалічній ґратці ZnO можуть як заміщати цинк так і утворювати другу фазу – оксид перехідного металу.

В нашій роботі, методами колоїдної хімії вирошено наночастинки ZnO:Mn (5%, 10% та 20% Mn в прекурсорах) розмірами 10-12 нм в поліетиленовій матриці. Суміш прекурсорів іонів  $\text{Zn}^{2+}$  та  $\text{Mn}^{2+}$  вводили у розчин поліетилену у вуглеводневому маслі. Було синтезовано два типи зразків ZnO:Mn: (i) в якості прекурсорю Zn використовувався нітрат цинку; (ii) в якості прекурсорю Zn використовувався ацетат цинку. Рентгенофазовий аналіз цих зразків виявив присутність ZnO, поліетилену та  $\text{MnO}_2$ . Отже частина іонів марганцю не змогла замістити іони цинку в вузлах решітки.

Дослідження електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) наночастинок ZnO:Mn при кімнатній температурі виявили шість характерних ліній надтонкої структури (НТС) марганцю, що свідчить про локалізацію  $\text{Mn}^{2+}$  у вузлах кристалічної ґратки ZnO. Для зразків, отриманих з ацетату цинку, характерні шість ліній НТС спостерігалися лише для зразків з 20%-м вмістом Mn. На противагу цьому методу, для зразків отриманих з нітрату цинку характерний спектр ЕПР спостерігався вже для зразків з 5% та 10%-м вмістом Mn і практично пропадав для зразків з 20%-м вмістом Mn завдяки сильній диполь-дипольній взаємодії між домішками атомів марганцю. Величина розщеплення ліній НТС дорівнює  $\sim 96,1$  Гс, що відрізняється від аналогічного розщеплення для макрозразків ZnO:Mn ( $\sim 79,3$  Гс).

Спектр фотолюмінесценції було отримано при збудженні лазером ( $\lambda = 337$  nm). Енергія збудження перевищує ширину забороненої зони оксиду цинку. Для зразків, отриманих з ацетату цинку, спектр фотолюмінесценції характеризується піком 520 нм, в той час як для зразків отриманих з нітрату цинку спостерігався пік в області 565 нм.

Результати досліджень трактуються з точки зору дефектних центрів в кристалічній ґратці ZnO, утворених при легуванні іонами  $\text{Mn}^{2+}$  різними методами. Люмінесцентну картину можна пояснити утворенням асоціацій вакансій кисню та іонів марганцю в вузлах кристалічної ґратки з заміщенням іонів цинку, що призводить до появи дефектних рівнів в забороненій зоні.

## Behavior of Mn-Impurity in ZnO Nanoparticles Immobilized in Polyethylene Matrix

Lashkarev G.V., Yurkov G.Yu.<sup>1</sup>, Dmitriev A.I., Demydyuk P.V.,  
Pyratinskiy Yu.P.<sup>2</sup>, Slyenko E.I., Khondozhko A.G.<sup>3</sup>

*Institute for Problem of Material Science, NASU, Kiev, Ukraine*

<sup>1</sup>*Institute for general and inorganic chemistry, RAN, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Physic, Kiev, Ukraine*

<sup>3</sup>*Chernivetsky national university Yu.Fedkovicha, Chernivtsy, Ukraine*

The nano sized particles ZnO:Mn immobilized in polyethylene matrix were investigated by mean of XRD, ESR and PL measurements. The six lines of ESR were observed. PL measurements show appearance of Mn<sup>2+</sup> related defects level Mn<sub>Zn</sub> in band gap of ZnO. The measurements conclude that Mn<sup>2+</sup> partly replace Zn<sup>2+</sup> in its position as well as partly form second phase MnO<sub>2</sub>.

## Особливості формування і механізми росту квантоворозмірних структур халькогенідів свинцю на діелектричних підкладках

Ліщинський І.М.<sup>1</sup>, Бачук В.В.<sup>2</sup>, Чавяк І.І.<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*

Методами атомно-силової мікроскопії досліджено особливості формування наноструктур телуриду свинцю, вирощених у відкритому вакуумі із парової фази на монокристалах кремнію із оксидною плівкою SiO<sub>2</sub>-Si.

Використання характерних особливостей речовини, що проявляються на відстанях декілька нанометрів, створює цілком нові можливості для їх застосування в різних областях техніки і наукових напрямках. Це, перш за все, стосується наноелектроніки. Якраз на неї покладались обґрунтовані надії у розробці надмініатюрних і надшвидкодуючих систем реєстрації та обробки інформаційних даних, які гігантськими об'ємами накопичує людство.

Широке використання цих пристроїв поки стримується необхідністю створення нанотехнологій, які б забезпечували конструювання необхідної архітектури із окремих атомів. Крім вже відомих методів – молекулярно-променева епітаксія, газофазна епітаксія із металоорганічних сполук, йонне розпилення, йонне бомбардування – які є надто дорогими і конструктивно складними йде пошук нових, більш доступних методик, а також поглиблене вивчення вже відомих, недорогих можливостей, які добре себе зарекомендували. Серед останніх слід відзначити методи



осадження з парової фази у відкритому вакуумі та квазізамкненому об'ємі (гарячої стінки, газодинамічний потік).

На основі проведених нами досліджень одержаних наноструктур методами АСМ та її розрахунків встановлено, що за заданих умов осадження наноструктури формуються у вигляді окремих стовпчатих утворень, які статистично рівномірно покривають поверхню підкладок. Розміри цих наноструктур, у певній мірі, залежать від технологічних факторів їх отримання (температура, час осадження) і змінюються від декілька десятих до десятків нанометрів. При цьому із збільшенням діаметра наноструктур їх висота лінійно зростає. Зауважимо, що діаметр наночастинок завжди переважає їх висоту. Така ж закономірність характерна і при зміні температури осадження. Так, зокрема, як для області «малих» товщин (10-20 нм, час осадження 15 хв.), так і для більш «товстих» (25-35 нм, час осадження 30 хв.) має місце збільшення висоти наноструктур при підвищенні температури осадження. Відзначений характер геометричних змін у наноструктурах PbTe/SiO<sub>2</sub>-Si зумовлює і відповідні залежності середньоквадратичної шорсткості та товщини конденсату. Вище відзначені закономірності підтверджуються гістограмами розподілу висоти і діаметра наноструктур при різних температурах осадження. Видно, що якщо при  $1000\text{C} \leq T_{\text{II}} \leq 2000\text{C}$  (час осадження 30 хв) домінують (90%) наночастинок висотою до 5нм, то вже при  $T_{\text{II}} = 3000\text{C}$  – 20нм із достатньо значною дисперсією (2-45) нм.

Отримані вище результати можна пояснити так званими процесами самоорганізації. Рушійною силою утворення окремих острівців, а не суцільного шару, є прагнення системи до мінімізації енергії. Внаслідок неспівпадання параметрів ґраток і лінійних термічних коефіцієнтів розширення виникають пружні деформації в сандвіч-системі плівка-підкладка. Якщо у процесі росту конденсований шар залишається суцільним, тоді енергія пружної деформації зростає, а поверхнева енергія не змінюється. При певній товщині (декілька нанометрів) такий стан стає енергетично не вигідним. Мінімуму енергії системи буде відповідати утворення трьохвимірних статистично розміщених окремих острівців, у яких основа буде сильно деформована, але деформація зменшується в міру віддалення від підкладки до вершин стовпчастих структур. Ріст таких наноструктур відбувається до таких пір поки на рівні їх вершин напруження повністю не будуть подолані. При подальшому осадженні пари вершини стовпчастих наноструктур будуть центрами зарядів нових квантових точок, що і підтверджується результатами АСМ досліджень. Таким чином можна стверджувати про те, що метод відкритого випаровування у вакуумі, при відповідних технологічних умовах, дає можливість реалізувати самоорганізацію системи квантоворозмірних структур.

## Forming features and mechanisms growth of quantum-dimensional structures of lead chalcogenides are on the dielectric linings

Lichunskiy I.M.<sup>1</sup>, Bachuk V.V.<sup>2</sup>, Chaviak I.I.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*Ivano-Frankivsk National University of the oil and gas, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The features forming nanostructure of lead telluride, reared in opened vacuum from a steam phase on the single-crystals silicon with film oxide of SiO<sub>2</sub>-Si are investigational the methods of atomic-power microscopy.

## Топологічні особливості формування наноструктур PbTe з парової фази

Литвин П.М.<sup>1</sup>, Ліщинський І.М.<sup>2</sup>, Фреїк Д.М.<sup>2</sup>, Сіпатов О.Ю.<sup>3</sup>, Юзефович О.І.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

<sup>2</sup>*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

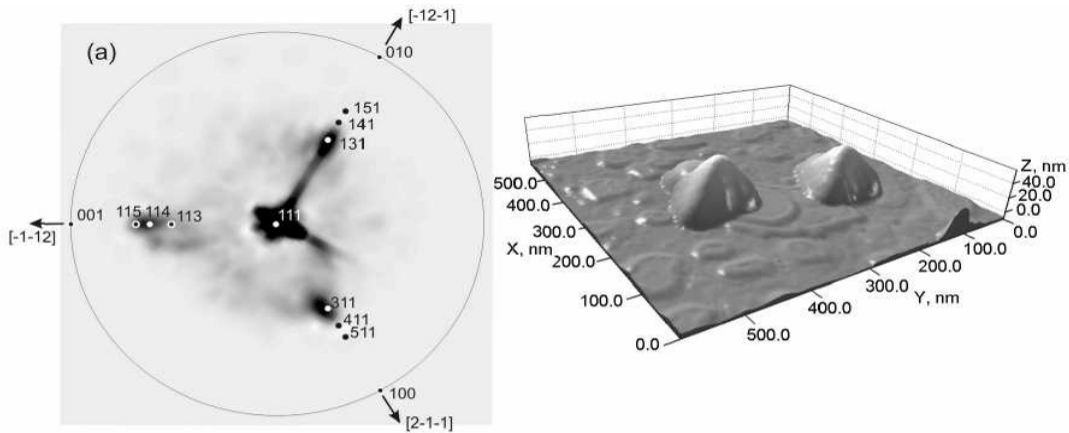
<sup>3</sup>*НТУ "ХПІ" МОН України, Харків, Україна*

<sup>4</sup>*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України, Харків, Україна*

Досліджено механізми зародження і росту нанокристалічних структур сполук AIVBVI на монокристалічних (сколи (111) BaF<sub>2</sub>, (0001) слюди мусковіт та KCl (001)) і аморфних діелектричних поверхнях (оксидна плівка на монокристалах кремнію SiO<sub>2</sub>-Si), а також двошарових структур на їх основі.

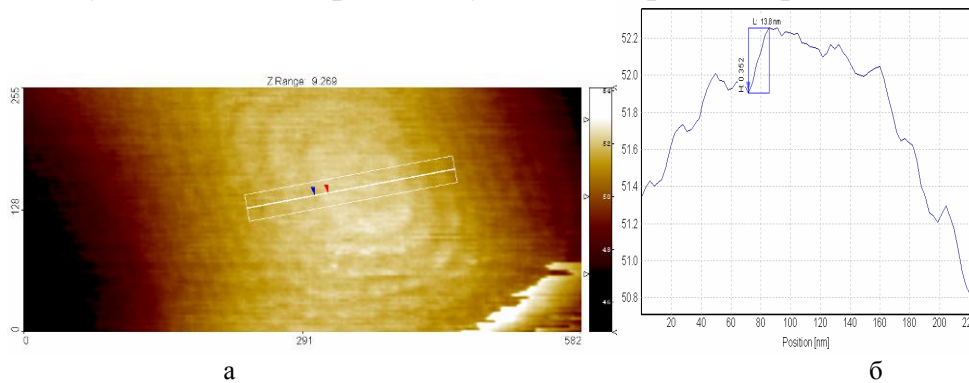
Методами атомно-силової мікроскопії показано, що варіюючи температурні режими в ростовій камері методу гарячої стінки на свіжих сколах (111) BaF<sub>2</sub>, можна реалізовувати різні механізми росту nanoострівцевих плівок PbTe: ріст тривимірних nanoострівців (механізм Вольмера-Вебера), та комбінований пошаровий ріст 2D структур (за механізмом Франка-Ван дер Мерве) і 3D острівців. При цьому зміна температурних режимів росту та кількості осажденного матеріалу дозволяє контролювати форму та розміри nanoострівців [1].

На рис. 1. представлені гістограми топографії граней nanoострівців PbTe та їх нормальних кутів нахилу. Максимум в точці (0,0) відповідає напрямку [111], який є нормальним до поверхні підкладки. При цьому дві грані піраміди відповідають кристалографічним площинам {311}. Третя грань має великий кут нормального нахилу і близька до площини (114).



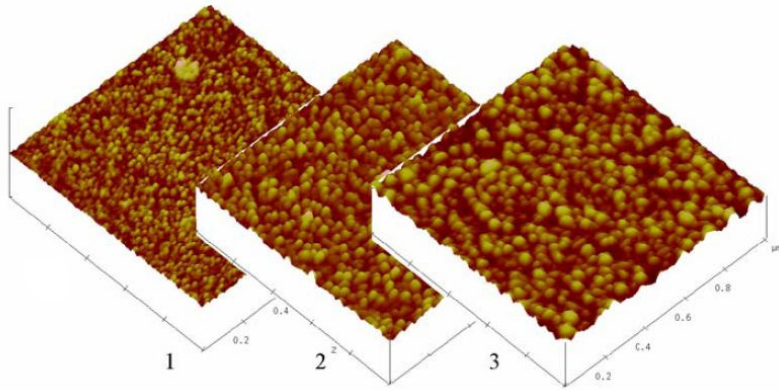
**Рис. 1.** Двовимірні гістограми для аналізу граней нанострівців отриманих при:  $T_B = 723\text{ K}$ , час осадження 5 хв [1].

Результати дослідження АСМ наноструктур РbТе на свіжих сколах (0001) слюди мусковіт вказують на те, що на початкових етапах осадження за механізмом «пара-кристал» має місце утворення окремих зародків у вигляді тетраедрів із чітко вираженою огранкою шляхом багатопозиційного зародження паралельних, антипаралельних (двійкових, симетрично орієнтованих) структур, а також фігур, повернутих одна відносно одної на кут  $30^\circ$  [2]. У деяких випадках на гранях {111} тетраедрів проявляються ступені росту, які складають декілька атомних шарів і вказують на те, що ріст відбувається терасами (рис.2).



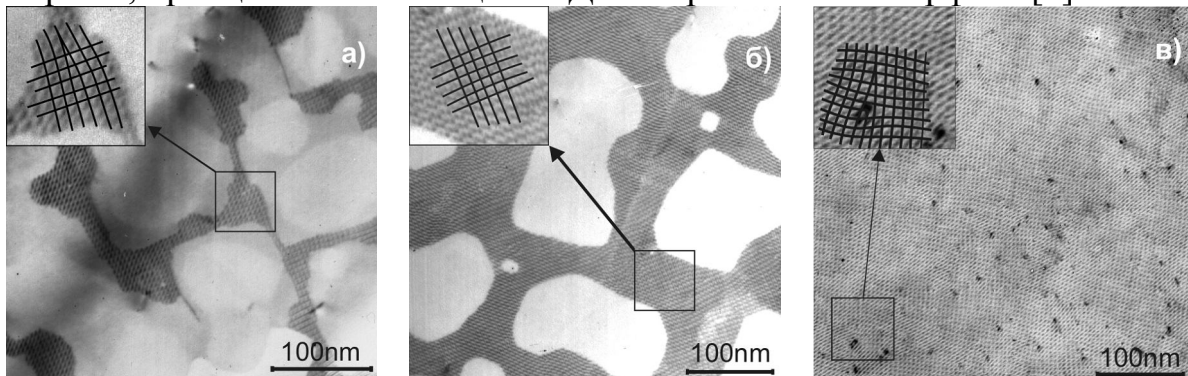
**Рис. 2.** Ступені і тераси росту на гранях {111} тетраедрів РbТе, вирощених на сколах слюди –мусковіт (а) та їх характерні лінійні розміри (б) [2].

Методами атомно-силової мікроскопії досліджено особливості формування наноструктур телуриду свинцю, вирощених у відкритому вакуумі із парової фази на монокристалах кремнію із оксидною плівкою  $\text{SiO}_2\text{-Si}$ . Показано, що самоорганізація квантово-розмірних структур пов'язана із мінімізацією пружних деформацій у сандвіч системі “плівка-підкладка” [3].



**Рис. 3.** Трьохвимірні АСМ зображення наноструктур PbTe/SiO<sub>2</sub>-Si, осаджені при температурі  $T_{\text{П}}$ , °С: 1-100; 2-200; 3-300. Час експозиції  $t$ , хв. А-15, В-30 [3].

Гетероструктури PbTe/PbS формувались методом термічного випарювання на поверхню (001) монокристала КСІ. Ріст гетероструктур відбувався по механізму Франка Ван-дер-Мерве. Електронно-мікроскопічні дослідження свідчать, що при досягненні критичної товщини верхнього напівпровідникового шару PbTe  $d_c=1$  nm виникають перші поодинокі острівці регулярної сітки дислокацій невідповідності (СДН) на інтерфейсі (рис.4); збільшення товщини веде до укрупнення островів, при ще більшій товщині СДН покриває весь інтерфейс [4].



**Рис.4** Електронно-мікроскопічне зображення двошарових гетероструктур PbTe/PbS з товщиною шарів PbTe: 1(а), 3 (б), 30 (в)нм. Товщина шару PbS - 40нм.

Знайдено надпровідність (критичні температури  $T_c \leq 6.5\text{K}$ ) двошарових гетероструктур PbTe/PbS. Встановлено, що надпровідність цих систем пов'язана з інверсією зон в вузькощілинних напівпровідниках під впливом пружної деформації уздовж сітки дислокацій невідповідності, яка виникає на інтерфейсі при епітаксійному рості. Проведено комплексне дослідження і порівняння структурних та надпровідних властивостей двошарових гетероструктур з різною товщиною напівпровідникових шарів [4]. Виявлено, що  $T_c$  і характер надпровідного переходу гетероструктур PbTe/PbS залежать від товщини напівпровідникових шарів і прямо пов'язані з наявністю та якістю СДН.

1. Т.І. Sheremeta, I.V. Prokopenko, P.M. Lytvyn, O.S. Lytvyn, V.M. Vodop'yanov, A.P. Bakhtinov, E.I. Slyn'ko. Peculiarities of the PbTe

- nanoislet formation on BaF<sub>2</sub> substrate at “hot wall” epitaxy method investigated by atomic force microscopy, *Funktional Materials*. – 2007. – V. 14, № 1. – P. 1-6.
3. Д.М. Фреїк, І.М. Ліщинський, П.М. Литвин, В.В. Бачук, М.Я. Гриджук, Р.І. Никируй. Топологія поверхні і процеси росту нанокристалічних структур PbTe на сколах слюди-мусковіт // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2008. – Т. 9, № 4. – С. 529-535.
  3. Д.М. Фреїк, П.М. Литвин, І.М. Ліщинський, В.В. Бачук, І.І. Чав’як. Наноструктури телуриду свинцю, вирощені у вакуумі з парової фази // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2009. – Т. 10, № 1. – С. 85-89.
  4. О.И. Юзефович, М.Ю. Михайлов, С.В. Бенгус, А.Ю. Аладышкин, Е.Е. Пестов, Ю.Н. Ноздрин, А.Ю. Сипатов, Е.И. Бухштаб, Н.Я. Фогель. Сверхпроводимость границ раздела полупроводниковых слоев в двухслойных и многослойных гетероструктурах типа AIVBVI // *Фізика низких температур*. – 2008. – Т. 34, № 12. – С. 1249-1258.

### **Topology features forming from a steam phase nanostructure of PbTe**

Lytvyn P.M.<sup>1</sup>, Lischynskij I.M.<sup>2</sup>, Freyik D.M.<sup>2</sup>, Sipatov O.Yu.<sup>3</sup> Yuzefovich O.I.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*V.Lashkaryov Institute for Semiconductor Physics, NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Vasyl Stefanyk PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

<sup>3</sup>*NTU "KHPI", Kharkov, Ukraine*

<sup>3</sup>*B.Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkov, Ukraine*

Investigational mechanisms of origin and growth nanocrystals structures connections of AIVBVI on single-crystal (split (111) off BaF<sub>2</sub> and (0001) mica muscovite) and amorphous dielectric surfaces (film oxide is on the single-crystals silicon of SiO<sub>2</sub>-Si), and also two-layers structures on their basis.

### **Іонно-імплантаційна технологія формування кремнієвих наноструктурованих плівок SiO<sub>x</sub>**

Литовченко В., Мельник В., Попов В., Романюк Б., Хацевич І.

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

Для формування стабільних світловипромінюючих структур широко використовується метод імплантації іонів кремнію або германію в діелектричні матриці (SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Високотемпературний відпал таких плівок дає можливість сформувати наноструктури зі стабільною та інтенсивною фотолюмінісценцією (ФЛ) в області спектру 700-1100 нм. Зміна технологічних параметрів отримання таких структур (доза та енергії імплантації, температури, тривалості та атмосфери відпалу) суттєво впливає на їх випромінювальні властивості.

Для практичного використання актуальним є підвищення квантового виходу ФЛ, розширення діапазону випромінювання та віднайдення способів керування формою спектру ФЛ. Підвищити інтенсивність ФЛ в певному спектральному діапазоні можливо за рахунок введення домішок, які впливають на процес формування та структуру нанокристалітів, а також на формування нових фаз і дефектних комплексів в діелектричній матриці.

Нами проводилась імплантація іонів кремнію з енергією 100 кеВ в широкому інтервалі доз ( $10^{16}$ - $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>) в структури SiO<sub>2</sub>/Si, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Si, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si. Також досліджувався вплив додаткової імплантації іонів C<sup>+</sup> та N<sup>+</sup> на випромінювальні властивості кремнієвих нанокластерних структур. Відпал зразків проводився в різних середовищах в діапазоні температур 450<sup>0</sup>C-1250<sup>0</sup>C в різних режимах, включаючи комбіновані та циклічні відпали. Інтенсивність і спектральне положення смуги ФЛ залежали від дози імплантації і режимів відпалу. Після високотемпературного відпалу в зразках спостерігається смуга ФЛ в області спектру 540-900 нм. Максимальна інтенсивність ФЛ спостерігається при оптимальному значенні дози імплантації кремнію у діелектричній плівці  $9 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> та відпалу в атмосфері азоту при температурі  $\sim 1150^0$ C. Підвищення дози імплантації або температури відпалу приводить до зсуву положення максимуму смуги ФЛ в довгохвильову область.

Додаткове введення вуглецю в плівки SiO<sub>2</sub> після імплантації кремнію приводить до формування, окрім нанокластерів (НК) Si, вуглецевих та карбід-кремнієвих нанокластерів і, відповідно, до появи нових максимумів у спектрі ФЛ в короткохвильовій області. Крім того, вуглець змінює умови формування фази SiO<sub>2</sub>, а наявність зв'язків Si-C зменшує концентрацію центрів безвипромінювальної рекомбінації, що приводить до збільшення інтенсивності ФЛ.

Інтенсивність ФЛ зразків, імплантованих азотом залежить від концентрації азоту і росте зі збільшенням вмісту азоту в плівці до 4 ат.%. Збільшення концентрації азоту вище цієї величини приводить до розриву зв'язків Si = O, виникнення оксинітридної фази на поверхні кластерів, зменшення концентрації випромінюючих інтерфейсних електронних станів і, відповідно, зменшення інтенсивності випромінювальної рекомбінації. Таким чином, випромінювальна рекомбінація обумовлена переважно рекомбінацією через локальні поверхневі центри на межах поділу кремнійових нанокластерів з матрицею, а не рекомбінацією всередині квантово-розмірних нанокластерів. Вплив домішки азоту на спектри ФЛ нанокластерних структур НКSi/SiO<sub>2</sub> полягає в стабілізації розмірів нанокластерів кремнію, збільшення їх концентрації та модифікації меж поділу нанокластер-матриця за рахунок пасивації центрів безвипромінювальної рекомбінації та створення додаткових центрів випромінювальної рекомбінації (зв'язки Si = O) на границі розділу

ncSi/SiO<sub>2</sub>, що дозволяє збільшити інтенсивність ФЛ таких зразків в певному діапазоні концентрацій азоту.

### **Technology of ion implantation for synthesis of silicon nanostructured films**

Litovchenko V., Melnik V., Popov V., Romanyuk B., Khatsevich I.

*Lashkarev Institute of Semiconductor Physics of NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Structures with Si nanoclusters (nc) fabricated by implantation of silicon ions into dielectric matrix (SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) were investigated. It is shown that intensity and position of photoluminescence (PL) band depend on dose of implanted silicon and thermal treatment. Influence of C and N ion implantation on formation and light emission of the structures with Si-nc was investigated. The physical mechanisms of the obtained effects are discussed.

### **Вплив наноструктур, сформованих на поверхні кристалів CdZnTe методом лазерного сканування, на спектри їх низькотемпературної фотолюмінесценції**

Литовченко Н.М.<sup>1</sup>, Литвин П.М.<sup>1</sup>, Медвідь А.П.<sup>2</sup>, Мичко А.<sup>2</sup>, Насека Ю.М.<sup>1</sup>,  
Стрільчук О.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

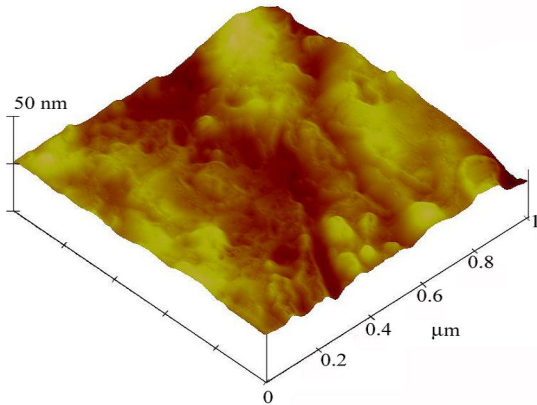
<sup>2</sup>*Riga Technical University, Riga, Latvia*

Нанорозмірні структури на поверхні напівпровідника приводять до змін фізичних властивостей, притаманних об'ємному кристалу, та відкривають великі можливості для створення приладів на новій фізичній основі[1-2]. Тому метою дослідження було встановлення змін оптичних властивостей кристалів CdZnTe внаслідок формування на їх поверхні квантово-розмірних структур (КРС) на прикладі низькотемпературної фотолюмінесценції (НФЛ).

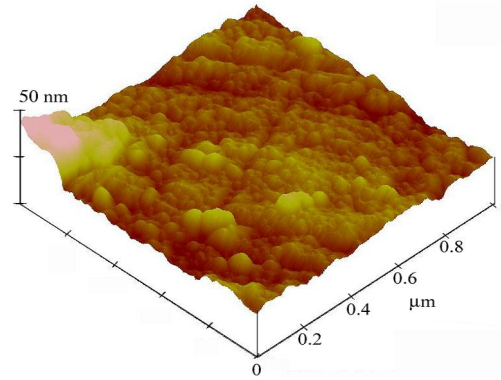
Досліджувались зразки Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te ( $x = 0,1$ ) розмірами 10×10×1 мм<sup>3</sup>. Наноструктури на поверхні кристалів створювались шляхом лазерного сканування (в якості лазерного джерела використано Nd: YAG лазер). Наявність КРС встановлено за допомогою атомно-силового мікроскопу (рис. 1, 2). Для збудження фотолюмінесценції використано твердотільний лазер з діодною накачкою, який випромінює на довжині хвилі  $\lambda = 532$  нм. На рис. 3 представлено спектри НФЛ ( $T = 5$  К) кристалів CdZnTe, вихідного та після створення на його поверхні КРС. На смугу, пов'язану з рекомбінацією на глибоких дефектах (1,3 – 1,45 еВ), виникнення КРС не вплинуло, тому на рис. 1 представлено лише екситонну область спектра, де відбуваються помітні зміни. Як видно, формування КРС приводить до зміщення положень максимумів екситонних смуг в область більших енергій, що говорить про збільшення енергії екситонів, як зв'язаних з нейтральним донором D<sup>0</sup>, так і



нейтральним акцептором  $A^0$ , що пов'язано зі збільшенням ширини забороненої зони в приповерхневій області [3-4]. Разом з тим, подібні

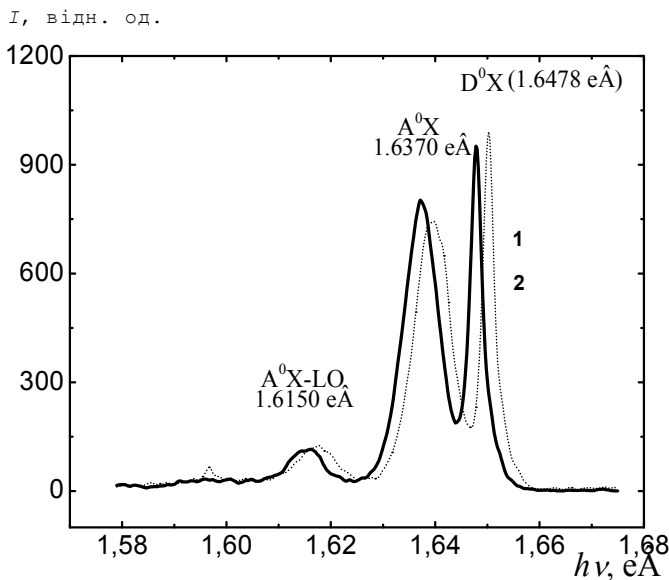


**Рис.1.** Поверхня кристалу CdZnTe до опромінення неодимовим лазером.



**Рис.2.** Поверхня кристалу CdZnTe після опромінення неодимовим лазером.

зміни спектрів спостерігаються і тоді, коли в кристалах CdZnTe



**Рис.3.** Спектри НФЛ кристалів CdZnTe: 1- вихідний зразок, 2 - опромінений лазером.

збільшується концентрація цинку. Проте в ході лазерного опромінення відбувається нагрів приповерхневої області напівпровідника. Цинк маючи найменший радіус дифундує в глиб об'єму прямуючи вздовж градієнта температури [3]. Тобто, в приповерхневій області концентрація цинку зменшується. Тому спостерігалось зміщення спектру в область менших енергій. Але, як видно, зміщення положень максимумів смуг зв'язаних

екситонів відбувається в область більших енергій. Звідси слідує, що зміна спектру зумовлена саме формуванням на поверхні кристалу квантово-розмірних структур.

Таким чином встановлено, що ефект формування наноструктур приводить до зміщення енергетичного положення екситонних смуг в короткохвильову область, тобто до збільшення ширини забороненої зони напівпровідника в приповерхневій області. Тому метод НФЛ може бути перспективним для виявлення на поверхні напівпровідників КРС.

1. Medvid A., Mychko A., Fedorenko L., Korbutjak D., Onufrijevs P., Hlidek P., Graded band-gap formation in CdZnTe by Nd:YAG laser



- radiation // Proceedings of LPM2007-the 8<sup>th</sup> International Symposium on Laser Precision Microfabrication.
2. Gourgon C., Eriksson B., Dang L.S., Mariette H., Vieu C., Optical characterization of CdTe/ZnTe semiconductor wires and dots // Journal de Physique IV. – 1993. – V.3, C5.
  3. Medvid A., Mychko A., Strilchuk O., Litovchenko N., Naseka Yu., Onufrijevs P., Pludonis A. Exciton quantum confinement effect in nanostructures formed by laser radiation on the surface of CdZnTe ternary compound // Phys. Stat. sol. – 2009. – T.6, №1. – P. 209-212.
  4. Эфрос Ал.Л., Эфрос А.Л. Межзонное поглощение света в полупроводниковом шаре // ФТП. – 1982. – Т.16, вып. 7. – С. 1209-1214.

### **Influence of nanostructures formed by laser irradiation on the surface of CdZnTe crystals on their low-temperature photoluminescence spectra**

Litovchenko N.M.<sup>1</sup>, Lytvyn P.M.<sup>1</sup>, Medvid' A.P.<sup>2</sup>, Mychko A.<sup>2</sup>,  
Nasyeka Yu.M.<sup>1</sup>, Strilchuk O.M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics of NAS Ukraine, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup>Riga Technical University, Riga, Latvia

Influence of nanostructures on the surface of CdZnTe crystals on their low-temperature photoluminescence spectra is investigated. It is discovered that formed nanostructures lead to the “blue shift” of both bound exciton lines and have no influence on the deep level defects line.

### **Закономірності зародження конденсатів алюмінію при осадженні зворотних дифузійних потоків магнетронного розпилювача**

Мокренко О.А.

*Сумський державний університет, Суми, Україна*

Метою роботи являлося вивчення закономірностей утворення та росту конденсатів алюмінію на атомарно шорсткій поверхні в залежності від кінетики росту тонких плівок, які визначаються технологічними умовами та часом осадження.

Отримання конденсатів виконувалося за допомогою іонно-плазмової системи, яка реалізує умови близькі до стаціонарної квазірівноважної конденсації в надчистому інертному середовищі. В основу іонно-плазмової системи покладений планарний магнетрон на постійному струмі з суміщеним пустотілим катодом. В якості підкладок використовувалися сколи по (001) КСІ. Конденсати алюмінію були отримані при різних тисках аргону (1,4-26 Па) при стабілізованому струмі розряду. Час осадження знаходився в межах 60 с – 2 год. У початковий момент часу під дією

плазми на (001) KCl формувалася атомарношорстка поверхня у вигляді високої концентрації аніонних вакансій (Cl<sup>-</sup>). Створення системи точкових дефектів на поверхні KCl може призвести до зміни умов конденсації Фольмара-Вебера на механізми, що нагадують умови Странского-Крастанова або Франка - ван дер Мерве. Різниця полягає в тому, що в останніх двох варіантах, як правило, використовується атомарногладка поверхня монокристалічної підкладки з мінімальною кількістю точкових дефектів, а в запропонованій роботі під дією плазми на (001) KCl формується настільки значна кількість(густина) вакансій (Cl<sup>-</sup>), що взагалі ця поверхня перетворюється в атомарношорстку. В свою чергу жорстке поатомне закріплення на атомарно шорсткій поверхні, у зв'язку з різницею між параметрами кристалічної решітки KCl та Al також призводить до формування атомарношорсткої ростової поверхні. Як показали експерименти повторюється низка етапів подібної поатомної забудови яка на етапі енуклеації призводить до формування аморфної фази.

При цьому зі збільшенням часу осадження при малих тисках робочого газу (~2 Па) відбувається поступовий перехід до кристалічного стану. Необхідно відмітити, що зі збільшенням тиску робочого газу процес аморфізації на етапі енуклеації становиться менш вираженим. При цьому, на основі електронографічних досліджень виявлено додаткові субструктурні стани. Зроблено припущення про те, що ці стани являються наслідком граничної мінімізації вільної енергії кластерів алюмінію на етапі нуклеації.

**The regularities of aluminum condensate nucleation at deposition of reverse diffusion fluxes of magnetron sputterer**

Mokrenko A.A.

*Sumy State University, Sumy, Ukraine*

The process of nucleation and growth of aluminum thin layers on atomically rough substrate was investigated, as well as the relationship of their structure to the technological parameters and time of deposition. The layers were obtained using accumulative ion-plasma cell. The conversion from liquid-like to crystal structure was observed.

**Новый принцип разделения объектов макро и микромира**

Настасенко В.А.

*Херсонский государственный морской институт, Херсон, Украина*

Работа относится к сфере микротехнологий, в частности – к выбору принципов разделения и применимости законов макро- и микромира в научных исследованиях и в разработке адекватных им технических систем. В ее основу положены: 1) открытая в работе [1] реальность Планковских

величин длины, времени и массы; 2) открытая в работе [2] возможность выражения через них и через свою размерность известных физических величин; 3) квантово-механические принципы строения мира [3].

Выявление правил строгого разделения объектов на макро и микро уровни позволяет более точно установить сферу применимости законов классической и квантовой физики, что сводит их к важнейшим научным направлениями в современной физике, технике и технологии наноуровня, и определяет актуальность и значимость данных научных исследований.

Законы взаимодействия технических систем макро, микро и нано уровней существенно отличаются друг от друга. Простейший пример – коллоидные растворы и взвеси, в которых, начиная с некоторого, пока еще нечетко определенного уровня малости частиц, одни из них выпадают в осадок, а другие "перестают подчиняться" закону всемирного тяготения на макроуровне, оставаясь в равномерно распределенном состоянии во всем объеме жидкости. Также существенно меняются контактные явления и иные процессы и взаимодействия в поверхностных и внутренних слоях в химических процессах, в металлургии, трибологии, резании материалов и в др. областях техники, что требует определения порога появления новых свойств, которым считается переход от макро, к микро и наноуровням.

В настоящее время принято считать, что к микроуровню относятся объекты с размерами  $<10^{-6}$  м, к наноуровню  $<10^{-9}$  м. Если для наноуровня есть четкий критерий перехода – размеры атомов и молекул, то критерии строгого разделения на макро и микро уровни все еще не сложились, т.к. размерный критерий  $10^{-6}$  м является весьма спорным. Например, пылинки, зависающие в воздухе, хорошо видны в лучах света, а это означает, что их размеры на 1..2 порядка больше, чем  $10^{-6}$  м, т.к. строение глаза человека не позволяют ему увидеть объекты, меньше, чем  $10^{-4}$  м, но их поведение в гравитационном поле подобно состоянию частиц в коллоидном растворе, что позволяет отнести их к материальным образованиям микроуровня.

Принципиально иное разделение материального мира на макро и микроуровни предложено в XX веке, которое связано с открытием новых законов излучения и передачи энергии, ведущих к квантовым принципам строения материи, проявляющихся на микроуровне, что обусловило выбор постоянной Планка  $h$  и связанной с ней соотношением:  $h/(2\pi)$  круговой постоянной Планка  $\hbar$  для характеристики объектов микромира. При этом, в рамках современных научных знаний,  $h$  и  $\hbar$  считают неприемлемыми для характеристик макромира, что доказывает классическое определение физического смысла постоянной Планка [3, с. 383]: – это *“квант действия, отражающий специфику закономерностей в микромире и играющий фундаментальную роль в квантовой механике”*. Другое толкование связано с размерностью  $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34}$  (Дж·с) – это *импульс энергии*, т.к. при теплопередаче энергия излучается импульсами или квантами, кратными величине  $h$ . Однако признать постоянную Планка минимальным квантом

энергии нельзя, поскольку из волнового закона де Бройля для излучения энергии  $E_\nu = h\nu$ , вытекает, что при частоте  $\nu < 1$  Гц, возможно появление энергий  $E_\nu$ , меньших, чем величина  $h$ , хотя это противоречит принципам передачи энергии квантами. Таким образом, приходится либо сомневаться в истинности константы  $h$ , а ее достоверность подтверждена многими реальными законами и закономерностями, а главное – экспериментами, либо ограничить сферу ее применения частотой  $\geq 1$  Гц и исключить ее использование из области макромира, в котором перестает действовать квантовый принцип, что и было сделано в современной физике. Вместе с тем, частота 1 Гц ведет к длине волны  $\approx 0,3 \cdot 10^9$  м, размеры, которой нельзя отнести к микро уровню, что и в пределах квантования  $E_\nu$  вынуждает исключить  $h$  из критериев разделения объектов на микро и макроуровни.

В предлагаемой работе указанные недостатки разделения устранены за счет выбора принципиально иного критерия – Планковской массы  $m_p = 2,17650 \cdot 10^{-8}$  кг и приведено научное обоснование сделанного выбора.

1. Настасенко В.А. Эталон массы в элементах квантовой физики // Машиностроение и техносфера на рубеже XXI века. Сб. трудов VII Междунар. науч.-техн. конф. в г. Севастополе. – Донецк: ДонГТУ, – 2000.– Т1. – С. 95-100.
2. Настасенко В.А. Определение естественных констант для производных механических единиц измерения // Машиностроение и техносфера XXI века. Сб. трудов XII Междунар. науч.-техн. конф. в г. Севастополе. – Донецк: ДонНТУ, – 2005. – Т2. – С. 299-305.
3. Политехнический словарь /Ред. кол.: А. Ю. Ишлинский (гл. ред.) и др., – 3-е изд., перераб. и доп. –М.: Сов. энциклопедия, – 1989.– С. 383, 638.

### **The New Principle of Division of the Objects of Macro and Micro World**

Nastasenko V.A.

*Kherson state maritime university, Kherson, Ukraine*

It is shown that for the usage of change criterion  $10^{-6}$  m and the constant of Plank  $h$ , is not physically strict for division of the material world on macro and micro levels. The new principle of division of material objects on macro and micro levels according to the size  $m_p = 2.17650 \cdot 10^{-8}$  kg was offered on the basis of the analysis Plank's parameters of length  $l_p$ , time  $t_p$  and mass  $m_p$ .

## Структура и оптические свойства нанокристаллических пленок теллурида свинца

Никируй Р.І.<sup>1</sup>, Малашкевич Г.Е.<sup>2</sup>, Фрейк Д.М.<sup>1</sup>

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

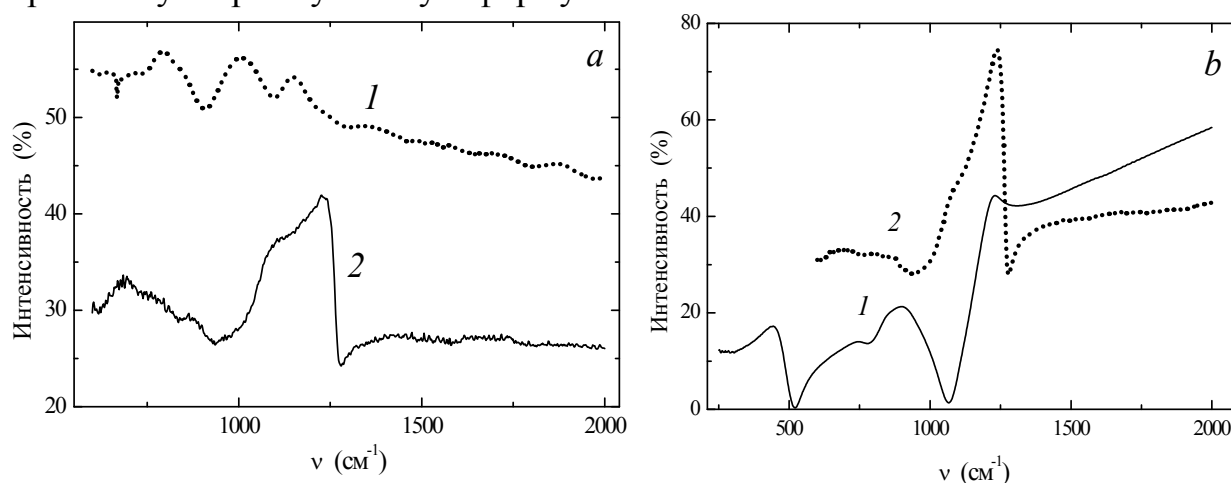
<sup>2</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Возможность изменения локальных характеристик светового поля вблизи поверхности рассеивающих нанодисперсных частиц может оказывать существенное воздействие на формирование оптических и опто-электронных свойств. Это определяет потребность в исследовании эффективности воздействия на характеристики локального распределения поля за счет изменения размеров и формы наносистем.

Разработано специальное программное обеспечение для расчета оптических характеристик и распределения ближних полей с использованием формализма интегрального объемного уравнения. Выполнены численные исследования оптических сечений и картин распределения локального поля вблизи сферических и дискообразных субмикронных частиц теллуридов свинца и олова.

В результате исследования выявлена высокая чувствительность картины распределения ближнего поля к форме субмикронных частиц и оценена область изменения коэффициентов усиления локального поля.

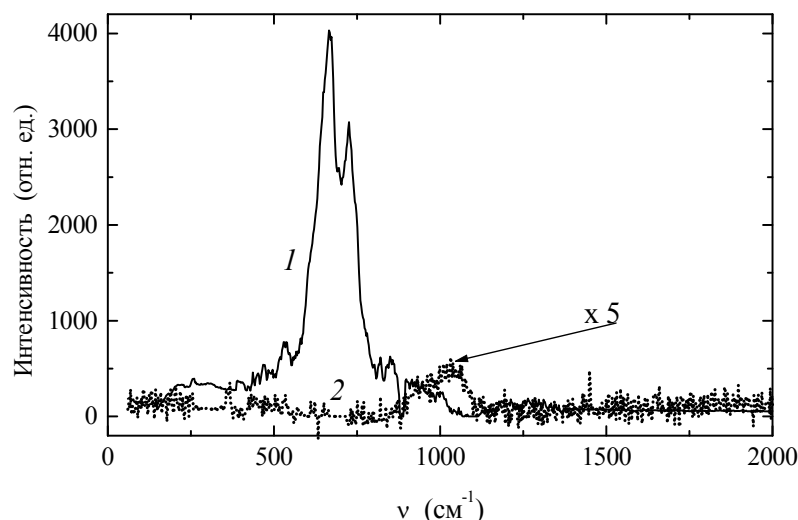
На рис. 1 изображены спектры ИК отражения образцов PbTe, осажденных из газодинамического потока пара на стеклянных подложках при различных температурах ( $T_{\text{п}}$ ) и углах регистрации ( $\alpha$ ). Эти структуры представляют собой слои тонких ( $< 100$  нм) пластинок, поперечные размеры которых по мере роста температуры увеличивается с 0,5–1,5 до 5–10 мкм, их края оплавляются, а контуры теряют относительно правильную прямоугольную форму.



**Рис. 1.** Спектры ИК отражения образцов PbTe при  $T_{\text{п}}, ^\circ\text{C}$ : 225 (а), 150 (б).  $\alpha = 20^\circ$  (1) и  $80^\circ$  (2).

Как видно с рис. 1. что кривые отражения существенно различаются формой, положением и интенсивностями спектральных полос, как при изменении угла регистрации, так и изменении толщины образца и, возможно, температуры подложки.

На рис. 2 изображены спектры комбинационного рассеяния образцов снятые при лазерном возбуждении с  $\lambda = 532$  нм.



**Рис. 2.** Спектры комбинационного рассеяния образцов *PbTe*  
 $T_{\text{п}}, ^\circ\text{C}$ : 225 (1), 150 (2).  $\lambda_{\text{воз}} = 532$  нм.

Полученные результаты позволяют заключить, что синтезированные пленки теллуридов свинца и олова вполне пригодны для анализа методами электронной микроскопии, ИК- и Рамановской спектроскопии. С учетом отсутствия в литературе результатов спектрального исследования таких пленок этот факт позволяет рассчитывать на получение с помощью такого исследования новых важных данных о природе подобных материалов.

### **Structure and optical properties nanocrystal films of lead telluride**

Nykyruy R.I.<sup>1</sup>, Malashkevich G.E.<sup>2</sup>, Freyik D.M.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics of the  
 National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

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  $\text{PbX}$  and  $\text{PbX}:\text{In}$  on wide temperature and carrier concentration ranges was calculated and investigated ( $X = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$ ).

## Властивості електрохімічних систем, сформованих на основі лазерно опроміненого пірогенного $\text{TiO}_2$

Остафійчук Б.К., Ільницький Р.В., Будзуляк І.І., Сегін М.Я., Гавенчук Ю.В.

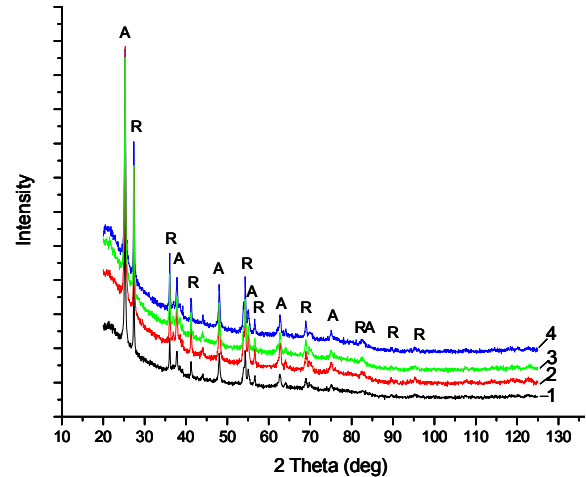
Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника  
Івано-Франківськ, Україна

Інтенсивний пошук ефективних катодних матеріалів для літєвих джерел живлення (ЛДЖ) викликаний необхідністю створення ЛДЖ нового покоління, які володіючи високими питомими енергетичними характеристиками були б дешевими, а їх виробництво і утилізація не завдавали б шкоди навколишньому середовищу одним із таких матеріалів є нанодисперсний  $\text{TiO}_2$  перспективність використання якого була показана в [1].

В роботі досліджено вплив сумісної дії нагріву в печі та лазерного опромінення суміші рутильної і анатазної форм нанодисперсного  $\text{TiO}_2$  у співвідношенні 73 :27 % на властивості електрохімічних систем сформованих на їх основі. Для дослідження використовувався пірогенний діоксид титану з середнім розміром частинок  $10 \div 60$  нм. Термічна обробка  $\text{TiO}_2$  полягала в нагріві вихідних зразків при температурі 300; 500; 700 та 900 °С. Лазерне опромінення досліджуваних зразків здійснювалося імпульсами лазера, що працював в режимі модульованої добротності  $\tau = 15$  нс,  $E = 0,02$  Дж/см<sup>2</sup>, частота слідування імпульсів  $f = 56$  Гц, тривалість опромінення зразків становила  $t = 3, 5$  та 7 хвилин. Рентгенофазовий аналіз досліджуваних матеріалів на дифрактометрі STOE STADI P з використанням  $\text{Cu K}_\alpha$  – випромінювання (рис. 1) показав, що внаслідок відпалу при температурі 500 °С та лазерного опромінення вміст анатазної форми зростає до 81 :19 %. Крім того в даних зразках має місце зміна постійних ґратки без порушення його структури (табл. 1).

В залежності від тривалості опромінення досліджена електрохімічна активність  $\text{TiO}_2$  в герметичних електрохімічних комірках. В якості електроліту використовувався 1 М розчин  $\text{LiBF}_4$  в  $\gamma$  – бутиролактоні.

В залежності від часу опромінення спостерігається спікання окремих кристалітів, зміна питомої



**Рис. 1.** Рентгенограми зразка відпаленого при температурі 300<sup>0</sup>С (1), а також його лазерно опроміненого з часом  $t = 3$  хв. (2),  $t = 5$  хв. (3),  $t = 7$  хв. (4).

Структурні параметри нанодисперсного  $\text{TiO}_2$  при  $T = 20\text{ }^\circ\text{C}$

Зразки	Температура відпалу, $^\circ\text{C}$	Лазерна модифікація		Параметри ґратки			
		E, Дж	t, хв.	Анараз		Рутил	
				a, Å	c, Å	a, Å	c, Å
1	500	0,02	3	3,7847	9,5060	4,5927	2,9584
2	500	0,02	5	3,7853	9,5073	4,5937	2,9586
3	500	0,02	7	3,7850	9,5060	4,5935	2,9587
4	900	0,02	3	3,7858	9,5099	4,5927	2,9583
5	900	0,02	5	3,7850	9,5046	4,5918	2,9582
6	900	0,02	7	3,7841	9,5061	4,5921	2,9577
похибка				0,0002	0,0005	0,0002	0,0002

поверхні приповерхневої зони частинок, а при  $t > 5$  хв. має місце зменшення ступеня впровадження інтеркаланта. Таким чином, експериментально встановлені можливі шляхи збільшення ступеня впровадження іонів літію в структуру катодного матеріалу шляхом використання лазерної обробки при якій поряд з зростанням розрядної напруги зростає і ступінь “гостьового” навантаження у  $\text{TiO}_2$  відпаленого при температурі  $500\text{ }^\circ\text{C}$ , що є визначальним чинником для розробки електрохімічних джерел живлення з високою питомою енергією. Лазерне опромінення матеріалів відпалених при температурах  $700$  та  $900\text{ }^\circ\text{C}$  призводить до підвищення розрядної напруги ЛДЖ, але зменшує ступінь впровадженого літію. Запропонована модель, що пояснює отримані результати.

1. Миронюк І.Ф., Остафійчук Б.К., Григорчак І.І., Ільницький Р.В., Челядин В.Л., Коцюбинський В.О. Структурні перетворення в пірогенному  $\text{TiO}_2$  при електрохімічній інтеркаляції літію // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2007. – Т.5, №2. – С. 579-597.

### The properties of the electrochemical systems formed on laser irradiated fumed $\text{TiO}_2$ base

Ostafiychuk B.K., Ilnytskiy R.V., Budzulyak I. I., Sehin M.Ya., Havenchuk Yu.V.

*Vasyl Stefanyk Precarpathion National University, Ukraine*

The effect of the combined action of heating in furnace and laser irradiation of rutile and anatase  $\text{TiO}_2$  form mixture on electrochemical system properties formed on their basis. It is set that maximal intercalation degree depends substantially on the ratio of rutile and anatase form content and particle size obtained at laser irradiation.



## Частотна модуляція рекомбінаційного випромінювання в гетероструктурі InAs/GaAs з квантовими точками InAs під дією ультразвукової хвилі

Пелешак Р.М., Кузик О.В., Даньків О.О., Штим В.С.

*Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка,  
Дрогобич, Україна*

Відомо, що важливим фактором, який впливає на спектральні характеристики випромінювання гетероструктур InAs/GaAs з квантовими точками (КТ) InAs, є пружна деформація. Так, в роботі [1] досліджено вплив поля внутрішньої пружної деформації, яка є наслідком як неспівпадіння параметрів ґраток, так і різних термічних коефіцієнтів між КТ та матричним матеріалом, на спектр електронів та дірок в квантовій точці InAs. Однак, зовнішні напруження також можуть впливати на електронну підсистему в напівпровідникових гетероструктурах, зокрема, змінювати ширину їх забороненої зони, енергетичний спектр носіїв струму і, відповідно, частоту випромінювання.

Одним з джерел пружних деформацій є ультразвукова хвиля. У даній роботі побудовано теоретичну модель процесу модуляції частоти рекомбінаційного випромінювання гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs за допомогою ультразвукової хвилі та досліджено вплив динамічної деформації на енергетичний спектр носіїв струму в цих структурах.

Проходження ультразвукової хвилі в гетероструктурі призводить до періодичної зміни деформації матеріалів КТ та матриці і, відповідно, до зміщення дна зони провідності (вершини валентної зони) на величину:

$$\Delta E_{c,v}^{(i)}(t) = a_{c,v}^{(i)} U_{out}^{(i)}(t), \quad (1)$$

де  $a_c^{(i)}$ ,  $a_v^{(i)}$  – константи гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності і валентної зони, відповідно;  $U_{out}^{(i)}(t)$  – деформація матеріалів гетероструктури, спричинена акустичною хвилею;  $i = 1, 2$  відповідає матеріалу КТ і матриці, відповідно. Періодична зміна потенціальної енергії носіїв струму є причиною зміни з часом частоти випромінювання, яка відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона і дірки. Енергетичний спектр і хвильові функції електрона і дірки в досліджуваній системі були знайдені з нестационарного рівняння Шредінгера з врахуванням (1).

В межах побудованої теорії встановлено, що частота випромінювання в гетероструктурі InAs/GaAs з квантовими точками InAs під впливом ультразвукової хвилі змінюється з часом за законом:

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \omega_0 \cos 2\pi \frac{t}{T}, \quad (2)$$

де  $\Omega_0$  – частота, що відповідає стаціонарному стану;  $T$  – період ультразвукової хвилі;  $\omega_0 = \frac{(|a_c^{(1)}| + |a_v^{(1)}|)U_0^{(1)} - (|a_c^{(2)}| + |a_v^{(2)}|)U_0^{(2)}}{\hbar}$  – амплітуда частотної модуляції. Амплітуда частотної модуляції  $\omega_0$  визначається константами деформаційних потенціалів зони провідності та валентної зони матеріалів квантової точки і матриці та амплітудою деформації  $U_0^{(i)}$ , яку створює ультразвукова хвиля в цих матеріалах. Причому, чим більша відмінність між цими параметрами контактуючих матеріалів, тим більшим є вплив зовнішнього деформаційного поля на спектральні характеристики гетероструктури.

Теоретичні розрахунки показують, що під впливом ультразвукової хвилі за її період частота випромінювання при рекомбінаційному переході між основними станами електрона і дірки в гетероструктурах InAs/GaAs з КТ InAs змінюється на  $\sim 165$  ГГц.

Теоретичні розрахунки проведені в межах даної моделі співпадають з експериментальними даними, отриманими в роботі [2]. Зокрема, під дією об'ємної ультразвукової хвилі при акустичній потужності  $1$  Вт (інтенсивності  $100$  Вт/см<sup>2</sup>) спостерігалась зміна довжини хвилі випромінювання на  $7-8$  Å [2], що відповідає зміні частоти  $\sim 110$  ГГц.

1. Новиков Б.В., Зегря Г.Г., Пелещак Р.М., Даньків О.О. // ФТП. – 2008. – Т.42, № 9. – С. 1094-1101.
2. Кулакова Л.А. // ФТП. – 2005. – Т.47, № 12. – С. 2228-2231.

**The frequency modulation of recombination radiation  
in InAs/GaAs heterostructure with InAs quantum dots  
under action of a ultrasonic wave**

Peleshchak R.M., Kuzyk O.V., Dan'kiv O.O., Shtym V.S.

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

Theoretical model of process of a frequency modulation of radiation at recombination transition between ground states of an electron and hole in InAs/GaAs heterostructure with InAs quantum dots under action of a ultrasonic wave is constructed.

## Дислокації невідповідностей і рухливість носіїв струму в гетероструктурах на основі халькогенідів свинцю

Соколов О.Л.

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

Вивчення електронних явищ в напівпровідникових наноструктурах привело до створення нового покоління активних елементів наноелектроніки – резонансні тунельні діоди, одноелектронні транзистори, – які володіють великою швидкодією ( $\sim 10^{12}$  Гц) і широким спектром можливостей [1]. В таких системах геометричний рельєф створює для електронів потенційні бар'єри, які істотно впливають як на характер їх руху, так і транспорт електричного заряду. Технологічна реалізація наноструктур обумовлена розвитком техніки молекулярно-променевої і газової епітаксії з металоорганічних сполук. Отримання наноструктур можливе і більш простим способом – шляхом самоорганізації на межі розділу епітаксіальних напівпровідникових гетероструктур [2].

Приведений огляд робіт, присвячених дослідженню утворення дислокацій невідповідності на межі двошарових епітаксіальних гетероструктур халькогенідів свинцю і їх впливу на транспортні процеси. Показано, що в структурах PbTe/PbS на (001) KCl, за рахунок невідповідностей у періодах ґраток має місце релаксація напруги через формування краєвих дислокацій невідповідності з періодом  $\sim 10$  нм. Товщина перехідної області в гетероструктурі складає близько 9 моношарів і може служити як матриця для виготовлення впорядкованої наноструктури, що самоорганізовується. В таких системах виявляється надпровідність при критичних температурах  $T_c \leq 6,5$  К, характер якої залежить від товщини епітаксіального шару і регулярності сіток дислокацій на інтерфейсах [3]. Відмічені суттєві відмінності в прояві надпровідності в двошарових структурах і надґратках.

Запропоновано геометричні моделі дислокацій невідповідностей у двошарових гетероструктур на основі епітаксіальних плівок сполук  $A^{IV}B^{VI}$ . Визначено лінійні і поверхневі густини крайових дислокацій. Зроблений аналіз виразів для визначення рухливостей носіїв заряду у випадку малої і великої густини дислокацій невідповідності. Встановлено, що як із збільшенням густини дислокацій, так і концентрації вільних носіїв заряду їх рухливість в гетероструктурах має чітку тенденцію до зменшення. Побудовані просторові діаграми залежності рухливості носіїв заряду від концентрації вільних носіїв і величини, що характеризує густину дислокацій.

Розглянуті особливості транспортних процесів в епітаксіальних гетероструктурах p-PbTe/n-PbS отриманих методом гарячої стінки на

підкладках  $\text{BaF}_2$ . Проаналізовані залежності ефективної рухливості носіїв заряду, вимірної за допомогою ефекту Холла, від товщини і від температури в діапазонах (0,1-2) мкм і (100-300) К відповідно. Знайдено, що ця рухливість залежить як від товщини зразка, так і від товщини відповідних його шарів. Проведений розрахунок ефективної рухливості в припущенні розсіювання носіїв заряду на поверхні структури і на дислокаціях, що утворюються на гетерограниці.

1. N.Ya. Fogel, E.T. Buchstab, Yu.V. Bomze, O. I. Yuzepovich, A.Yu. Sipatov, E.A. Pashitskii, A. Danilov, V. Langer, R.I. Shekhter, M. Jonson Interfacial superconductivity in semiconducting monochalcogenide superlattices // *Phys. Rev.* – 2002. – В. 66. – Р. 174513.
2. Р.А. Андриевский. Основные проблемы наноструктурного материаловедения // *Наноструктурное материаловедение.* – 2005. – 1, С. 5-13.
3. N.Ya. Fogel, E.I. Buchstab. Yu.V. Bomze, O.I. Yuzepovich, A.Yu. Sipatov, E.A. Pashitskii, A. Danilov, V. Langer, R.I. Shekhter, and M. Jonson. // *Phys. Rev.* – 2002. – В66. – Р. 174513.

### **Misfit Dislocations and Mobility of Current Carrier in Heterostructure on the Basis of Lead Chalcogenide**

Sokolov O.L.

*Physical-chemical institute of Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The results of research features of processes creation and forming of boundary misfit dislocations are directed in PbTe/PbSe heterostructure, deposited on (100) KCl. The geometrical models of dislocations are offered and their influence is analysed on mobility of charge carrier. Transport processes and terms of realization of the superconductivity state are considered of two-layer PbTe/PbS heterostructure.

### **Процеси випромінювальної рекомбінації в поруватих структурах $n\text{-GaP}$ , отриманих методом електролітичного травлення**

Сукач Г.О.<sup>1</sup>, Кідалов В.В.<sup>2</sup>, Богословська А.Б.<sup>3</sup>, Яценко Ю.І.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Бердянський державний педагогічний університет, МОН України

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

Відомо, що випромінювальні, оптичні, фотоелектричні та інші незвичайні властивості таких нанорозмірних структур, які пов'язані, в першу чергу, з квантовим обмеженням, а також дефектністю структури,

залежать не тільки від технології їх отримання, але й від наступних технологічних обробок, зокрема в кислотних травниках різного складу.

В роботі проведено детальний аналіз процесів випромінювальної рекомбінації в квантово-обмежених структурах на основі сполук *n*-GaP, отриманих методом електрохімічного травлення.

Зразки поруватого GaP були отримані шляхом електролітичного травлення монокристалічного *n*-GaP з кристалографічною орієнтацією (111), легованого Te до концентрації носіїв заряду  $n_0 = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Обробка проводилась в розчинах HF:C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH в процентному співвідношенні 1:1 на протязі  $t = 7$  хвилин, при густині струму  $j = 50 \text{ мА/см}^2$  та H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>:H<sub>2</sub>O=1:1 на протязі  $t = 20$  хвилин, при густині струму  $j = 20 \text{ мА/см}^2$ .

Спектри фотолюмінесценції (ФЛ) зразків, що досліджувались, були отримані з використанням автоматизованого спектрального обчислювального комплексу СДЛ-2. Вимірювання спектрів люмінесценції проводились при  $T = 300$  та  $77 \text{ К}$ . У якості джерела збудження використовували випромінювання азотного лазера ЛГІ-503 ( $\lambda = 337 \text{ нм}$ ).

В поруватому GaP виявлена широка високоенергетична (в порівнянні з монокристалічним GaP) смуга ФЛ, що складається з декількох елементарних смуг випромінювання. Наявність інтенсивних високоенергетичних смуг випромінювання в зразках пор-GaP добре узгоджується з моделлю просторового квантово-обмеженого зсуву енергетичних рівнів зон дозволених енергій в малих частинках матеріалу GaP, з яких складаються стінки поруватої структури. ФЛ в даній моделі пов'язується з прямими міжзонними випромінювальними переходами через збільшену порівняно до об'ємного GaP заборонену зону поруватої наноструктури за рахунок квантово-розмірного ефекту.

Установлена практична незалежність енергетичного положення деяких (2,67 та 2,97 еВ) смуг ФЛ поруватого матеріалу GaP, пов'язаних з квантуванням енергій в квантово-обмежених структурах, від технології, умов отримання поруватих зразків та виду травника, а також чітка кореляція між розмірами неоднорідностей та енергіями цих смуг.

Порівняння теоретично розрахованих залежностей  $E_g(d)$  в поруватих зразках з результатами дослідження їх кристалічної структури свідчить про те, що при величинах діаметрів пор (дротів)  $d \leq 3 \text{ нм}$  має місце фазовий перехід “порядок-безпорядок”, тобто переведення кристалічного GaP в аморфний.

На основі аналізу спектрів ФЛ поруватого GaP шляхом порівняння експерименту з теоретичним розрахунком залежності енергії від діаметру кристалітів показано, що складові смуги ФЛ з енергіями випромінювання поблизу 2,67 та 2,966 еВ пов'язані з утворенням квантово-розмірних структур, діаметри окремих кристалітів яких (при  $T = 77 \text{ К}$ ) складають: для найбільш високоенергетичної смуги –  $3,2 \div 3,7 \text{ нм}$ , а для більш

довгохвильової смуги –  $3,8 \div 6,3$  нм, а складова смуги ФЛ з енергією випромінювання поблизу  $2,81$  еВ – з молекулярно-кисневим комплексом.

Показано, що навіть незначна дисперсія діаметрів дротів обумовлює значне розширення елементарних смуг ФЛ, що отримані шляхом розкладання основної смуги ФЛ поруватого GaP, в порівнянні з елементарними смугами для фіксованого діаметру дроту. При цьому, напівширина елементарної смуги ФЛ приблизно пропорційна різниці між найбільшим та найменшим значеннями діаметрів дротів. Особливо значне уширення смуг ФЛ спостерігається для більших по розмірах неоднорідностей структури поруватого GaP.

В той же час як енергетичне положення інших смуг ФЛ поруватого GaP свідчить про те, що вони пов'язані з комплексами воднево-кисневого характеру. Це, в першу чергу, їх практично однакова енергія випромінювання для зразків поруватого GaP, отриманих шляхом обробки монокристалічного *n*-GaP в різних травниках, а також наявність атомів кисню та водню в обох травниках.

### **The luminescence processes in porous *n*-GaP obtained by electrochemical anodic etching**

Sukach G.A.<sup>1</sup>, Kidalov V.V.<sup>2</sup>, Bogoslovska A.B.<sup>3</sup>, Yatsenko Yu.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Berdiansk State Pedagogical University*

<sup>3</sup>*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

The energy positions of luminescence bands at  $2.966$  eV and  $2.67$  eV are ascribed to quantum size effects in porous GaP. The sizes of nanocrystals related to these luminescence bands at  $T = 77$  K, are about  $3.2 \div 3.7$  and  $3.8 \div 6.3$  nm, respectively.

### **Размерный эффект при контактном плавлении в слоистых пленочных системах эвтектического типа**

Сухов Р.В., Гладких Н.Т., Крышталь А.П.

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

Эвтектическое плавление характерно не только для высокодисперсных структур эвтектического состава, но происходит также при нагревании приведенных в соприкосновение кристаллов двух веществ, образующих эвтектическую систему. Данное явление получило название контактного плавления.

На использовании данного эффекта основан метод визуализации бинарных фазовых диаграмм эвтектического типа [1] и изучения их эволюции с уменьшением толщин компонентов. Однако данный метод не позволяет проводить эксперименты с пленками толщиной менее  $10$  нм.

До сих пор считалось, что эффект контактного плавления не связан с определенным соотношением масс соприкасающихся кристаллов. Однако имеющиеся теоретические работы [2] указывают на возможность существования критической толщины при контактном плавлении, т.е. такой толщины пленки одного из компонентов, ниже которой контактное плавление в системе не наблюдается.

В данной работе приводятся новые результаты экспериментальных исследований контактного плавления в слоистой пленочной эвтектической системе Ge-Au. В указанной системе компоненты образуют фазовую диаграмму типа «простая эвтектика» с практически полной нерастворимостью в твердом состоянии и неограниченной в жидком состоянии. Эвтектическая температура системы значительно отличается от температуры плавления каждого из компонентов, что позволяет однозначно выделить формирование эвтектики.

Для исследования использовались пленочные системы Ge-Au, полученные в вакууме путем последовательной конденсации компонентов из независимых источников. Пленка Ge имела постоянную толщину по всей подложке, пленка Au препарировалась с градиентом толщины. Проведены две серии экспериментов. В одной пленочные системы конденсировались на подложку, находящуюся при комнатной температуре, и затем нагревались до температуры, несколько превышающей эвтектическую. В другой серии подложка сначала доводилась до критической температуры [3], при переходе через которую из области более низких температур в область более высоких механизм конденсации изменяется с «пар-кристалл» на «пар-жидкость», а затем на подложку конденсировалась исследуемая система.

Электронно-микроскопически отчетливо наблюдается изменение морфологической структуры ниже и выше критической толщины в слоистой системе как после цикла нагрев-охлаждение, так и в случае конденсации на горячую подложку. Электронограммы из области, где происходило образование эвтектики и последующая ее кристаллизация, показывают наличие кристаллической фазы Ge. В области, в которой жидкая фаза не образовывалась, на электронограммах видна аморфная фаза Ge, что однозначно указывает на отсутствие эвтектического плавления.

Приведенные исследования слоистой пленочной системы Ge-Au показали, что существует критическая толщина при контактном плавлении, т.е. такая толщина пленки одного из компонентов, ниже которой контактное плавление в системе не наблюдается. Анализ полученных результатов показывает, что для наступления контактного плавления необходимо выполнение двух условий. Компонента тонкой пленки должно быть достаточно для образования в зоне контакта твердых растворов предельных концентрации, во-первых, в массовом соотношении

в соответствии с правилом рычага и, во-вторых, в количестве, достаточном для формирования критических зародышей жидкой эвтектики. При достаточно больших толщинах компонентов второе условие заведомо выполнимо. Если же в слоистой пленочной системе толщина пленки одного из компонентов очень мала (порядка десятых долей или нескольких нанометров), то при нагреве до эвтектической температуры контактное плавление не будет наблюдаться, а будет происходить лишь формирование твердого раствора на основе преобладающего компонента.

1. Гладких Н.Т., Чижик С.П., Ларин В.И., Григорьева Л.К., Сухов В.Н. // ДАН СССР. – 1985. – 280, № 4. – С. 858.
2. Кукушкин С.А., Осипов А.В. // УФН. – 1998. – 168, №10. – С. 1083.
3. Гладких Н.Т., Чижик С.П., Ларин В.И. и др. // Известия АН СССР. Металлы. – 1982. – № 5, С. 196.

### **Size effect while contact melting in thin film eutectic systems**

Sukhov R.V., Gladkikh N.T., Kryshtal A.P.

*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkov, Ukraine*

The current work is devoted to the size effects while contact melting. The results of the experiments proved the existence of critical thickness for contact melting process, i.e. such thin film thickness, below which the contact melting does not take place.

### **Взаємодія екситона з фононами у відкритих СКТ**

Ткач М.В., Фартушинський Р.Б., Войцехівська О.М., Сеті Ю.О.

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

Різде зростання інтересу до відкритих наносистем у зв'язку з їх можливим використанням у тунельно-резонансних приладах викликало необхідність детального вивчення квазістаціонарного спектру екситонів та впливу на нього екситон-фононної взаємодії.

Теорії електрон-фононної та екситон-фононної взаємодії у відкритих сферичних квантових точках (як і в інших низьковимірних системах) поки що немає взагалі. Проблема полягає у тому, що теоретичних апарат квантової теорії поля, добре розроблений для закритих систем [1, 2], зовсім не придатний для відкритих систем через особливості хвильових функцій, що описують квазістаціонарні стани електронів, дірок чи інших квазічастинок у ВСКТ.

У роботі вперше запропонована теорія перенормування взаємодією з фононами того електронного (діркового) рівня енергії тришарової закритої СКТ у зовнішньому середовищі, який при достатньо великій товщині зовнішнього шару-ями асимптотично переходить у резонансний рівень квазістаціонарного стану простої відкритої СКТ. Вже на основі цих



отриманих перенормованих електронного та діркового спектрів з врахуванням кулонівської взаємодії будується спектр екситона з врахуванням взаємодії з фононами.

Конкретний розрахунок перенормування основного стану екситона виконувався на прикладі наносистеми HgS/CdS/HgS/CdS при  $T = 0^\circ\text{K}$ . Отриманий результат перенормування резонансної енергії виявився фізично коректним і задовольняє граничним переходам.

1. Ткач М.В., Головацький В.А., Войцехівська О.М., Міхальова М.Я., Фартушинський Р.Б. Спектр електронів і дірок у сферичних наноструктурах // Журнал фіз.досліджень. – 2000. – Т.4. №3. – С. 342-349.
2. Ткач М.В. Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки та дроти. Рута, Чернівці, ЧНУ: – 2003. – 311 с.

### **Exciton-phonon interaction in open SQD**

Tkach M.V., Fartushinsky R.B., Voitsekhivska O.M., Seti Ju.O.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The theory of exciton-phonon interaction in single open SQD is developed using the limit case of closed three-shell SQD at rather big thickness of outer shell-well.

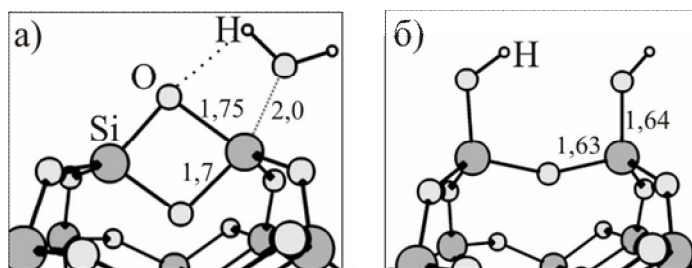
### **Квантово-хімічне дослідження гідролізу сферичних порожнистих кремнеземних молекул**

Філоненко О.В., Лобанов В.В.

*Інститут хімії поверхні НАН України ім. О.О. Чуйка, Київ, Україна*

Методом функціоналу густини (B3LYP, базис 6-31 G<sup>\*\*</sup>) досліджено взаємодію молекул води з сферичними кремнеземними молекулами (SiO<sub>2</sub>)<sub>20</sub> та (SiO<sub>2</sub>)<sub>20</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>10</sub>.

Серед різних передреакційних комплексів H<sub>2</sub>O⋯(SiO<sub>2</sub>)<sub>20</sub> найбільш стійким, що відповідає мінімуму на поверхні потенціальної енергії, виявився комплекс із координаційним зв'язком між атомом кисню молекули води і атомом кремнію кремнеземної молекули, (енергія утворення 89,8 кДж/моль). Його додаткова стабілізація забезпечується водневим зв'язком атома водню атакуючої молекули з атомом кисню одного з дисилоксанових містків (рис. а). Аналогічні структури реалізуються при гідратації поверхні аморфного кремнезему на якій знаходяться дисилоксанові містки.



**Рис. 1.** Структура чотирьохцентрового передреакційного комплексу  $[(\text{SiO}_2)_{20}\cdots\text{H}_2\text{O}]$  (а) та продукту реакції (б).

В обох випадках кінцевими продуктами реакції є силанольні групи, які для кремнеземної молекули розміщені на суміжних атомах кремнію. Така конфігурація відповідає дисоціативному приєднанню молекул води до повністю координованої молекули  $(\text{SiO}_2)_{20}$ . Приймаючи до уваги напруженість двочленного циклу  $(\text{SiO}_2)_2$ , доцільно припустити, що перехід від комплексу (а) до кінцевого стану (б) відбувається безактиваційно, теплота реакції при цьому складає 295,4 кДж/моль, яка лежить в інтервалі значень енергій типових для хемосорбції води на поверхні кристалічних модифікацій кремнезему. Теплота приєднання другої молекули  $\text{H}_2\text{O}$  до молекули  $(\text{OH})_2\text{Si}_{20}\text{O}_{39}$  по механізму дисоціативної адсорбції дещо нижча, аніж першої і поступово зменшується при подальшій гідратації. Приєднання 10 молекул води приводить до утворення молекули  $(\text{SiO}_2)_{20}(\text{H}_2\text{O})_{10}$  з максимально можливою кількістю гідроксильних груп.

В процесі міжмолекулярної взаємодії  $(\text{SiO}_2)_{20}(\text{H}_2\text{O})_{10}$  та  $\text{H}_2\text{O}$  вивільняється 70,8 кДж/моль енергії. На відміну від розглянутих вище стадій гідратації молекули  $(\text{SiO}_2)_{20}$  та її гідратів, де первинними центрами адсорбції  $\text{H}_2\text{O}$  є атоми кремнію, зв'язування води відбувається за участю гідроксильних груп кремнеземної молекули, яка є протонодонором. Дисоціативне приєднання молекули води є ендотермічним процесом. Присутність молекули води, що зв'язана водневим зв'язком з кремнеземною молекулою  $(\text{SiO}_2)_{20}(\text{H}_2\text{O})_{10}$  не впливає на її сфероподібну структуру.

## A Quantum-Chemical Study on Hydrolysis of Spherical Hollow Silica Molecules

Filonenko O.V., Lobanov V.V.

*A.A. Chuiko Institute of Surface Chemistry of National Academy of Sciences of Ukraine  
Kyiv, Ukraine*

The influence of water on stability of fullerene-like silica molecules  $(\text{SiO}_2)_{20}$  and  $(\text{SiO}_2)_{20}(\text{H}_2\text{O})_{10}$  has been examined by means of density functional theory method (exchange-correlation functional B3LYP with 6-31-G\*\* basis set). When hydrolysed, fully coordinate structures are shown to transform into hydroxylated ones, that are more stable and energetically preferred. They should add water molecules so retaining molecular form.

## **Одержання та структурні особливості нанокмпозитних плівок фотохромний бактеріородопсин- квантові точки CdSe/ZnS - мікропориста золь-гельна матриця**

Шаркань Й.П.<sup>1</sup>, Рамсден Дж.Дж.<sup>2</sup>, Сакалош І.І.<sup>1</sup>,  
Січка М.Ю.<sup>1</sup>, Корпош С.О.<sup>3</sup>, Трикур І.І.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ужгородський національний університет, Україна

<sup>2</sup>Кренфільдський університет, Великобританія

<sup>3</sup>Кітакюський університет, Японія

Використання біополімерів в якості робочого середовища в сенсорних і обчислювальних пристроях є одним із активно створюваних напрямків сучасної біоелектроніки. Серед таких матеріалів найбільш вивченими, на сьогоднішній день, є фотохромні плівки на основі бактеріородопсину в желатиновій матриці, які знайшли використання в пристроях запису і відображення інформації [1] та оптичних хімічних сенсорів [2-4].

Створені в останні роки напівпровідникові квантові точки з надзвичайно високим квантовим виходом люмінесценції та можливістю регулювання спектру люмінесценції хімічним складом та розміром наночастинок, дають можливість розробки та створення принципово нових по функціональним можливостям структур, в які крім квантових точок, входять фотохромні нанорозмірні частинки. Можливості використаної технології одержання плівок на основі бактеріородопсину в різних матрицях, дозволяє впровадження в них квантових частинок типу CdSe/ZnS з спектральною люмінесцентною смугою випромінювання, що співпадає із смугою поглинання основного стану бактеріородопсину. Тобто, можливе створення в одній структурі і випромінюючих і реєструючих елементів, що значно підвищує чутливості і спрощує конструкції хімічних датчиків. Створенню та оптимізації таких плівкових структур і присвячена дана робота.

Розроблено та створено методики нанесення товстоплівкових (> 10 мкм) зразків, методом формовки і поливу та тонкоплівкових (< 5 мкм), з допомогою центрифугування, нанокмпозитних плівкових структур фотохромний бактеріородопсин – квантові точки CdSe/ZnS – мікропориста золь-гельна матриця при різних режимах висихання. З використанням електронної та атомно-силової мікроскопії проведено аналіз морфології поверхні та перерізу наоструктур. Показано, що шорухуватість поверхні залежить від хімічного складу наноструктур та технології нанесення плівкових зразків. Структури в золь-гельній матриці оптично неоднорідні за рахунок виникнення тріщин при висиханні золь-геля. Розподіл хімічних елементів в нанокмпозитних структурах органічна або неорганічна матриця- квантові точки CdSe/ZnS – БР є

однорідним як по поверхні зразків так і по товщині. Проведені кількісні вимірювання мікропористості наноструктур. Показано, що основний вплив на пористість має тип матриці, причому неорганічна золь-гельна матриця приводить до збільшення пористості на два порядки в порівнянні з органічною матрицею. Переважаючими в обох типах матриць є пори діаметром 1,5-5 нм.

Вивчення оптичних характеристик отриманих плівкових структур показало, що під дією емісійного випромінювання квантових точок запускається фотоцикл біомолекул бактеріородопсину, що дає можливість використання таких структур для створення на їх основі хімічних сенсорів.

1. Hampp N. Bacteriorhodopsin: a biological material for information processing // *Quarterly Reviews of Biophysics*. – 1991, vol.7, №4. P. 425-478.
2. Sharkany J.P., Korposh S.O., Batori-Tarci Z.I., Trikur I.I., Ramsden J.J., Bacteriorhodopsin-based biochromic films for chemical sensors, *Sensors and Actuators B* 107. – 2005. – P. 77–81.
3. Sharkan Y.P., Trikur I.I., Korposh S.A., Ramsden J.J., Sensitive elements based on bacteriorhodopsin for fiber-optics sensors of chemical components, *Proc. of SPIE*, – 2005. – Vol. 5855. – P. 411-414.
4. Pandey P.C.. Bacteriorhodopsin-Novel biomolecule for nano devices, *Analytica Chimica Acta*, – 2006. – Vol. 568, Issues 1-2, – P. 47-56.

**Receivment and structural characteristics of the  
nanocomposite films photochromic bR-quatrums dots  
CdSe/ZnS – microporous sol-gel matrix**

Sharkan Y.P.<sup>1</sup>, Ramsden J.J.<sup>2</sup>, Sakalosh I.I.<sup>1</sup>,  
Sichka M.Y.<sup>1</sup>, Korposh S.O.<sup>3</sup>, Trikur I.I.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Uzhgorod National University, Ukraine*

<sup>2</sup>*Cranfield University, UK,*

<sup>3</sup>*Kitakyushu University, Japan*

In the paper reported the intercommunication of the methods of obtaining with structural characteristics of microporous nanocomposite thick (>10 μm) and thin (< 5 μm) films structures including the matrix, photochromic bR and semiconductive quantum dots, with effective photoluminescence in the region of the absorption band of bR. It was showed that under the influence of the emission light of the quantum points the photocycle of the photochromic molecules is started.

## 2D and 3D Photonic Crystals for Biophysical Application

Dovbeshko G.<sup>1</sup>, Fesenko O.<sup>1</sup>, Moiseyenko V.<sup>2</sup>, Boyko V.<sup>1</sup>, Gorelik V.<sup>3</sup>

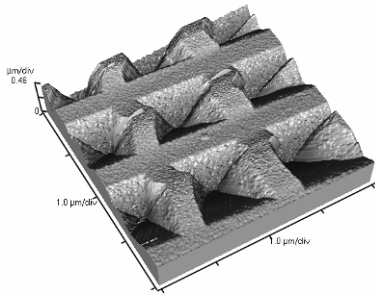
<sup>1</sup>*Institute of Physics of NASU, Kyiv, Ukraine*

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

<sup>3</sup>*P.N. Lebedev Physics Institute Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Photonic crystals (PCs) as a new class of materials take place between nano- and microstructural highly ordered composites. Electromagnetic wave propagation through structure with size of elements close to wavelength leads to Bragg diffraction, multiple scattering, etc. As a result of this process a forbidden photonic zones arises [1-2]. PCs with a tunable forbidden zone by different molecules are of interest for researchers and technical applications.

According to M.Barabanenkov [1] and V.Kosobukin [2], a definition of PCs or existence of forbidden photonic zones could be based on the following features: periodicity in 3-dimention; small absorbance (multiple scattering); dielectric contrast  $n_p/n_s > 2/3$ ; a volume ratio of structural units of PCs to pore filling environment should be small; structure is good when optical path in both materials equal; deviation in sizes is much less than average particle size:  $\Delta a \ll a_{avg}$ ; displacement of the structural elements is much less than a distance between the elements of the structure:  $\Delta u \ll d$ .

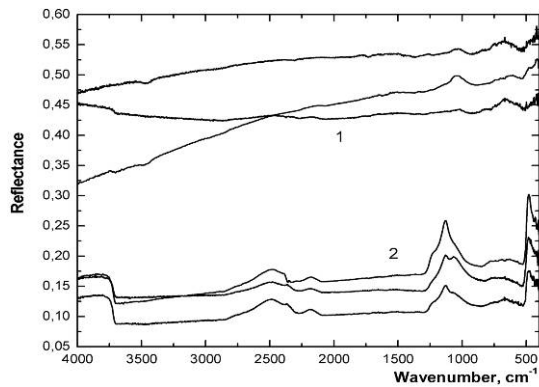


**Fig. 1.** AFM image of Klarite support.

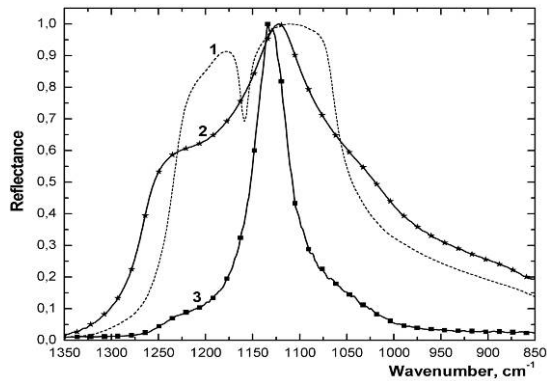
Here we studied two types of 3D PCs - opals and ordered carbon nanotubes as well as 2D PCs (conventional Klarite support (Fig.1) or other periodic structures type Klarite support).

Our goal was 1) to characterize the PC with biological molecules as photonic crystal; 2) to register forbidden and stop zones of PC in visible and IR region; 3) to check a possibility to enhance optical signal from molecules placed on PC in visible and IR region.

It is known [3] that two types of zones in photonic crystals could exist: band gaps induced by Bragg scattering and other band gaps connected with negative permittivity. Angle dependence of Bragg scattering observed for opal photonic crystals in the visible range typically. However, some additional peaks appear in 6000-1000  $\text{cm}^{-1}$  region for opal (Fig.2), while they absent in solid silica. We found a narrowing of phonon zone of opal in comparison with any solid crystal forms of silica. The half-width of the stretching vibration band (Fig.3) for opal is 44  $\text{cm}^{-1}$  and less than those for fused quartz, namely, 88  $\text{cm}^{-1}$  and  $\alpha$ -quartz, 102  $\text{cm}^{-1}$ .



**Fig. 2.** Near-normal incidence IR reflectance spectra of the opal PC for different orientations of the sample: 1 - side layer (111), 2 - bottom layer.



**Fig. 3.** Normalized IR reflectance spectra of single crystal of  $\alpha$ -quartz (curve 1), fused quartz (curve 2) and opal crystal (curve 3) in the region of stretching vibration (zone of negative dielectric function).

A number of spectral peculiarities in the spectra of synthetic opals infiltrated with biological molecules and ordered carbon nanotubes in the IR region [4] were observed and considered. These features indicate the narrowing of known phonon zones (negative zones) and appearing of new photon stop zones. Contradictions in enhancement of IR and RS [5] signal from biological molecules absorbed on Klarite support is discussed also.

#### ACKNOWLEDGMENT

We thank Ukrainian Program - Nanostructured Systems, Nanomaterials, Nanotechnology, (“Bionanosystems” N0107U008449, 2007-2009) for financial support, Prof. Alberto Tagliaferro and his group from Torino Politechnical Institute (Italy) for carpet nanotube production, Serena Bertarione from University of Torino for AFM image of Klarite support.

1. Yu. N. Barabanenkov and M. Yu. Barabanenkov. Mie resonances and Bragg-like multiple scattering in opacity of two-dimensional photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. A – 2006. – V. 23, N 3. – P. 581-585.
2. V. A. Kosobukin. Photonic crystals // Okno v mikromir. – 2002. – 4. – P. 4-9.
3. L. Zhang, Y. Zhang, L. H. Hongqing, L. Chen and H. Chen. Experimental study of photonic crystals consisting of  $\epsilon$ -negative and  $\mu$ -negative materials // Phys. Rev. – 2006. – E74. P. 56615-56621.
4. G. Dovbeshko, O. Fesenko, V. Moiseyenko, V. Gorelik, V. Boyko, V. Sobolev. Multiscaled Ordered Carbon Nanotubes As a Model of Photonic Crystals // Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics. – 2008. – Vol.11, №4. – P. 392-395.
5. G. Dovbeshko, O. Fesenko, K. Yakovkin, S. Bertarione, A. Damin, D. Scarano, A. Zecchina and E. Obraztsova The poly-A interaction and interfaces with carbon nanotubes. // Molecular Crystals Liquid Crystals. – 2008. – V. 496, №345331. – P. 170-185.

## Caged structures for ZnO magic clusters

A. Dmytruk<sup>1,3</sup>, I. Dmitruk<sup>1,3</sup>, I. Blonskyy<sup>1</sup>,  
R. Belosludov<sup>2</sup>, Y. Kawazoe<sup>2</sup>, A. Kasuya<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics of National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine,*

<sup>2</sup>*Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai, Japan*

<sup>3</sup>*Center for Interdisciplinary Research, Tohoku University, Sendai, Japan*

Recently, featured time-of-flight mass spectra of ZnO clusters have been observed [1]. The clusters were produced by pulsed laser ablation method using zinc peroxide precursor [2]. Among all, the clusters of enhanced stability ("magic clusters") have been identified and their relative abundance has been enhanced by addition of alkylamines [3].

The above experimental results stimulated us to model the structures of the clusters and perform computer simulations by quantum chemistry calculation methods. Several cage structures, which are, as generally supposed, the most stable ones for small clusters, have been considered, as well as fragments of the bulk wurtzite structure. The experimentally observed sequence of magic numbers in the mass spectra (clusters of 12, 60, 168 ZnO monomers have an enhanced stability compared to their neighbors in a complete series of ZnO stoichiometric clusters observed from one up to more than a hundred of the monomers) inspired us to suggest the onion-like structure of the clusters, analogous to carbon onions and BN caged clusters. Semiempirical (AM1), as well as first-principles (B3LYP functional for DFT on 6-31G basis set) calculations confirm the stability of the clusters of such structure.

1. Dmytruk A., Dmitruk I., Blonskyy I., Belosludov R., Kawazoe Y., Kasuya A. ZnO clusters: laser ablation production and time-of-flight mass spectroscopic study // *Microelectron. J* – 2009. – T.40, №2. – P. 218-220.
2. Dmytruk A., Dmitruk I., Kasuya A. Zinc peroxide precursor for ZnO clusters // *International journal Materials Science and Engineering Technology (Materialwissenschaft und Werkstofftechnik)* (accepted).
3. Dmytruk A., Dmitruk I., Belosludov R., Kawazoe Y., Kasuya A. Laser ablation of CdSe and ZnO: alkylamine assisted formation of magic clusters // *Nanostructured Materials for Advanced Technological Applications. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics.* Eds. J.P.Reithmaier, P.Petkov, W.Kulisch, C.Popov, XV, 525p., (Available: May 4, 2009).

## Lithium intercalated anatase: Model description

Stasyuk I.V., Velychko O.V.

*Institute for Condensed Matter Physics of National Academy of Sciences of Ukraine,  
Lviv, Ukraine*

Lithium intercalated anatase is applied as a cathode material in novel lithium-ion secondary cells. Such a compound has some special features: coexistence of Li-rich and Li-poor phases in the whole range of lithium concentration ( $x = 0 - 0.6$ ) [1] as well as two possible positions for Li ion in the oxygen tetrahedron for both phases [2]. In the Li-rich phase intercalation induces lattice deformation which lowers lattice symmetry and causes the antidistorsive internal field making the Li positions nonequivalent.

Performed here symmetry analysis reveals that the observed  $U_{xx} - U_{yy}$  deformation in the  $ab$  plane [2] and the ordering of antiferroelectric type along the  $z$  axis are both described by the  $B_{1g}$  irreducible representation of the initial  $D_{4h}$  symmetry group and hence they occur simultaneously (so-called intrinsic piezoeffect). According to the Landau expansion approach a phase transition (or separation) with jump of the concentration can be accompanied by the respective appearance of antipolarization.

Microscopic description of the Li-ion subsystem in anatase is given in the framework of the lattice model combining features of the Blume-Emery-Griffiths and Mitsui models, which takes into account all the abovementioned intercalation effects. Analysis of the ground-state phase diagram “external field – chemical potential” establishes values of model parameters providing a phase transition (separation) between the empty and half-filled phases with appearance of the ordering of antiferroelectric type for both cases of free and clamped crystal. Respective phase diagrams are built also for non-zero temperatures revealing a complicated structure of phase transition surfaces and lines of critical points. Thermodynamics of the system is studied for both cases of constant chemical potential and constant lithium concentration (leading to the phase separation onto Li-rich and Li-poor domains). Even at the absence of the total polarization, dielectric and (what seems more important) elastic characteristics of the crystal demonstrate jump-like behaviour in the critical regions.

1. Wagemaker M., Kentgens A., Mulder F. Equilibrium lithium transport between nanocrystalline phases in intercalated  $\text{TiO}_2$  anatase // *Nature*. – 2002. – T.418, № 6896. – P. 397-399.
2. Wagemaker M., Kearley G.J., A.A. van Well, Mutka H., Mulder F.M. Multiple Li positions inside oxygen octahedra in lithiated  $\text{TiO}_2$  anatase // *J. Am. Chem. Soc.* – 2003. – T.125, № 3. – P. 840-848.



## Optical investigations of surface phonons in $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{Br}$ nanocrystalline superionic conductors

Studenyyak I.P.<sup>1</sup>, Kranjčec M.<sup>2</sup>, Stephanovich V.O.<sup>1</sup>,  
Panko V.V.<sup>1</sup>, Kúš P.<sup>3</sup>, Plecenik A.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*University of Zagreb, Varaždin, Croatia*

<sup>3</sup>*Comenius University, Bratislava, Slovakia*

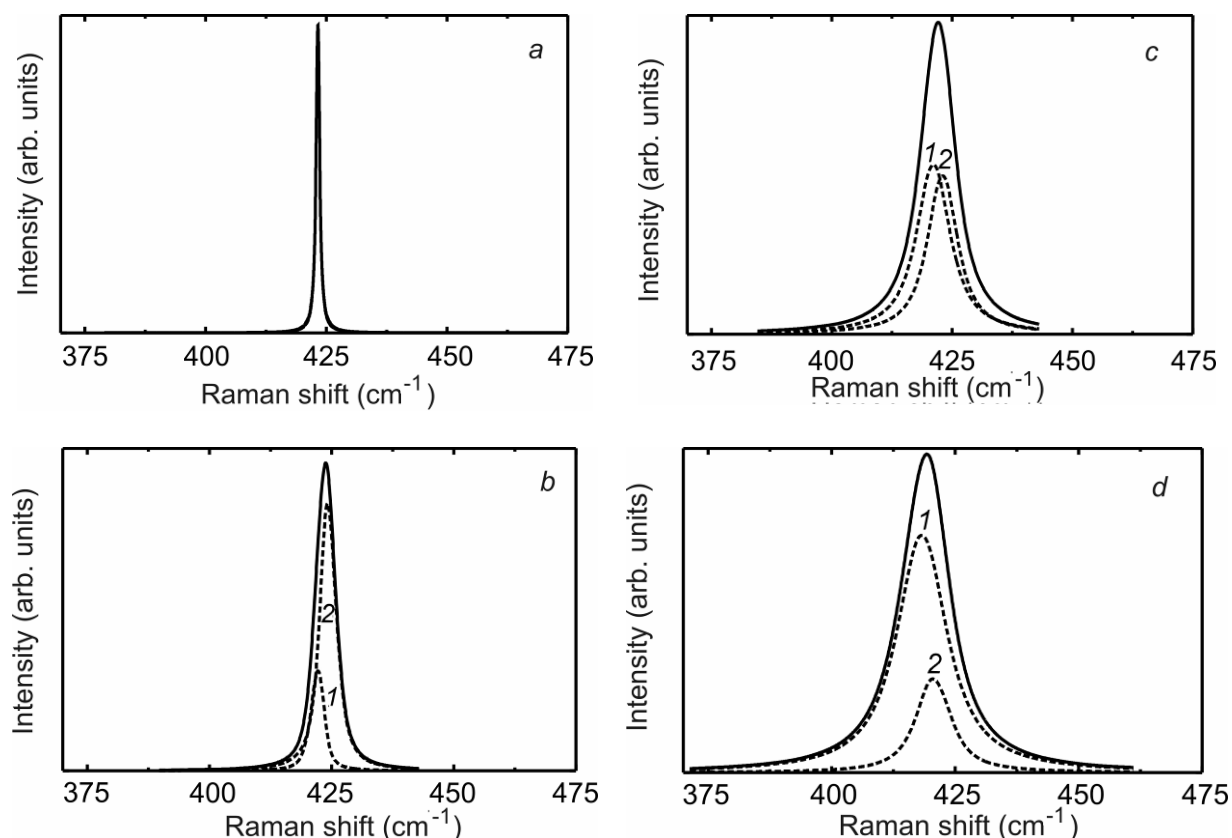
$\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{Br}$  single crystals were grown using chemical vapour transport technique. The micro- and nanocrystalline powders of various grain size were obtained by ball milling the material in a stainless steel cylindrical vial with hardened steel balls. The grain size reduction achieved during each milling step was followed by measuring the X-ray diffraction spectra (XRD) of the powders with a horizontal Siemens diffractometer by using  $\text{Cu K}_{\alpha 1}$  radiation. The XRD analysis has confirmed that  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{Br}$  lattice structure is preserved for the nanocrystalline samples, though the diffraction peaks become broader and less pronounced with the decrease in size. The average grain size parameters for different duration times were determined from the XRD patterns. Raman scattering measurements were performed on a LOMO DFS-24 double grating monochromator, the excitation being provided by a He-Ne laser (632.8 nm). The instrumental width did not exceed  $1 \text{ cm}^{-1}$ .

In nanocrystalline  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{Br}$  powders a considerable increase of Rayleigh scattering, masking the low-frequency Raman bands, is observed. Hence, only Raman bands above  $100 \text{ cm}^{-1}$  could be detected. The spectra of the microcrystalline powder with the average grain size of  $10 \mu\text{m}$  and nanocrystalline powder with the average grain size of  $38 \text{ nm}$  contain two distinct maxima, the higher-frequency one corresponding to an  $A_1$  symmetry vibration, and the lower-frequency one being a superposition of  $E$  and  $F_2$  symmetry modes. The crystallite size reduction results in a low-frequency shift of both bands, their broadening and decrease in intensity. Moreover, in nanocrystalline powders with the average grain size of  $15 \text{ nm}$  the band corresponding to the superimposition of the  $E$  and  $F_2$  symmetry modes, is totally smeared and only the maximum corresponding to an  $A_1$  symmetry vibration is observed.

In nanometric crystals, considerable low-frequency shift of Raman bands and their broadening are most often explained by confinement-related selection rules relaxation due to the small crystallite size and surface phonon modes. It should be noted that the minimal crystallite size studied here ( $15 \text{ nm}$ ) is too big to ascribe the observed features of the size-related behaviour of the Raman band parameters to the phonon confinement. Hence, the observed changes in the Raman spectra with the nanocrystallite size decrease can be assigned to Fröhlich surface phonon modes.

In order to estimate the contribution of surface phonon modes to the experimentally measured spectra we have approximated the  $A_1$  Raman band by a

superposition of two Lorentzian contours, the results being shown in Fig.1. It is clearly seen that the  $A_1$  band is well fitted by two peaks, the lower-frequency peak being broader than the higher-frequency one. It should be noted that the surface-to-bulk phonon integrated intensity ratio strongly varies with the grain size, whose decrease results in the higher contribution of the lower-frequency band which makes the resulting  $A_1$  band to shift down and broaden. Such behaviour enables us to attribute the broader lower-frequency bands to surface phonons in  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{Br}$  nanocrystalline superionic conductors.



**Fig.1.** Part of the Raman spectrum, including the most intense  $A_1$  band, for bulk single crystals (a), micro- and nanocrystalline powders of  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{Br}$  with average grain size of  $10\ \mu\text{m}$  (b),  $38\ \text{nm}$  (c),  $15\ \text{nm}$  (d) and its simulation by two Lorentzian contours corresponding to surface (1) and "bulk" (2) phonons.

This work was supported by the Slovak Research and Development Agency under the contract No.SK-UA-001407 and Ministry of Education and Science of Ukraine under the contract No. M/35-2008.

**СЕКЦІЯ 2 (стендові доповіді)  
НАНОТЕХНОЛОГІЇ, НАНОМАТЕРІАЛИ І КВАНТОВО-  
РОЗМІРНІ СТРУКТУРИ**

21 травня 2009 р.

**SESSION 2  
NANOTECHNOLOGIES AND NANOMATERIALS,  
QUANTUM-SIZE STRUCTURES**

May, 21, 2009

**Люмінесценція тонких оксидних плівок при електронному  
опроміненні**

Антонюк В.Г., Бордун О.М., Кухарський І.Й., Довга Є.В.

*Львівський національний університет ім. Ів. Франка, Львів, Україна*

Досліджено спектри свічення та збудження катодолюмінесценції (КЛ) тонких оксидних полікристалічних плівок  $\text{Bi}_4\text{X}_3\text{O}_{12}$  ( $\text{X}=\text{Ge}, \text{Si}$ ),  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Bi}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Tb}$ ,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbWO}_4$ ,  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$ . Плівки отримано методом дискретного термічного випаровування у вакуумі та методом ВЧ іонно-плазмового напилення. Товщини плівок становили 0.3–1.0 мкм.

Встановлено, що спектри КЛ неактивованих плівок утворюють широку смугу свічення з максимумом при 505 нм для  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ , 500 нм для  $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ , 365 нм для  $\text{Y}_2\text{O}_3$ , 335 нм для  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ , 490 нм для  $\text{PbWO}_4$  і 500 нм для  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$ . Люмінесценція плівок  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Bi}$  з максимумом в області 515 нм пов'язується із свіченням  $\text{Bi}^{3+}$ -центрів свічення. У спектрі люмінесценції плівок  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$  та  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Tb}$  проявляються вузькі смуги свічення, зумовлені внутрішньо-центровими переходами в межах іонів активаторів.

Встановлено, що отримані результати при вимірюванні спектра збудження КЛ в області енергій збуджуючих електронів 5–15 кеВ добре апроксимуються аналітичною залежністю

$$I = A\sqrt{U - B}, \quad (1)$$

яка пов'язує інтенсивність свічення  $I$  з енергією збуджуючих електронів  $U$ , вираженій у кеВ. Коефіцієнт  $A$  залежить від вибору одиниць вимірювань, коефіцієнт  $B$  є характерним для кожної плівки і наприклад для плівок  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$   $B=3.34$ . При цьому співвідношення (1) справедливе для енергій електронів, при яких вони не проходять крізь плівку. Така енергія не є характеристикою матеріалу, а визначається товщиною осадженої плівки.

Досліджено залежність інтенсивності КЛ від дози опромінення, яка задавалась часом опромінення. Встановлено, що інтенсивність люмінесценції з часом  $t$  добре апроксимується залежністю [1]

$$I = I_0 \exp(-\alpha C \sqrt{Et}), \quad (2)$$

де  $\alpha$  – константа оптичного поглинання УФ-світла,  $C$  – константа,  $E$  – інтенсивність потоку бомбардуючих електронів. Така апроксимація, наприклад, для плівок  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  при  $U=5$  кеВ і густині збуджуючого струму  $j=25\mu\text{A}/\text{cm}^2$  визначає  $\alpha C \sqrt{E} = 0.216\text{хВ}^{-1/2}$ . Аналогічні дослідження проведено для інших плівок.

1. Lehmann W. // J. Electrochem. Soc. – 1983. – 130. – P. 426-429.

### **Luminescence of thin oxide films at electron irradiation**

Antonyuk V.G., Bordun O.M., Kukharsky I.Yo., Dovga E.V.

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

The spectra of cathodoluminescence and excitation of cathodoluminescence of thin  $\text{Bi}_4\text{X}_3\text{O}_{12}$  ( $X = \text{Ge}, \text{Si}$ ),  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Bi}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Tb}$ ,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbWO}_4$  and  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  are investigated. The dependence of cathodoluminescence intensity from radiation dose are studied.

### **Дальнодействующее влияние импульсного лазерного облучения на процессы формирования наноструктур в кристаллах $p$ -CdTe**

Байдуллаева А., Бойко Н.И., Власенко А.И., Даулетмуратов Б.К., Мозоль П.Е.

*Институт физики полупроводников В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина*

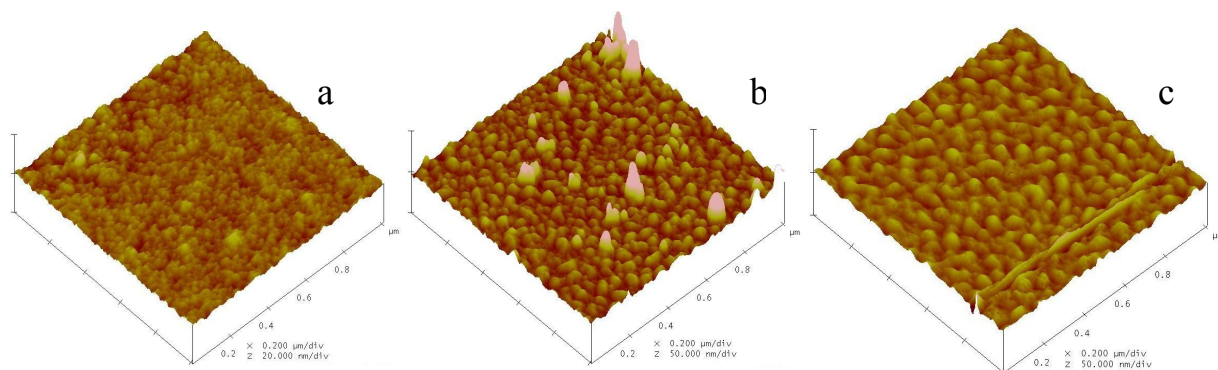
Формирование наноразмерных структур на поверхности кристаллов при импульсном лазерном облучении является актуальной проблемой в физике и технике полупроводников. В работе [1,2] обнаружен эффект образования ансамбля нанокластеров на поверхности полупроводника CdTe под действием одиночного наносекундного импульса рубинового лазера и установлена зависимость продольного размера нанокластеров от интенсивности излучения  $I$ . Построена плазменно-деформационная теория образования ансамбля нанокластеров на поверхности полупроводника CdTe под действием одиночного наносекундного лазерного импульса, хорошо описывающая данные эксперимента [3].

Актуальным является вопрос – приводит ли эффект дальнодействия к образованию структур вне зоны действия лазерного пучка, поскольку в этой зоне исключается возможность плавления и разрушения поверхности прямым попаданием лазерного излучения.

В настоящей работе проведены результаты исследования поверхности облучаемых кристаллов, как в зоне облучения, так и вне зоны облучения.

Кристаллы  $p$ -CdTe облучили при комнатной температуре импульсами излучения многомодового рубинового лазера, работающего в режиме модулированной добротности с длительностью импульса  $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$  с.

На Рис. 1,а показана морфология исходной (не облученной) поверхности  $1 \times 1$  мкм кристалла  $p$ -CdTe. На поверхности облученного кристалла в зоне действия лазерного пучка происходит образование структур наноразмерного диапазона (Рис. 1, b).



**Рис. 1.** АСМ-изображения поверхности кристалла  $p$ -CdTe до облучения (а) и после облучения: (b) – в зоне облучения, (с) – вне зоны облучения.

Вне зоны действия лазерного излучения обнаружено образование структур наноразмерного диапазона, возможно обусловленное действием возбуждаемых при облучении упругих волн на дефектную систему кристаллов.

Таким образом, облучение кристаллов  $p$ -CdTe импульсами излучения рубинового лазера приводит к образованию поверхностных наноразмерных структур, не только в области облучения, но вызывает изменения рельефа поверхности в необлученных областях кристалла, что является проявлением эффекта дальнего действия при лазерной модификации поверхности.

1. Байдуллаева А., Булах М.Б., Власенко А.И., Ломовцев А.В., Мозоль П.Е. // ФТП. – 2004. – Т.38, № 1. – Р. 26.
2. Байдуллаева А., Власенко А.И., Кузан Л.Ф., Литвин О.С., Мозоль П.Е. // ФТП. 39(9), р. 1064 (2005).
3. Емельянов В.И., Байдуллаева А., Власенко А.И., Мозоль П.Е. // Квант. электрон., – 2008. – Т.38, № 3. – Р. 245.

## Long-range effect of pulsed laser irradiation on nanostructure formation processes in *p*-CdTe crystals

Baidullaeva A., Bojko M., Vlasenko V., Dauletmuratov B.K., Mozol' P.

*V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine*

The nanostructure formation processes on the surface of *p*-CdTe crystals have been investigated under pulsed laser irradiation. Formation of nanostructures were observed not only in irradiated parts but also in non-irradiated parts of crystals, that can be explained by long-range effect of pulsed laser irradiation.

## Механізми формування квантових точок і нанорозмірних шарів феромагнітного металу Ni на поверхні (0001) GaSe

Бахтінов А.П.<sup>1</sup>, Водоп'янов В.М.<sup>1</sup>, Ковалюк З.Д.<sup>1</sup>, Литвин О.С.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна*

Гібридні спінтронні структури “феромагнітний метал-напівпровідник” (ФМ-НП) з ФМ квантовими точками (КТ) перспективні для створення нових приладів, в яких використовується явища тунельного магнітоопору і кулонівської блокади [1]. Встановлення механізмів формування ФМ КТ і тонких ФМ шарів на різних поверхнях НП відкриває можливість для створення швидкісних накопичувачів інформації з великою ємністю, ефективних спінових інжекторів і аналізаторів, які працюють при кімнатних температурах і характеризуються низьким споживанням енергії і високою радіаційною стійкістю. Самоорганізація дефектів на Ван-дер-Ваальсівській (ВдВ) поверхні високоомних і радіаційно стійких шаруватих кристалів під дією різних збуджуючих факторів (температури, деформації, хімічної взаємодії між осаджуваним матеріалом і підкладкою, окисленні поверхні) дозволяє виготовити різні за морфологією поверхні для вирощування наноструктур [2,3,4]. В даній роботі проведено аналіз механізмів росту КТ і тонких шарів Ni на не окислених атомарно гладких поверхнях (0001) GaSe, на окислених поверхнях цих кристалів, а також на дефектних нанопористих поверхнях GaSe, сформованих за допомогою водневої технології. Дослідження морфології наноструктур на цих поверхнях проводилось *ex situ* методом атомної силової мікроскопії, вирощування структур – методом електронного променевого випаровування в вакуумі. Встановлено, що на атомарно гладких поверхнях (0001) GaSe, з яких видалений власний оксид шляхом водневої обробки в вакуумі, в результаті хімічної і деформаційної взаємодії між атомами Ni і поверхнею формуються КТ Ni<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>. Вони вбудовані в верхні шари GaSe,

що призводить до гофрування поверхні кристалу. Механізми формування КТ Ні на різних поверхнях визначаються як електричною взаємодією між зарядженими адсорбованими атомами і поверхнею, так і співвідношеннями між значеннями вільної поверхневої енергії для КТ і підкладки. В умовах низької енергії міжфазної ВдВ взаємодії на гетерограниці ФМ – НП (<0,01 еВ/атом), вирішальною є електрична взаємодія між зарядженими адсорбованими атомами. Вона призводить до коалесценції атомів Ні в великі конгломерати на атомарно гладких поверхнях. Формування КТ Ні на окисдованих поверхнях (0001)GaSe проходить за механізмом Фолмера-Вебера. Розподіл КТ за розмірами і їх густина залежать від товщини окисдної плівки, яка впливає на поверхневі теплові процеси і поверхневу дифузію, а також на електричну взаємодію між атомами та підкладкою при наявності індукованого заряду в верхніх шарах НП. Механізм формування КТ Ні на поверхні (0001)GaSe з нанорозмірними порами обумовлений морфологією пор і їх розмірами, які визначають особливості протікання капілярних процесів в нанопорожнинах і призводять до селективного росту [2]. Латеральний розподіл КТ Ні в цьому випадку визначається морфологією поверхні (0001)GaSe після ступеневого термічного відпалу кристалів при високих значеннях тиску молекулярного водню, що призводить до зародження вакансійних пор в базисних площинах і їх коалесценції в умовах анізотропної дифузії в GaSe. Встановлено, що формування тонких шарів Ні на окисдованих поверхнях може супроводжуватись фазовими змінами в аморфному оксиді Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> та протіканням пластичної деформації в верхніх шарах GaSe вздовж кристалографічних пірамідальних площин кристалу, що призводить до формування проколів (“pinholes”) в окисдних шарах та до зниження ефективності спінової інжекції в спінтронних структурах.

1. Dietl T. Origin and control of ferromagnetism in dilute magnetic semiconductors and oxides // J. Appl. Phys. – 2008. – Т.103. – Р. 07D111.
2. Бахтинов А.П., Водопьянов В.Н., Слынько Е.И., Ковалюк З.Д., Литвин О.С. 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. Drapak S.I., Bakhtinov A.P., Gavrylyuk S.V., Kovalyuk Z.D., Lytvyn O.S. The formation of organic (propolis films)/inorganic(layered crystals) interfaces for optoelectronic applications // Superlattices and Microstructures. – 2008. – Т.44. – Р. 563-570.
4. Kovalyuk Z.D., Katerynychuk V.M., Savchuk A.I., Lytvyn O.S. Surface topology of GaSe oxidized crystals // Superlattices and Microstructures. – 2008. – Т.44. – Р. 416-419.

## **Mechanisms of formation of quantum points and nanodimensional layers of the ferromagnetic metal Ni on (0001) GaSe surface**

Bakhtinov A.P.<sup>1</sup>, Vodop'yanov V.M.<sup>1</sup>, Kovalyuk Z.D.<sup>1</sup>, Lytvyn O.S.<sup>2</sup>

*Institute of Materials Science Problems of the NAS of Ukraine, Chernivtsi, Ukraine  
V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

Results of investigation of the formation of metallic nickel quantum dots on a layer semiconductor substrate GaSe(0001) are analyzed. The role of electric and van der Waals interactions on selfassembly of ferromagnetic quantum dots is considered.

## **Методы определения эффективного g-фактора в квантовых ямах SiGe**

Беркутов И.Б.<sup>1</sup>, Андриевский В.В.<sup>1</sup>, Комник Ю.Ф.<sup>1</sup>, Миронов О.А.<sup>2,3</sup>

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

<sup>2</sup>*Warwick Semimano R&D Centre, University of Warwick Science Park,  
Coventry, United Kingdom*

<sup>3</sup>*International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland*

Исследованы магнитополевые зависимости сопротивления  $\rho_{xx}$  двумерного газа дырок в квантовых ямах на основе германия и кремния при температурах от 33 мК до 4К и в магнитных полях до 11 Тл. Осцилляции Шубникова – де Газа проводимости 2D систем проанализированы с целью определения эффективных масс носителей заряда и g-фактора в этих объектах. Используются различные методики определения значения эффективного g-фактора.

## **Methods of effective g-factor determination in SiGe quantum wells**

Berkutov I.B.<sup>1</sup>, Andrievskii V.V.<sup>1</sup>, Komnik Yu.F.<sup>1</sup>, Mironov O.A.<sup>2,3</sup>

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

<sup>2</sup>*Warwick SEMINANO R&D Centre, University of Warwick Science Park,  
Coventry, United Kingdom*

<sup>3</sup>*International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland*

The magnetic field dependences of the resistance  $\rho_{xx}$  of two-dimensional hole gas in a quantum wells base on germanium and silicon was investigated at temperatures from 33 mK to 4K in magnetic fields up to 11 T. The Shubnikov-de Haas oscillations of conductivity in 2D systems were analyzed to determine the effective mass and g-factor. The different methodic of effective g-factor determination were used.



## Вплив сурфактантних підшарів Sb та Ge на структуру плівок Cu і Au

Бігун Р.І., Стасюк З.В.

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

Виявлено, що попереднє нанесення сурфактантних підшарів сурми та германію, попередньо нанесених на діелектричну підкладку, можуть значно стабілізувати фізичні властивості (зокрема структуру) ультра тонких ( $d < 8$  нм) плівок золота та міді. Показано, що зміною товщини сурфактантного підшару можна керувати середніми лінійними розмірами кристалітів плівок металів, що дозволяє виготовляти металеві провідні зразки з наперед заданими структуро та електричними властивостями в області ультратонких товщин плівок металів.

Формуванню дуже тонких суцільних металевих шарів на поверхні діелектричних підкладок перешкоджає коагуляція зародків кристалізації конденсату, оскільки енергія взаємодії між атомами металу переважає енергію їх взаємодії з атомами підкладки. Тому в плівках малої товщини, нанесених на діелектричну підкладку, існує певна порогова товщина  $d_{min}$ , починаючи з якої спостерігається протікання струму в зразку. Зниження товщини  $d_{min}$ , а відповідно, зменшення товщини, при якій плівка стає електричносуцільною з металевим характером провідності можна здійснити шляхом нанесення на підкладку шару поверхнево активних речовин (сурфактантів) [1,2]. У даній роботі подано результати дослідження впливу попередньо нанесених на поліроване скло сурфактантних підшарів сурми та германію різної товщини на структуру плівок міді та золота нанометрової товщини. Експериментальні дослідження проводили у відпаяних скляних приладах при тиску залишкових газів  $\sim 10^{-7}$  Па. Зауважимо, що нанесення шарів досліджуваних металів та сурфактантів здійснювали з використанням методу термічного випаровування матеріалу. Пару матеріалів конденсували на охолоджені до 78 К підкладки з швидкістю не вищою за (0,05-0,10) нм/с. Структуру плівок досліджували з використанням просвічуючих електронної мікроскопії та електроннографії в електронному мікроскопі УЭМВ-100. Для структурних досліджень в експериментальному приладі на охолоджену до 78 К скляну підкладку перед препаруванням плівок наносили шар хлористого натрію. У результаті електронно-мікроскопічного та електроннографічного дослідження структури плівок міді та золота різної товщини, нанесених на чисте скло та на підшари германію показано, що у всіх випадках одержуються неорієнтовані однорідні полікристалічні плівки міді з кристалічною ґраткою аналогічною ґратці масивного металу. Вплив сурфактантних підшарів сурми та германію змінював середні лінійні розміри кристалітів у плівках міді та золота. Було показано, що нанесення

підшарів германію масовою товщиною  $d_{\text{Ge}} = 5$  нм зменшують середні лінійні розміри кристалітів у плівках міді до  $D_{\text{Cu}} = 11$  нм, в той час як для плівок міді осаджених на чисту скляну  $D_{\text{Cu}} = 20$  нм. Середні лінійні розміри кристалітів плівок золота осаджених на підшари сурми товщиною  $d_{\text{Sb}} = 6$  нм становлять  $D_{\text{Au}} = 18$  нм, а для плівок осаджених на чисту підкладку  $D_{\text{Au}} = 21$  нм. Розроблена методика нанесення сурфактантних підшарів дозволила здійснити керований ріст полікристалічних плівок металів з наперед заданою структурою (середніми лінійними розмірами кристалітів).

**Effect of Sb and Ge surfactant underlayers on Cu and Au metal films structure**  
**Bihun R.I., Stasyuk Z.V**

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

It was shown, that surfactant under layers predeposited on dielectric substrate can stabilize physical properties (structure) of ultrathin ( $d < 8$  nm) metal films. Changing of surfactant thickness we can manipulate with metal crustal sizes. Crystal sizes manipulation let us produce conductive metal samples with predicted structural and electrical properties in region of ultrathin metal films.

**Дослідження ефекту поляризації на енергію екситона сферичної наногетероструктури кристалів типу CdTe/ZnSe**

Бойчук В.І., Білинський І.В., Шевчук І.С.

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

На сучасному етапі інтерес до квантових гетероструктур на основі телуриду кадмію значно зріс у зв'язку з потенціальними можливостями їх застосування в оптоелектроніці. Матеріал є перспективним для виготовлення детекторів рентгенівського та гама випромінювання, електронно-оптичних модуляторів, сонячних елементів. Швидкий прогрес експериментальних зусиль у виготовленні квантових точок (тривимірних аналогів традиційної квантової ями у напівпровідниковій структурі) на основі CdTe є сильним імпульсом для розвитку теоретичних методів їх дослідження.

За останнє десятиріччя опубліковано ряд теоретичних робіт, що присвячені дослідженню гетеросистем із квантовими точками, поверхня яких може бути кубічною, циліндричною, сферичною. Використання наближення ефективної маси і моделі діелектричного континууму дає добрі теоретичні результати, що узгоджуються з експериментальними даними.

Очевидно, що у гетероструктурі біля межі поділу існує надтонкий шар (товщиною декілька сталих ґратки), в якому діелектрична проникність залежить від відстані до межі поділу і плавно змінюється від одного значення (у квантовій точці) до іншого значення (в матриці). Показано, що потенціальна енергія взаємодії заряду з межею поділу як функція відстані не має особливостей, як це має місце при традиційних підходах [1].

Для сферичної наногетероструктури *CdTe/ZnSe* у наближенні ефективної маси варіаційним методом обчислено енергію електрона, дірки, екситона як функцію радіуса квантової точки у випадку скінченної та нескінченної потенціальної ями [2]. Досліджено вплив поляризаційних зарядів, що виникають на границі поділу середовищ, із врахуванням існування проміжного шару, де діелектрична проникність залежить від координати, і його відсутністю. Для невироджених зон отримано енергетичні спектри електронів та дірок із врахуванням взаємодії частинок з поляризаційними зарядами на межі поділу. При визначенні енергії утворення екситону врахування поляризації зумовлене двома доданками, які мають різні знаки. Розрахунки показали, що збільшення цієї енергії за рахунок електрон- та дірково-поверхневої взаємодії є слабшим, ніж зменшення за рахунок підсилення електрон-діркової взаємодії у гетеросистемі у порівнянні з масивним кристалом телуриду кадмію.

Результати показали, що зменшення перехідного шару збільшує енергію системи. Розрахунки свідчать про те, що у діапазоні малих радіусів квантової точки вплив індукованих зарядів на енергію наноструктури досить значний. Продемонстровано, що запропонована модель є ефективною при вивченні гетероструктур квантових точок, що містять тонкі шари ями, і утворені з широкозонних матеріалів. У структурах, де діелектрична проникність матриці менша, ніж у квантовій точці, врахування поляризації збільшує ефективну заборонену зону, що слід брати до уваги при аналізі спектрів міжзонного поглинання чи люмінесценції.

1. Бойчук В.І., Білінський І.В., Кубай Р.Ю. Енергетичний спектр заряду поблизу поверхні складної сферичної гетероструктури з врахуванням безінерційної поляризації // УФЖ. – 2000. – Т.45, № 2. – С. 236-241.
2. Бойчук В.І., Кубай Р.Ю., Годованець Г.М., Шевчук І.С. Дослідження впливу поляризації на енергію електрона, дірки та екситона сферичної наногетеросистеми напівпровідників // Журн. фіз. досл. – 2006. – Т.10, № 3. – С. 220-226.

## **Study of Polarization Effect on Exciton Energy in CdTe/ZnSe-based Spherical Nanoscale Heterostructure**

Boichuk V.I., Bilynsky I.V., Shevchuk I.S.

*Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University, Drohobych, Ukraine*

The energy of electrons, holes, and excitons of a spherical CdTe/ZnSe nanoheterostructure is calculated as a function of quantum dot radius by the variation technique in the case of finite and infinite wells in the effective mass approximation. The influence of polarization charges which arise at the separation boundary of the media is studied taking into account both existence and absence of the intermediate layer, where dielectric permittivity depends on coordinate.

## **Вплив впровадження іонів йоду та нанорозмірного графіту на оптичні властивості шаруватих кристалів InSe та GaSe**

Боледзюк В.Б., Кушнір О.І., Пирля М.М.

*Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Чернівці, Україна*

Проведено дослідження залежності спектрального положення екситонного максимуму ( $n = 1$ ) і його напівширини в йодному інтеркалаті InSe від концентрації впровадженого йоду ( $0 < x \leq 1$ ) та температури (77-200 K). Інтеркалювання селеніду індію йодом призводить до зсуву енергетичного положення екситонного максимуму ( $E_{\text{екс}}$ ) у високоенергетичну область ( $\sim 9$  меВ) та уширенню екситонної смуги поглинання (H) ( $\sim 3$  меВ). Виявлена немонотонність кривих залежностей енергетичного положення та напівширини екситонного максимуму від вмісту інтеркалянта, про що свідчить поява в інтервалі  $0,3 < x < 0,8$  стабільної ділянки.

Запропоновано модель зсуву енергетичного положення екситонного максимуму, яка пояснюється механізмом переносу заряду. Поява стабільної ділянки на кривій  $E_{\text{екс}}(x)$  при  $0,3 < x < 0,8$  добре узгоджується з моделлю створення просторових ланцюжків інтеркалянта, оскільки в даній області концентрацій домішки акцептування електронів припиняється, так як ланцюжкові структури йоду нейтральні по відношенню до матриці. При більш високому ( $x > 0,8$ ) йоду інтеркалянт «генерує» структурні дефекти матриці, що супроводжується подальшим збільшенням ширини забороненої зони.

Досліджено впровадження нанорозмірного графіту (графітизації) в шаруваті кристали InSe та GaSe та її вплив на оптичні властивості даних сполук. Графітизація кристалів полягала у витримці монокристалічних зразків InSe та GaSe в колоїдному розчині нанокристалічного графіту в етиловому спирті і становила для InSe – 2 місяці, а для GaSe – 1, 2 та 4-ри

місяці. Встановлені немонотонні зміни оптичних характеристик ( $E_{\text{екс}}$  та  $H$ ) та їх залежність від часу витримки. Криві  $\Delta E_{\text{екс}}(t)$  та  $\Delta H(t)$  носять наступний характер:

а) для сполуки «InSe+графіт»  $\Delta E_{\text{екс}}$  та  $\Delta H$  зростають поступово на 6,8 меВ та 4,3 меВ відповідно;

б) для сполуки «GaSe+графіт» спочатку відбувається поступове зростання  $\Delta E_{\text{екс}}$  на 2,8 меВ (1 місяць) та на 6,1 меВ (2 місяці), а також збільшення  $\Delta H$  на 1,9 та 4,8 меВ (1 та 2 місяці відповідно);

в) надалі при збільшенні тривалості витримки поступове зменшення  $\Delta E_{\text{екс}}$  на 4,4 меВ та  $\Delta H$  2,8 меВ (4 місяці);

Для пояснення причин зміни оптичних характеристик графітізованих кристалів InSe та GaSe слід прийняти до уваги наступні фактори: а) вклад деформаційних напруг між шаруватими пакетами та всередині них в перебудову енергетичного спектру InSe та GaSe, що можуть по різному змінюватися при впровадженні графіту в шаруватий кристал; б) зміну діелектричної сталої кристалу  $\epsilon$ .

### **Influence of insertion of iodine ions and nanocrystalline graphite on optical properties of layered crystals InSe and GaSe**

Boledzyuk V.B., Kushnir O.I., Pyrlya M.M.

*Frantsevich Institute for Problems of Materials Science,  
National Academy of Sciences of Ukraine, Chernivtsy, Ukraine*

The spectral dependences of the exciton ( $n = 1$ ) line and its half-width are investigated for InSe with iodine intercalated in dependence of temperature and the density of inserted iodine. Insertion of nanocrystalline graphite (graphitization) into layered InSe and GaSe crystals and its influence on optical properties of these compounds are investigated.

### **Дисперсія показника заломлення тонких плівок $Y_2O_3$ отриманих різними способами**

Бордун О.М., Бордун І.М., Бігдай В.Г.

*Львівський національний університет ім. Ів.Франка, Львів, Україна*

Досліджено дисперсію показника заломлення тонких плівок  $Y_2O_3$ , отриманих різними способами. Плівки  $Y_2O_3$  товщиною 0.3–1.0 мкм отримані методом дискретного випаровування у вакуумі і високочастотним (ВЧ) іонно-плазмовим розпиленням на підкладках з плавленого кварцу  $\nu\text{-SiO}_2$ . ВЧ розпилення проводилось в атмосфері як аргону, так і аргону з додаванням кисню у системі з використанням магнітного поля зовнішніх соленоїдів для компресії та додаткової іонізації плазмового стовпа. Після нанесення плівок проводилась їх термообробка на повітрі при 950°C. Рентгенодифракційні дослідження показали

наявність полікристалічної структури плівок незалежно від способу одержання. Найбільш розупорядкованими є плівки  $Y_2O_3$ , отримані методом дискретного випаровування, що проявляється у більшій кількості дифракційних максимумів.

Встановлено, що дисперсійні залежності  $n(E)$  для плівок  $Y_2O_3$ , отриманих методом дискретного термічного випаровування (I), методом ВЧ розпилення в атмосфері 50%Ar:50%O<sub>2</sub> (II) і методом ВЧ розпилення в атмосфері аргону (III) у видимій області добре апроксимуються одноосциляторною трипараметричною моделлю [1]

$$n^2 - A = \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - E^2} \quad (1)$$

Тут  $A$  – коефіцієнт апроксимації;  $E_0$  – енергія максимуму смуги збудження, яка визначає спектральний хід показника заломлення;  $E_d$  – параметр, що називається дисперсійною енергією.

Розрахунки з допомогою регресивного аналізу дали можливість визначити для досліджуваних плівок величини параметрів апроксимації (1), які наведені у таблиці.

Плівка	A	$E_0$ , eV	$E_d$ , eV	$f_i$	$N_c$
I	0,15	6,53	18,29	0,63	2,54
II	0,56	6,52	15,91	0,64	2,21
III	1,32	6,36	13,26	0,69	2,13

Визначено ступінь іонності зв'язку у сполуці  $f_i$  та координаційне число першої координаційної сфери катіона  $N_c$ .

Встановлено, що незалежно від способу одержання плівок  $Y_2O_3$  спектральна залежність показника заломлення у видимій області спектру визначається в основному переходами із зони 2p-станів кисню, які формують верхній заповнений рівень валентної зони, у дно зони провідності, утворене 4d5s-станами ітрію.

1. Wemple S.H., DiDomenico M. // Phys Rev. B.– 1971. – Т.3, № 4. – P. 1338-1351.

### **Dispersion of the refractive index of thin $Y_2O_3$ films obtained by different methods**

Bordun O.M., Bordun I.M., Bigday V.G.

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

The dispersion of the refractive index of thin  $Y_2O_3$  films, obtained by the method of the discrete evaporation and RF-sputtering in different atmospheres, is investigated. The dispersion curve in the visible region, irrespective of a production method, is mainly determined by the transition from the top of the valence band formed by the 2p-states of oxygen to the bottom of the conduction band formed by the 4d5s-states of yttrium. The parameters of the one-oscillator

approximation are determined, the dispersion energy, ionicity degree and coordination number are calculated.

## **Рентгеновская многоволновая дифрактометрия структурных изменений в многослойных наноразмерных системах**

Борча М.Д.

*Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, Черновцы, Украина*

В работе исследованы различные конфигурации и геометрии многоволновой рентгеновской дифракции при азимутальном сканировании для структурной диагностики многослойных наноразмерных систем, содержащих слои с квантовыми точками. Рассмотрены компланарные и некомпланарные конфигурации многоволновой дифракции Брэгг-Брэгг, Брэгг-Лауэ с использованием скользящей геометрии дифракции [1]. Такая дифракция позволяет определять изменения параметров решетки в разных слоях и соответствующие деформации на границах раздела многослойных система также чувствительна к инвариантной фазе структурного фактора триплетов даже в случаях аксиальной симметрии [1,2].

В частности, исследована многоволновая дифракция по Брэгг-Брэгг-Лауэ в системе InAs/GaAs с квантовыми точками, причем одно из отражений является скользящим, что обуславливает увеличение чувствительности к деформации вблизи поверхности [3]. Для получения двумерных распределений интенсивности использована комбинация методов кривых качания ( $\omega$ - $2\cdot\theta$ -сканирование) и азимутального  $\phi$ -сканирования.

Приведены результаты моделирования распределения интенсивности рентгеновских лучей в многослойных наноразмерных структурах InAs/GaAs, содержащие определенным образом расположенные квантовые точки. Учитывалось возникновение определенных типов деформации и полей упругих напряжений в зависимости от плотности квантовых точек, их размеров, наличии покрывающего слоя и т. п.

17. Morelhão S.L. and Abramof E. Investigation of Bragg surface diffraction in semiconductors and epitaxial structures by reciprocal-space analysis // J. Appl. Crystallogr. – 1999. – Т.32. – P. 871-877.
18. Raul O. Freitas, Tomas E. Lamas, Andre A. Quivy, Sergio L. Morelhão. Synchrotron X-ray Renninger scanning for studying strain in InAs/GaAs quantum dot system // Phys. stat. sol. (a). – 2007. – Т.204, № 8. – P. 2548-2554.

## X-ray multibeam diffractometry of structural changes in multilayered nano-scale systems

Borcha M.D.

*Yu. Fed'kovich Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The X-ray multibeam Bragg-Bragg-Laue diffraction in InAs/GaAs system with quantum dots have been researched with using grazing reflection. At simulation the types of strain fields and strain values were taken into account in dependence on quantum dots density, their sizes, presence of cavity layer etc.

## Лазерна модифікація сполук інтеркалювання $\text{Li}_x\text{TiS}_2\text{F}_y$

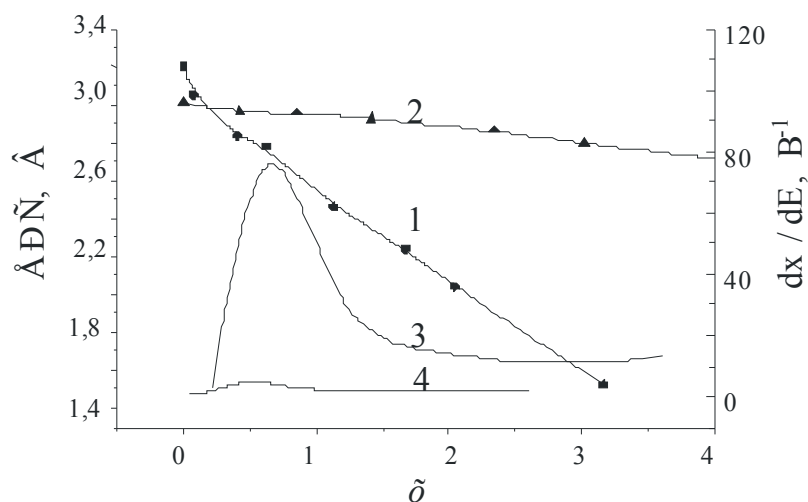
Будзуляк І.М.<sup>1</sup>, Григорчак І.І.<sup>2</sup>, Яблонь Л.С.<sup>1</sup>, Морушко О.В.

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

<sup>2</sup>*Національний університет «Львівська політехніка», Львів, Україна*

На даний час інтеркаляція визнається як один з перспективних методів нанотехнологій для структур з “гостьовими” ступенями вільності. Особливий інтерес представляють катодно активні матеріали з високим окисно-відновним потенціалом впровадження літію (наприклад, для забезпечення високої густини енергії у джерелі струму), для яких найважливішою задачею є встановлення основних закономірностей коінтеркалювання діаметрально протилежними за окисно-відновною дією – фтором та літієм. Як модельний об’єкт був вибраний добре відомий в технології літієвих джерел струму дисульфід титану ( $\text{TiS}_2$ ). Процес попереднього інтеркалювання проводився термічно-експозиційним способом в потоці молекулярного фтору. Тривалість експонування становила 30 і 60 хв. при температурах 25 та 300°C відповідно. Мас-спектральний аналіз отриманих інтеркалатів після першого режиму фторування (30 хв., 25°C) виявив сигнал від фтору дуже малої інтенсивності. Збільшення тривалості експозиції вдвоє з одночасним підвищенням температури процесу до 300°C призводить до інтенсифікації взаємодії “господар”-“гість” не тільки в плані більш високого концентраційного вмісту останнього, але і в напрямку галоген-халькогенного заміщення – як завершальної стадії процесу інтеркалювання. В цьому разі появляється інтенсивний сигнал від фтору і спостерігаються групи ліній, які відповідають атомарним комплексам Ti-F. Це дає підстави зробити висновок, що при зазначених режимах проведення процесу маємо співіснування фаз інтеркаляційного впровадження ( $\text{TiS}_2\text{F}_y$ ) та інтеркаляційного заміщення ( $\text{TiF}_3$ ) та фазу, яка автоінтеркальована власними атомами халькогену ( $\text{TiS}_{2-y}\text{F}_{z+y}\text{S}_y$ ). Очевидно, що кількісні співвідношення між ними визначаються режимами фторування.





**Рис. 1.** EPC (1,2) і  $dx/d(EPC)$  (3,4) як функції кількості впровадженого літію в  $TiS_2$ , після його фторування режимами 25 °С, 30 хв. (1,4) та 300 °С, 60 хв. (2,3)

Показано, що режими фторування істотно впливають на термодинаміку подальшого інтеркалювання катіонами літію (рис. 1). Так зростання кількості впровадженого фтору збільшує ступінь літєвого “гостьового” навантаження при розряді до 1,5 В, одночасно змінюючи функціональну залежність зміни енергії Гіббса  $\Delta G(x)$  від мольного літєвого навантаження. Слід зазначити, що температурна залежність ентропії розчинення літію після додаткового фторування має осциляційний характер як на початкових стадіях, так і при високих значеннях  $x$ , що вказує на немонотонність хвоста густини станів в забороненій зоні. Попередня інтеркаляція фтором дисульфїду титану значно змінює також і кінетику процесу електрохімічного інтеркалювання літїєм. Як видно з табл. 1 ріст ступеня фторування призводить до збільшення коефіцієнта міжфазної масопередачі при одночасному послабленні дифузійного контролю.

**Таблиця 1**

Вплив ступеня фторування на кінетичні параметри літєвої інтеркаляції  $TiS_2$

Матеріал -”господар”	Опір стадії переносу заряду, Ом см <sup>2</sup>	Коефіцієнт Варбурга, Ом см <sup>2</sup> с <sup>-0,5</sup>
$TiS_2$	150	кінетичний контроль
$TiS_2$ <F : 25 °С, 30 хв.>	131	95,4
$TiS_2$ <F : 300 °С, 60 хв.>	113	56

Лазерне опромінення отриманих сполук інтеркалювання призводить до зменшення опору стадії перенесення заряду при літєвій інтеркаляції в  $\text{TiS}_2\text{F}_x$  більше як вдвоє, а повторне лазерне опромінення  $\text{Li}_x\text{TiS}_2\text{F}_y$  призводить до подальшого (майже втриє) його падіння та зміни кінетичних механізмів від лінійної напівнескінченої дифузії до руху частинок в матеріалі-“господарі”, що підпорядковується неідеальному закону Фіка. Частотна ( $10^{-2} - 10^4$  Гц) дисперсія ємності подвійного шару на межі розділу з електролітом (рис. 2) показує її зростання в цьому випадку практично в півтори рази в низькочастотній (до 1 Гц) області та незначне зменшення у високочастотній.

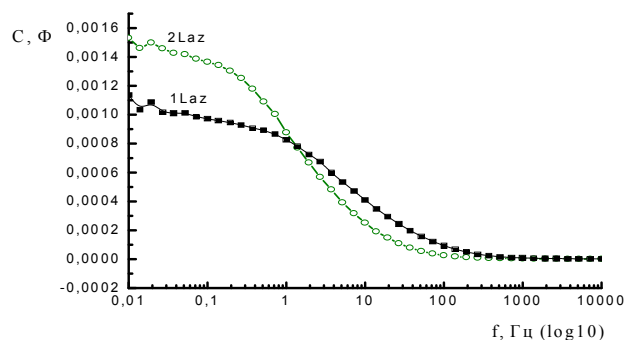


Рис. 2. Вплив лазерного опромінення на частотну залежність ємності межі розділу  $\text{Li}_x\text{TiS}_2\text{F}_x$  з електролітом

### Laser modification of $\text{Li}_x\text{TiS}_2\text{F}_y$ intercalation compounds

Budzulyak I.M.<sup>1</sup>, Grygorchak I.I.<sup>2</sup>, Yablon L.S.<sup>1</sup>, Morushko O.V.

<sup>1</sup>Precairpathion National University named after V.Stefanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine

<sup>2</sup>National University «Lviv politechnika», Lviv, Ukraine

The co-intercalation processes of disulfide titanium by lithium and fluorine are investigated. The regularities of laser irradiation effect on properties of intercalation compounds are set.

### Еволюція фазової складу при термічному розкладанні нанорозмірного гідроксиду магнію

Габєлков С.В., Тарасов Р.В., Полтавцев М.С., Одеичук М.О.

ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна

Кераміка з оксиду магнію знаходить практичне застосування в промисловості як конструкційні, вогнетривкі, електротехнічні та ін. матеріали для виготовлення тиглів для плавки металів, ізоляторів для термодар, вікон для оптичних приладів, хімічних ємностей та космічних апаратів тощо. У країнах, які активно експлуатують атомну енергетику, ведуться дослідження зі створення матриць для трансмутації й геологічного захоронення радіонуклідів на основі радіаційностійких мінералоподібних фаз, у тому числі  $\text{MgO}$  і двофазної кераміки  $\text{MgO-ZrO}_2$ . Оксид магнію знаходить застосування і як один з компонентів для синтезу магній-алюмінієвої шпінелі, кордієриту та інших сполук. Найбільш ефективно синтез здійснюється при використанні нанорозмірних порошоків, які мають підвищену реакційну активність. Значна увага

приділяється так званим «м'яким» порошкам, які одержують «мокрими» методами (осадження з розчинів, гідротермальний синтез, золь-гель та ін.) з наступним термічним розкладанням осадків.

Метою роботи є дослідження еволюції фазової складу при термічному розкладанні нанорозмірного гідроксиду магнію, отриманого осадження з розчину при прямому й зворотному порядку змішування реагентів.

Як вихідний матеріал використали магній азотнокислий  $Mg(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ . Осадження проводили 25 % розчином гідроксиду амонію  $NH_4OH$ . Осадки промивали та сушили при температурі 30-40 °С. Термообробку проводили при температурах 200, 300, 400, 500, 600 і 800 °С.

Термічне розкладання гідроксидів магнію досліджували методом термогравіметричного й диференціального термічного аналізу (ТГ/ДТА) на дериватографі Q-1500 D. Фазовий склад визначали методом рентгенівського фазового аналізу (РФА) на дифрактометрі ДРОН-1,5 (Cu  $K_\alpha$ , Ni фільтр). Середній розмір областей когерентного розсіювання (ОКР) розраховували за шириною найбільш інтенсивної рентгенівської лінії на її напіввисоті.

Гідроксид магнію, отриманий осадженням з розчину при прямому й зворотному порядку змішування реагентів, за даним РФА є бруситом  $Mg(OH)_2$  та має середній розмір ОКР 25 нм. Аналіз даних РФА і термогравіметричної кривої ТГ/ДТА дозволив встановити, що термообробка в інтервалі температур 60-200 °С приводить до термічного розкладання частини бруситу (імовірно, поверхневих шарів його часток) і утворенню аморфного гідроксиду магнію з орієнтовною формулою  $MgO \cdot (1-x)H_2O$ . Вперше зафіксовано існування цього аморфного гідроксиду магнію.

В інтервалі температур 300-400 °С нарівні з термічним розкладанням бруситу до кристалічного оксиду магнію відбувається розкладання аморфного гідроксиду  $Mg \cdot (1-x)H_2O$  до аморфного оксиду. Визначено параметри «галло» аморфного оксиду магнію. Максимум «галло» знаходиться при значенні кута  $2\theta$  рівному 20,5°. Основна рентгенівська лінія кристалічного оксиду магнію на дифрактограмі розташована при куті 42,9°. У більшості випадків, кути розташування основної рентгенівської лінії та максимуму «галло» монофазного кристалічного та аморфного матеріалу відповідно, співпадають. Для кристалічного та аморфного оксиду магнію цього не спостерігається. Максимум «галло» аморфного оксиду магнію знаходиться при куті майже в двічі меншому, ніж основна рентгенівська лінія кристалічного оксиду. Це мабуть свідчить про те, що спостерігається повна відсутність або значно менша подібність структур аморфного та кристалічного оксидів магнію, ніж для переважної більшості досліджених матеріалів.

Середній розмір ОКР оксиду магнію, одержаного при температурі 400 °С термічним розкладанням гідроксиду, який отримано при прямому порядку змішання реагентів, складає 28 нм. А середній розмір ОКР оксиду магнію, одержаного при тій же температурі термічним розкладанням гідроксиду, який отримано при зворотному порядку змішання реагентів, значно менший та дорівнює 7 нм. Виходить, що при термічному розкладанні відбувається руйнування часток гідроксиду магнію, отриманого при зворотному порядку змішання.

Проведений комплекс досліджень дозволив встановити, що з підвищенням температури термообробки гідроксиду магнію, отриманого осадженням з розчину при прямому й зворотному порядку змішання компонентів, еволюція фазового складу проходить за наступною схемою:  
 брусит  $\text{Mg}(\text{OH})_2$   $\xrightarrow{60-200^\circ\text{C}}$  аморфний гідроксид  $\text{Mg}\cdot(1-x)\text{H}_2\text{O}$  + брусит  $\text{Mg}(\text{OH})_2$   
 $\xrightarrow{300-400^\circ\text{C}}$  аморфний  $\text{MgO}$  + кристалічний  $\text{MgO}$ . Порошки, які є сумішшю нанорозмірних аморфного й кристалічного оксидів магнію, можуть бути використані для синтезу різних сполук (магній-алюмінієвої шпінелі, кордієриту і т.д.) при більш низьких, ніж традиційні температурах.

### **Evolution of phase composition at thermal decomposition of nanosized magnesium hydroxide**

Gabelkov S.V., Tarasov R.V., Poltavtsev N.S., Odeychuk M.O.

*NSC 'Kharkov institute of physics and technology', Kharkov, Ukraine*

Part of magnesium hydroxide (brucite), which was produced by precipitation from solution, was decomposed and amorphous hydroxide  $\text{Mg}\cdot(1-x)\text{H}_2\text{O}$  was formed in temperatures range of 60-200°C. In range of 300-400°C the thermal decomposition of brucite to crystal magnesia passes together with decomposition of amorphous hydroxide  $\text{MgO}\cdot(1-x)\text{H}_2\text{O}$  to amorphous oxide.

### **Нановимірні дослідження поверхні (100) шаруватого кристалу $\text{In}_4\text{Se}_3$**

Галій П.В.<sup>1</sup>, Ненчук Т.М.<sup>1</sup>, Дверій О.Р.<sup>1</sup>, Поплавський О.П.<sup>2</sup>, Фіяла Я.М.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна*

Дослідження поверхонь сколювання (ПС) шаруватих кристалів є важливими з огляду на перспективу їх використання у якості шаблонів для створення пристроїв нанометрового виміру. Для структури “об’єму” шаруватого кристалу  $\text{In}_4\text{Se}_3$  є характерним існування шарів, з міцними ковалентно-іонними зв’язками In-Se у шарі, та Ван-дер-Ваальсівських слабких міжшарових зв’язків. Останнє дозволяє отримувати досконалі ПС (100)  $\text{In}_4\text{Se}_3$ , особливо в умовах

надвисокого вакууму (НВВ). Унаслідок, аналізу об'ємної структури кристалу можна припустити існування на ПС  $\text{In}_4\text{Se}_3$  борознистого та ланцюжково подібного рельєфу з характерними розмірами співмірними із сталими поверхневої ґратки. У роботі застосовано ряд методик для аналізу ПС, отриманих, як у НВВ ( $3 \times 10^{-11}$  Тор), так і на повітрі.

Кристалографія та топографія ПС  $\text{In}_4\text{Se}_3$  досліджена методами дифракції повільних електронів (ДПЕ), скануючої тунельної та атомно силової мікроскопії (СТМ, АСМ) у НВВ. Структура рефлексів ДПЕ, форма і характерні розміри в одержаних СТМ- та АСМ- профілях поверхонь сколювання стверджують борознисту структуру та добре відповідають структурі і параметрам ґратки, отриманих для кристалів  $\text{In}_4\text{Se}_3$  методом дифракції X-променів. Локальна густина поверхневих електронних станів і ширина забороненої зони ПС, отримана методом скануючої тунельної спектроскопії вказує на величину, таку ж як для об'єму кристалів, і відсутність реконструкції поверхні після сколювання. Підтверджено стабільність міжшарових ПС під час експозиції у НВВ і на повітрі, та існування стабільної борознисто-ланцюжкової структури. Дослідження свідчать про перспективність кристалів  $\text{In}_4\text{Se}_3$  для формування наноструктур на поверхні, зокрема, нанодротів, пристроїв спінової наноелектроніки.

### **The (100) $\text{In}_4\text{Se}_3$ surface nanoscale studies**

Galiy P.V.<sup>1</sup>, Nenchuk T.M.<sup>1</sup>, Dveriy O.R.<sup>1</sup>, Poplavskyj O.P.<sup>2</sup>, Fiyala Ya.M.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*Prekarpathian University by Vasyl Stefanyk, Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The layered crystals have received great attention, due to their potential utilization as templates for nanodevice fabrication. We employed LEED, STM/STS, AFM for study of the UHV (100)  $\text{In}_4\text{Se}_3$  cleavages. Our studies confirm the non reconstruction and stability of surface structure that might be applied for surface nanowires fabrication.

### **Обмежені та інтерфейсні оптичні фонони у напівпровідниковому еліптичному квантовому дроті з аксіальною гетероструктурою**

Головацький В.А., Гуцул В.І.

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

У наш час різноманітні напівпровідникові наногетеросистеми є предметами інтенсивних теоретичних та експериментальних досліджень [1,2], що пов'язано з унікальними властивостями цих систем та можливістю їх широкого практичного застосування.

У роботі у рамках моделі діелектричного континууму виконано розрахунок енергетичного спектра обмежених та інтерфейсних оптичних фононів у відкритій еліптичній квантовій точці GaAs, обмеженій двома однаковими квантовими антиточками AlAs вздовж еліптичного квантового дроту GaAs, який, в свою чергу поміщений у масивне діелектричне середовище.

Показано, що енергії обмежених оптичних фононів у даній напівпровідниковій наногетеросистемі визначаються енергіями повздовжніх поляризаційних коливань в окремих масивних кристалах, з яких утворені відповідна наносистема. Розглянуті залежності енергій інтерфейсних оптичних фононів від геометричних розмірів квантової точки та від співвідношення півосей еліпса  $a/b$ , що обмежує квантовий дріт. Показано, що енергетичний спектр цих фононів в еліптичному квантовому дроті складається з енергетичних рівнів, що відповідають парним та непарним станам фонона.

1. Noborisaka J., Motohisa J., Hara S., and Fukui T. Fabrication and characterization of freestanding GaAs/AlGaAs core-shell nanowires and AlGaAs nanotubes by using selective-area metalorganic vapor phase epitaxy // Appl. Phys. Let. – 2005. – V.87. – P. 093109-09316.
2. M. van den Broek, Peeters F.M. Confined states in two-dimensional flat elliptic quantum dots and elliptic quantum wires // Physica E. – 2001. – V.11. P. 345-355.

### **Confined and interface phonons in elliptic quantum wire with axial heterostructure**

Holovatsky V.A., Gutsul V.I.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

The energy spectra of confined and interface phonons existing in a complicated combined nanoheterosystem consisting of three elliptic quantum dots embedded into the elliptic quantum wire placed into dielectric are studied within the dielectric continuum model.

### **Квантово-хімічне моделювання взаємодії газових частинок Н-Н<sub>2</sub>-Н<sub>2</sub>О з атомами нанографіту**

Горбенко В.І.

*Класичний приватний університет, м. Запоріжжя, Україна*

Дослідження взаємодії атомів та молекул водню, а також молекул води з атомами вуглецю в структурі наноутворень графіту має як науковий так і практичний інтерес [1]. Газове середовище із суміші частинок водню та води є типовим для різноманітних технологічних систем, а також найбільш близьке до середовища експлуатації висотних літальних

апаратів, для яких все частіше використовують карбонові технології. Нанографіт є одним з представників карбонових нанотворень, що представляє собою композицію з декількох графітових шарів обмеженого розміру. В даній роботі виконано моделювання взаємодії газових частинок з атомами вуглецю як на поверхні, так і в міжшаровому просторі нанографіту.

Моделювання виконано із застосуванням методів, що реалізовані в пакеті GAMESS [2]: напівемпіричного PM3, ab-initio Хартри-Фока та функціоналу густини. Розрахунки виконувались на обчислювальному кластері НТУ „КПІ”. У розрахунках модель нанографіту було представлено трьома шарами із загальною кількістю атомів вуглецю 126. Для зменшення впливу, що виникає завдяки обмеженню моделі в розмірі, по периметру кожного шару обірвані зв'язки С-атомів було насичено атомами водню. Для моделювання адсорбції газових частинок на поверхні нанографіту також застосовувалась модель графітового моношару – графену.

Проведене моделювання показало, що молекулярні форми частинок, а саме  $H_2$  та  $H_2O$ , не можуть утворювати зв'язки з атомами вуглецю ні на поверхні нанографіту або графену, ні в міжшаровому просторі. Якщо така частинка знаходиться зовні нанографіту, то вона віддаляється від нього, незалежно від початкового розташування. Як для  $H_2$ , так і для  $H_2O$  ніякої дисоціації, при наближенні до шарів нанографіту, не встановлено. Розташування  $H_2$  та  $H_2O$  між шарами нанографіту веде до їх значної модифікації рис. 1.

Кожний атом вуглецю як в шарах нанографіту, так і в графені має зв'язки з трьома іншими атомами вуглецю завдяки  $sp^2$  гібридизації. Розрахунки показали, що Н-атоми здатні адсорбуватися на поверхні нанографіту або графену (рис. 2), при цьому руйнуються  $\pi$  зв'язки між атомом – центром адсорбції та його сусідами. Наближення Н-атому до центру адсорбції веде до утворення  $\sigma$  зв'язку і тим самим до зміни типу гібридизації з  $sp^2$  на  $sp^3$ .

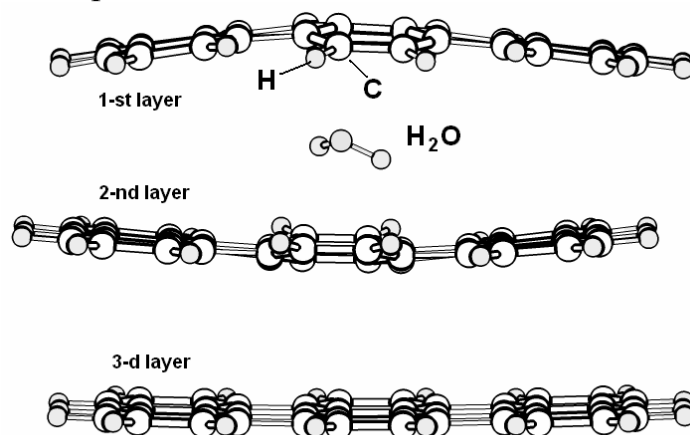
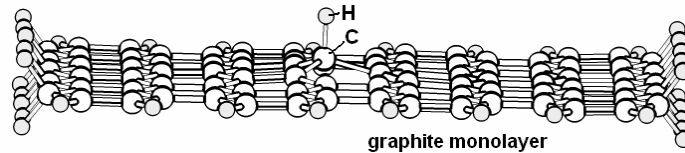


Рис. 1. Молекула  $H_2O$  в середині нанографіту



**Рис. 2.** Адсорбція атому водню  $H$  на графені

В квантово-хімічних розрахунках було отримано геометричні характеристики кластерів, параметри зв'язків між атомами, розподіл електронної густини, локалізацію орбіталей та встановлено механізми взаємодії частинок з атомами нанографіту.

1. Meyer J.C., Geim A.K., Katsnelson M.I., Novoselov K.S., Booth T.J., Roth S. *Nature Lett.* – 2007. – P. 446-60.
2. Gordon M.S., Schmidt M.W. *Advances in electronic structure theory: GAMESS a decade later* // in "Theory and Applications of Computational Chemistry: the first forty years" by ed. Dykstra C.E., Frenking G., Kim K.S., Scuseria G.E. - Elsevier, Amsterdam. – 2005. – P. 1167-1189.

### **Quantum-Chemical Simulation of H-H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O Gas Particles Interaction with Atoms of Nanographite**

Gorbenko V.I.

*Classical Private University, Zaporizhya, Ukraine*

The quantum-chemical simulations by semiempirical PM3, Hartree-Fock (HF) and density functional theory (DFT) methods have been used for study of mechanism and main properties of the interaction of H-H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O particles with nanographite. The calculations were performed in GAMESS package. The changes in both structure and electronic density of nanographite have been investigated. For different cases the binding energies have been obtained too.

### **Сила тиску лазерного променя на сфероїдальну металеву наночастинку поблизу плазмонного резонансу**

Григорчук М.І., Томчук П.М.

*Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна  
Інститут фізики НАН України, Київ, Україна*

Теоретично розв'язується задача знаходження сили тиску поляризованого лазерного випромінювання на сфероїдальну металеву наночастинку [1]. Одержано усереднені по періоду падаючої хвилі аналітичні вирази для цієї сили, що зв'язують її з тензором провідності частинки. Показано, що консервативна і дисипативна компоненти сили тиску істотно залежать від форми наночастинки, а також від її орієнтації відносно напрямку падіння випромінювання. Досліджено поведінку сил



тиску поблизу плазмонного резонансу в сфероїдальній металевій наночастинці. Встановлена залежність частотного зсуву резонансного піка тиску лазерного променя від форми частинки і його незалежність від об'єму частинки.

1. Григорчук Н.И., Томчук П.М. // ФНТ. – 2007. – Т.33, № 10. – С. 1119-1127.

### **Force of laser ray pressure on a spheroidal metallic particle close to plasmon resonance**

Grigorchuk N.I., Tomchuk P.M.

*Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of NAS, Kyiv, Ukraine  
Institute for physic of NAS, Kyiv, Ukraine*

The problem of the polarized laser pressure on the spheroidal metallic nanoparticle is solved theoretically. The analytical formulas for this force averaged over an incident wave period are derived, which allow to connect it with the tensor for conductance of the particle. It is shown that the conservative and dissipative components of these forces depend substantially on the nanoparticle shape and on their orientation upon the direction of incident light as well. The behaviour of the forces of radiation pressure near to the plasmon resonance in the spheroidal metallic nanoparticle is studied. The dependence of the frequency shift of the resonance peak of laser ray pressure on the particle shape and its independence on the particle volume are revealed.

### **Кінетика росту нановіскерів гаас в хлоридній системі**

Губа С.К., Головчак Т.Я., Кость Я.

*Національний університет “Львівська політехніка”, Львів, Україна*

Напівпровідникові нанометрові ниткоподібні кристали, або нановіскери, мають великі перспективи застосування в різних мікроелектронних, оптоелектронних, аналітичних і біомедичних приладах. На їх основі створюються польові і гетеробіполярні транзистори, світловипромінюючі пристрої, різні типи біосенсорів, надшвидкі зінтегровані схеми [1]. Унікальна морфологія нановіскерів, що є вертикальними одновимірними нанокристалами, відповідає високій міцності, досконалій кристалографічній структурі, міцному зв'язку з підкладкою та іншим властивостям.

На практиці одержання нановіскерів на основі сполук III–V здійснюється методом хімічного осадження з газової фази, де джерелом основних компонентів є їхні леткі сполуки. Властивості й досконалість нановіскерів у значною мірою залежать від кінетичних особливостей масоперенесення й хімічної взаємодії в паровій фазі, а також від

гетерофазних реакцій у зонах джерела й підкладки. Перспективи розвитку методів парофазної епітаксії в хлоридній системі значною мірою пов'язані з дослідженнями низькотемпературної епітаксії [2, 3]. Цей метод може успішно використовуватися для одержання гетеро- і наноструктур із квантово-розмірними шарами [4].

Метою роботи було отримання арсенід-галієвих віскерів в хлоридній системі, розроблення моделі, яка описує кінетику росту нанокристалів в прямоточному горизонтальному реакторі та може бути використана для покращання технологічних параметрів. Проведені експериментальні дослідження отримання арсенід-галієвих віскерів у горизонтальному прямоточному реакторі в системі GaAs-HCl-H<sub>2</sub>. Вирощені нановіскери діаметром порядку 10–100 нм і заввишки близько 100 мкм. У процесі вирощування арсенід-галієвих нановіскерів шляхом зміни умов підготовки поверхні і осадження матеріалу, необхідно контролювати їх властивості: діаметр, довжину, форму, поверхневу густину, однорідність, склад і т. ін. Розв'язання цієї задачі неможливе без проведення експериментальних та теоретичних досліджень і моделювання процесів росту.

Розглядаючи ростові моделі, потрібно враховувати цілу низку ефектів, параметрів процесів, які впливають на механізми росту і геометрію вирощуваного нанокристала. До таких параметрів відносять: характеристики підкладки, початковий розподіл золотих крапель за розмірами та форм, загальна кількість осадженого на поверхню матеріалу [5].

Закінченої теорії росту нановіскерів, що враховує всі процеси та їх взаємозв'язок, на цей час не існує, і саме тому це є предметом дискусій багатьох учених світу.

У цій праці досліджено кінетичну модель, у якій розглядають класичний ріст і дифузійне моделювання. Запропонована нами модель дозволяє оптимізувати такі технологічні параметри як швидкість росту, радіальний діаметр та висоту вирощуваного віскера від температури, концентрації основних хімічних реагентів, швидкості газу-носія. Чисельні розрахунки згідно запропонованої моделі добре корелюють з експериментальними результатами, що свідчить про адекватність вибраного підходу.

1. G. Zheng, W. Lu, S. Jin, C.M. Lieber. *Adv. Mater.* – 2004. – V. 16. – P. 890.
2. Гудз Э.С., Марончук И.Е. Получение и свойства высокочистых эпитаксиальных слоёв GaAs // *Изв. АН СССР. Неорг. матер.* – 1980. – Т. 16, №2. – С. 208-213.
3. Губа С.К. Низкотемпературный изотермический метод хлоридной эпитаксии In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре.* – 1998. – № 2. – С. 74-79.

4. Алфьоров Ж.І. Подвійна гетероструктура: концепція та її застосування у фізиці, електроніці, та технології // Нобелівська лекція, 8 грудня 2000 р.
5. В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев. ФТП. – 2006. – Т. 40. – С. 9.

### **Growth kinetics GaAs nanowhiskers into chloride system**

Guba S.K., Golovchak T.Y., Kost Y.Y.

*Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine,*

Experimental research into GaAs nanowhiskers obtainment in open tube reactor has been conducted. Nanowhiskers 100-100 nm in diameter and up to 100  $\mu\text{m}$  in height have been obtained.

In the given work the simplified model of growth arsenide galium whiskers in chloride-hydride system in a direct-flow horizontal reactor is developed. This model of growth nanowhiskers are enables to calculate and optimize dependences of parameters of a crystal from technological conditions of growth.

### **Характер температурних змін фізичних характеристик поверхневих шарів гетеронаноструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$**

Губа С.К.<sup>1</sup>, Юзевич В.М.<sup>1,2</sup>, Курило І.В.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка, Львів, Україна*

На цей час важко уявити сучасну фізику твердого тіла без напівпровідникових гетеронаноструктур. Напівпровідникові гетероструктури, особливо подвійні, включаючи квантові ями, нитки й точки, є сьогодні предметом досліджень 2/3 дослідницьких груп в галузі фізики напівпровідників [1].

Осадження методом хімічних газотранспортних реакцій гетероструктур  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  в хлоридних газотранспортних системах є важливим лабораторним і промисловим процесом отримання епітаксійних плівок і структур для потреб НВЧ, мікро- і оптоелектроніки та наноелектроніки [2].

Отримання досконалих гетеронаноструктур  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  неможливо без оптимізації технологічного процесу їх отримання. Розроблення нових моделей та встановлення на їх базі технологічних параметрів дає можливість визначати технологічні параметри для отримання гетеронаноструктур заданого типу. Одним із параметрів, який впливає на кінетику росту шарів гетероструктури є поверхня попереднього шару структури.

Відомо, що кількісна інформація про енергетичні характеристики тонких наночарів на поверхні твердих тіл отримується в основному

непрямими методами вимірювання після формування конденсатів [3]. На цей час немає достатньо обґрунтованого термодинамічного аналізу процесу зміни енергетичних характеристик поверхні у процесі нагріву. Тому новизна проблематики полягає в застосуванні комплексного підходу фізики поверхні та термодинаміки нерівноважних процесів до вивчення загальних закономірностей змін енергетичних характеристик поверхневих шарів твердих тіл і відповідних їм фізичних величин, які входять у рівняння стану.

Практичне завдання відповідних досліджень – виявлення загальних закономірностей температурних змін фізичних характеристик низки матеріалів  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $\text{GaAs}$  і обґрунтування можливості застосування відповідних висновків при формуванні нових композиційних матеріалів із заданими властивостями [4]. Наукове завдання у цьому напрямку – розроблення стратегії, а також методики встановлення загального характеру змін фізичних характеристик матеріалів  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $\text{GaAs}$  на основі обчислювального експерименту.

Орієнтація на дослідження поведінки фізичних характеристик матеріалів  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  та  $\text{GaAs}$  визначатиме частину загальної проблеми встановлення інваріантної поведінки фізичних величин поверхневого шарів сполук  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  в умовах нагрівання (охолодження).

Тому метою цієї праці є дослідження відносних температурних змін відповідно до термодинамічної моделі сполук  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  та  $\text{GaAs}$ , та зміни фізичних характеристик поверхневого шару, які входять у рівняння стану [5]. Із застосуванням макроскопічних методів фізики поверхні досліджено температурні зміни фізичних характеристик поверхневих шарів гетеронаноструктур  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ .

1. Алфьоров Ж.І. Подвійна гетероструктура: концепція та її застосування у фізиці, електроніці, та технології // Нобелівська лекція, 8 грудня 2000 р.
2. Губа С.К. Низкотемпературний изотермический метод хлоридной эпитаксии  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 1998. – № 2. – С. 79.
3. Сопрунюк П.М., Юзевич В.М. Діагностика матеріалів і середовищ. Енергетичні характеристики поверхневих шарів. – Львів: ФМІ ім. Г. В. Карпенка НАН України, вид-во “СПОЛОМ”. – 2005. – 292 с.
4. Юзевич В.М., Сопрунюк П.М., Коман Б.П., Луговий П.В. Енергія адгезійних зв'язків у системі конденсат міді на монокристалічному кремнії // Металлофізика и новейшие технологии. – 2005. – Т.27, № 5. – С. 643-652.
5. Губа С.К., Юзевич В.М., Курило І.В. Характер температурних змін фізичних характеристик поверхневого шару арсеніду галію // Вісн. Нац. ун-ту "Львівська політехніка". Елементи теорії та прилади

твердотільної електроніки. – Львів: Вид. НУ "Львівська політехніка", 2006. – № 569. – С. 103-107.

### **Character of temperature changes of physical characteristics Superficial layers гетеронаноструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$**

Guba S.K.<sup>1</sup>, Yuzevich V.M.<sup>2,1</sup>, Kurilo I.V.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*Physiko-mechanical Institute named after G. Karpenko, Lviv, Ukraine*

With application of macroscopical methods of physics of a surface character of temperature changes of physical characteristics of superficial  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  heteronanostructures layers of is investigated.

### **Вплив вихідного дефектного стану монокристалів CdS на особливості підпорогового дефектоутворення**

Давидюк Г.Є., Божко В.В., Мирончук Г.Л., Шаварова Г.П.

*Волинський національний університет імені Лесі Українки, Луцьк, Україна*

Дослідження особливостей дефектоутворення в монокристалах CdS у залежності від їх вихідного дефектного стану є важливим для визначення умов збільшення радіаційної стійкості матеріалів, які функціонують в полях підвищеної радіації.

Електронне опромінення досконалих зразків практично не змінює інтенсивностей смуг люмінесценції з максимумами випромінювання  $\lambda_m = 0,72$  мкм і  $\lambda_m = 1,03$  мкм, що свідчить про високу рухливість первинних радіаційних дефектів, їх радіаційно стимульовану анігіляцію і відповідно малу швидкість введення вільних вакансій кадмію ( $V_{Cd}$ ), відповідальних за смугу  $\lambda_m = 1,03$  мкм [1], і комплексів ( $V_{Cd}^- - V_S^+$ ), пов'язаних із смугою  $\lambda_m = 0,72$  мкм [2].

Електронне опромінення зразків із великою концентрацією кластерів дефектів (КД) ( $N_c = 10^{17} \text{см}^{-3}$ ) утворених швидкими нейтронами веде до значного збільшення інтенсивностей смуг із  $\lambda_m = 1,03$  мкм і  $\lambda_m = 0,605$  мкм, які зв'язані з радіаційно утвореними  $V_{Cd}$  і  $Cd_i$  відповідно. Очевидно, це може бути зумовлено впливом великих структурних пошкоджень кристалічної ґратки монокристалів на механізми утворення дефектів при електронному опроміненні зразків.

До причин, які підвищують концентрацію первинних радіаційних дефектів в недосконалих кристалах, можна віднести ослаблення міжатомних зв'язків у деформованій ґратці CdS, підвищення потенціального бар'єра для анігіляції пар Френкеля і відповідно збільшення ймовірності їх розділу в пружних і електричних полях КД. Безумовно, у всіх цих процесах певну роль відіграє радіаційно-

стимульована дифузія дефектів і фонових домішок, а також підпорогові механізми утворення структурних пошкоджень.

До підпорогового механізму утворення дефектів, запропонованого Варлі [3] належить домішково-іонізаційний механізм. Ефективність генерації дефектів у підпорогових процесах збільшується, коли в області багаторазово іонізованого атома перебуває інший іон або дефект, який перетворює збуджений стан ґратки біля іонізованого атома в асиметричний об'єкт, імовірність утворення якого збільшується в дефектних кристалах. Цим можна пояснити підвищену швидкість введення точкових дефектів при електронній дії на нейтронно-опромінені зразки.

На основі отриманих експериментальних результатів важко виділити із перерахованих вище механізмів дефектоутворення основні, які реалізуються в CdS з КД і підвищують концентрацію первинних радіаційних дефектів у катіонній підґратці монокристала.

З метою аналізу найбільш імовірних механізмів підпорогового дефектоутворення при електронному опроміненні дефектних монокристалів CdS, ми провели додаткові розрахунки розподілу енергії частки в електронному пучку вздовж шляху його поширення в кристалі, яка витрачається на іонізацію внутрішніх електронних оболонок ( $K$  і  $L$ ) в атомах кадмію і сірки. З одержаних даних слідує, що втрата енергії пучка бомбардуючих електронів на іонізацію  $K$ -оболонки атомів Cd становила 12 % від усіх його втрат у кристалі, аналогічно для іонізації  $K$ -оболонки атомів S вона дорівнювала 0,1%. Для менш глибоких оболонок ( $L$ ) такі втрати приблизно в 100 разів менші.

Отже, збільшення концентрації  $V_{Cd}$  і  $Cd_i$  в порівнянні з концентрацією точкових дефектів у сірковій підґратці ( $V_S$  і  $S_i$ ) при електронному опроміненні дефектних монокристалів CdS можна пояснити дією підпорогового механізму дефектоутворення в кадмієвій підґратці, зв'язаного з іонізацією бомбардуючими електронами  $K$ -оболонки атомів кадмію. На нашу думку, найбільш реальною моделлю підпорогового дефектоутворення в CdS є модель, зв'язана з домішково-іонізаційним механізмом.

Стравлювання поверхні зразка на глибину до 0,5-1,0 мкм зменшує інтенсивність червоної і інфрачервоної смуги люмінесценції на ~ 15-25%, що свідчить про участь в підпорогових процесах дефектоутворення крім КД інших структурних дефектів, концентрація яких в при поверхневій області завжди більша, ніж в об'ємі зразка.

1. Kulp B.A. Displacement of the Cadmium Atom in Single Crystal CdS by Election Bombardement / B.A. Kulp // Physical Review. – 1962. – Vol. 125, № 6. – P. 1865-1869.

2. Люмінесценція монокристалів CdS, легованих різними донорами і акцепторами / І.Б. Єрмолівич, Г.І. Матвієвська, Г.С. Пекар [та ін.] // Український фізичний журнал. – 1973. – Т. 18, № 5. – С. 733-741.
3. Varley J. H. O. Discussion of some mechanismus of F – centre formation in alkali halides / J. H. O. Varley // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1962. – Vol. 23. – P. 985-1005.

**The Influence of the Original Defect State of CdS Monocrystals on the Peculiarities of Subthreshold Defects Formation.**

Davydyuk H.Ye., Bozhko V.V., Myronchuk H.L., Shavarova H.P.

*Lesya Ukrainka Volyn national university, Lutsk, Ukraine*

The luminescence spectra of not irradiated and irradiated by fast neutrons CdS monocrystals after the irradiation of both types of the samples by electrons were investigated.

It has been shown, that the impurity ionization mechanism of the subthreshold defects formation is most effective in CdS monocrystals.

**Диффузия переменного магнитного поля в тонких пленках нормальных металлов и сверхпроводников**

Диреглазов А.Ю., Каминский Г.Г., Касаткин А.Л., Пан В.М.

*Институт металлофизики НАН Украины, Киев, Україна*

Применение высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в современной электротехнике и электронике, ставшее особо актуальным в настоящее время благодаря успехам в технологии создания токонесущих покрытий и пленок ВТСП, ставит целый ряд задач, относящихся к электродинамике сверхпроводников II-го рода в изменяющемся магнитном поле, создаваемом внешним источником поля или протекающим транспортным током. Решение таких задач важно как для развития физики сверхпроводимости, так и для практических приложений.

Проникновение электромагнитного поля и динамика магнитного потока в сверхпроводниках II-го рода (а также, в иных проводящих нелинейных средах) в рамках макроскопической электродинамики описывается, в общем случае, нелинейным уравнением диффузии для магнитной и/или электрической компонент электромагнитного поля. Это уравнение следует из уравнений Максвелла для нелинейной проводящей среды, характеризуемой вольт-амперной характеристикой  $j \equiv \sigma(E)E$  ( $E$  – электрическое поле;  $j$  – плотность тока), и характеризуется нелинейным коэффициентом диффузии  $D(E) = (\mu_0 \sigma(E))^{-1}$ . Обычно в экспериментах исследуются тонкие пластины (пленки), с толщиной  $d$  значительно меньшей поперечного размера  $a$ , помещенные в перпендикулярное поверхности внешнее магнитное поле  $H_a(t)$ . Для этого случая уравнение

нелинейной диффузии поля является также и нелокальным [1]. В экспериментах по изучению динамики магнитного потока в сверхпроводящих материалах обычно исследуется эволюция магнитного момента пленки (пластины)  $m(t)$ , обусловленного наведенными в ней индукционными токами. Для внешнего поля  $H_a(t)$ , изменяющегося по гармоническому закону:  $H_a(t) = H_a \sin(\omega t)$ , весьма информативным является исследование комплексной нелинейной динамической магнитной восприимчивости пленки  $\chi(H_a; \omega; T) = \chi' - i\chi''$ , определяющей связь магнитного момента пленки  $m(t)$  с внешним полем  $H_a(t)$ . Такие исследования позволяют определить важные электродинамические характеристики сверхпроводящего состояния, такие, например, как: плотность критического тока, его полевая температурная и ориентационная зависимости [2,3].

В настоящей работе проведено исследование комплексной динамической магнитной восприимчивости пленок нормальных металлов ( $Cu, Ni$ ) и пленок ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  ( $YBCO$ ) в диапазоне частот  $f = 100$  Гц - 10 кГц, в температурном интервале 78-100 К при различных амплитудах возбуждающего поля  $H_a$ . Исследование пленок нормальных металлов позволяет проверить применимость модели нелокальной диффузии поля и произвести калибровку измерительной методики. Как показали проведенные эксперименты, характерной особенностью динамической восприимчивости пленок нормальных металлов ( $Cu, Ni$ ) является наличие максимума на частотной зависимости  $\chi''(\omega)$ , положение которого определяется проводимостью пленки. В то же время, для сверхпроводящих пленок  $YBCO$  характерным является максимум амплитудной зависимости  $\chi''(H_a)$ , а частотная зависимость  $\chi$  в этом случае является достаточно слабой. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов для  $\chi(H_a; \omega; T)$  в пленках  $YBCO$  с результатами нелинейной диффузионной модели магнитной восприимчивости сверхпроводящих пленок [1] для разных видов нелинейности вольт-амперной характеристики сверхпроводника  $E(j)$ . Определены величина критической плотности тока исследованных пленок  $YBCO$  и выяснена роль процессов крипа потока.

1. E.H. Brandt. Susceptibility of superconductor disks and rings with and without flux creep // Phys. Rev. B. – 1997. – Т. 55, № 21. – P. 14513-14526.
2. V. Pan, Y. Cherpak, V. Komashko, S. Pozigun, C. Tretiatchenko, A. Semenov, E. Pashitskii, and A.V. Pan. Supercurrent transport in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  epitaxial thin films in a dc magnetic field // Phys. Rev. B. – 2006. – Т. 73, № 5. – P. 054508(1-11).
3. A.I. Kosse, A.Yu. Prokhorov, V.A. Khokhlov, G.G. Levchenko, A.V. Semenov, D.G. Kovalchuk, M.P. Chernomorets and P.N. Mikheenko. Measurements of the magnetic field and temperature dependences of the



critical current in YBCO films and procedures for an appropriate theoretical model selection // Supercond. Sci. Technol. – 2008. – T. 21. – P. 075015(1-10).

**Diffusion of ac magnetic field in normal metal  
and superconducting thin films**

Direglazov A.Yu., Kaminskii G.G., Kasatkin A.L., Pan V.M.

*Institute of Metal Physics, NASU, Kiev, Ukraine*

Diffusion of ac magnetic field in normal metal (Cu, Ni) and high-temperature superconducting (YBCO) thin films is studied experimentally by use of ac susceptibility measurements. Obtained results are compared with corresponding theoretical predictions, obtained in the framework of nonlinear magnetic field diffusion theory.

**Дифузійні характеристики модифікованих  
полімерних плівок і покриттів**

Доманцевич Н.І., Солоп М.П.

*Львівська комерційна академія, Львів, Україна*

Використання у полімерних плівках та покриттях летких інгібіторів корозії металів виявляє вплив на структуру та властивості захисних покриттів. Такі матеріали поєднують функції консервації та упакування у єдиний технологічний процес змінюючи перебіг корозійних процесів.

Модифікацію хімічного складу полімерних матеріалів проводять шляхом введення до їх складу ряду компонентів (пластифікаторів, інгібіторів корозії, активаторів). Деколи структуроутворення, зінцізоване 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 є визначення параметрів зміни дифузійних характеристик модифікованих полімерних матеріалів та встановлення їх впливу на захисні властивості матеріалів.

Об'єктом для досліджень було обрано поліетилен високого тиску (ПЕВТ) з додатками інгібіторів та пластифікаторів. Пластифікацію диоктилсебацінатом (ДОС), дибутилсебацінатом (ДБС), ди-2-етилгексилфталатом (ДЕГФ) проводили нагріванням суміші компонентів вище температури плавлення поліетилену до утворення колоїдного розчину. Інгібітори – циклогексиламінбензоат (ЦГАБ), дициклогексиламін бензоат (ДГАБ), циклогексиламоній вуглекислий (КЦА) – вводили при виготовленні плівкового матеріалу.

Дослідженнями встановлено, що часові зміни у структурі захисних покриттів визначаються умовами перебування матеріалу, активністю та кількістю компонент, що визначають зміни у матриці. Введення до складу плівки інгібітору (до 2 ваг. %) знижує початкову паро- та киснепроникність у 1,3-1,6 рази порівняно з неінгібованими. Проте, після 4-5 років складування дифузійні характеристики інгібованих покриттів перевищують середні показники паро проникності для неінгібованих плівок. Збільшення вмісту інгібітору понад 10 ваг. % активізує дифузійні процеси крізь плівку і збільшує паропроникність при довготривалому старінні до  $Q = 0,25 \text{ мг/м}^2 \cdot \text{с}$ .

Застосування як додаткових компонент пластифікаторів підвищує паро- та кисне проникність для вихідного матеріалу і значно зменшує її у процесі довготривалого старіння. Активізація деструкційних процесів в інгібованих плівках, первинне руйнування матеріалу і порушення цілісності покриття активізується на 3 –4 році експлуатації. Руйнування покриття, зародження тріщин і пор, відбувається вздовж границі розділу аморфної і кристалічної фаз. Сумісне використання пластифікаторів та інгібіторів підвищує якість збереження покриття і його споживні властивості протягом 7-8 років.

### **Diffusive Properties of the Modified Polymer Films and Coverages**

Domantsevych N.I., Solop M.P.

*Lviv Comercial Academy, Lviv, Ukraine*

The changes in the structure of polymer materials during the aging are observed. Introduction the inhibitor to the polymer composition reduces initial vapour and oxygen permeability, however activates diffusive processes through thin films and coverage to  $Q = 0.25 \text{ mg/m}^2 \cdot \text{s}$  during long-age hardening. The simultaneous use of plasticizers and inhibitors improves the quality of coverage and his consumer properties during 5 years.

### **Властивості нанокompозитних плівок $\text{SiO}_x$ та $\text{SiO}_2$ (Si) отриманих методом LP CVD**

А.Ю. Кизяк, А.А. Євтух, Ю.М. Педченко

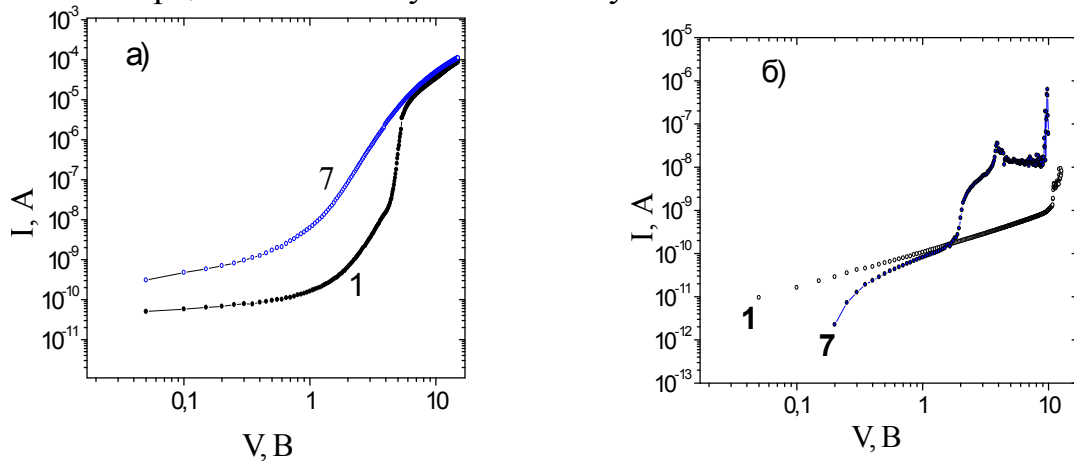
*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ, Україна*

Широке практичне використання нанокompозитних плівок  $\text{SiO}_x$  та  $\text{SiO}_2(\text{Si})$  потребує подальшого вивчення їх властивостей, зокрема електрофізичних, з метою застосування їх, наприклад, в елементах пам'яті. З цієї точки зору важливим параметром плівки є її електропровідність. Електрофізичні та оптичні властивості одиноких ізольованих (single-isolated) квантових точок (QDs) в загальному та кремнієвих QDs зокрема, в

останні роки стали більш менш зрозумілі [1]. Навпаки, відповідне розуміння властивостей ансамблів таких точок все ще недостатнє. В даній роботі розглянуті деякі властивості, зокрема електропровідність, нанокompозитних плівок  $\text{SiO}_x$  та  $\text{SiO}_2(\text{Si})$  в залежності від технологічних режимів їх отримання та можливі механізми електропровідності таких плівок.

Збагачені кремнієм плівки  $\text{SiO}_x$  були отримані методом LPCVD (low pressure chemical vapor deposition) при  $T=780^\circ\text{C}$  кремнієвих n-Si(111) та p-Si(100) підкладках з опором 4,5 Ом·см та 10 Ом·см відповідно. Після осадження плівок виміри їх товщини та показника заломлення здійснювались лазерним еліпсометром ( $\lambda=632,8$  нм). Товщина плівок була в межах 120 – 220 нм, а показник заломлення становив 1,2 – 3,5. В якості змінних параметрів були загальний тиск середовища (суміш  $\text{SiH}_4:\text{N}_2\text{O}$ ) осадження плівки (від 0,75 до 1 Torr) та парціальний тиск моносилану  $\text{SiH}_4$  (від 0,228 до 0,568 Torr). Вихідний моносилан  $\text{SiH}_4$  мав склад 5%  $\text{SiH}_4$  +95%Ar. Після осадження був зроблений термічний відпал в азоті  $\text{N}_2$  при  $T=1100^\circ\text{C}$  протягом 60 хвилин, щоб викликати сегрегацію надлишкового кремнію. Виміри товщин плівок, показника заломлення, вольт-амперних та вольт-фарадних характеристик проводились як до, так і після відпалу.

Отримані результати показують залежність показника заломлення від загального тиску суміші  $\text{SiH}_4:\text{N}_2\text{O}$  і незначну (порівняно з загальним тиском середовища) залежність від парціального тиску моносилану. Відпал суттєво впливає на показника заломлення лише при певних значеннях парціального тиску моносилану.



**Рис. 1.** ВАХ плівок  $\text{SiO}_x$  а) до та  $\text{SiO}_2(\text{Si})$  б) після відпалу при  $T=1100^\circ\text{C}$  в азоті протягом 60 хвилин. Режим осадження плівок: загальний тиск суміші  $\text{SiH}_4:\text{N}_2\text{O} = 1$  Torr, парціальний тиск моносилану 0,568 Torr. 1 – перший вимір, 7 – сьомий вимір.

Величина струму через нанокompозитну плівку та механізм його протікання суттєво відрізняються до і після відпалу при  $T=1100^\circ\text{C}$  (рис.1). Основною причиною таких змін в електропровідності є зміна розмірів і, відповідно, концентрації кремнієвих включень в матриці  $\text{SiO}_x$  до та після

відпалу. Важливим чинником, що впливає на струмоперенос через плівку є також співвідношення між загальним тиском суміші  $\text{SiH}_4:\text{N}_2\text{O}$  і парціальним тиском  $\text{SiH}_4$ . В досліджуваних інтервалах зміни технологічних параметрів найбільш відповідним для отримання нанокристалічних включень є режим з загальним тиском середовища 1 Torr та парціальним тиском моносилану 0,568 Torr.

1. I. Balberg. Electrical transport mechanisms in ensembles of silicon quantum dots // *Physica status solidi (c)*, 5(12), pp. 3771-3775 (2008).

### Properties of nanocomposite $\text{SiO}_x$ and $\text{SiO}_2(\text{Si})$ films obtained by LP CVD method

Kizjak A.Yu., Evtukh A.A., Pedchenko Yu.N.

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

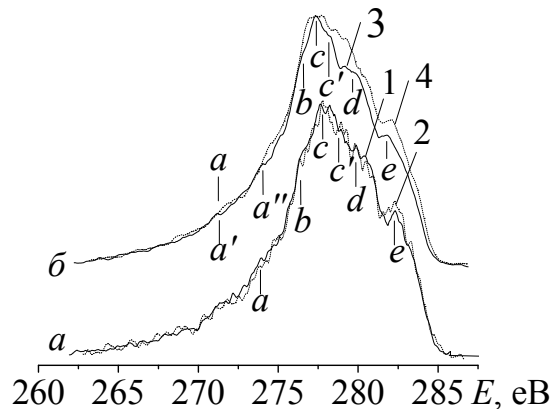
In the work the results of investigations of the films  $\text{SiO}_x$  and  $\text{SiO}_2(\text{Si})$  obtained by LPCVD method at  $T=780^\circ\text{C}$  are presented. It was shown the influence of technology deposition conditions and high temperature annealing on film parameters (thickness, refraction index, and electrical conductivity).

### Залежність особливостей електронної структури отриманих різними методами вуглецевих нанотрубок від їх діаметрів

Зауличний Я.В., Солонін Ю.М., Прилуцький Е.В., Петровська С.С.

*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України  
Київ, Україна*

Методом ультрам'якої рентгенівської емісійної спектроскопії проведено дослідження особливостей електронної структури вуглецевих багатостінних нанотрубок, отриманих в дуговому розряді та в процесі низькотемпературної конверсії вуглецю в присутності металів-каталізаторів. Каталітичні нанотрубки містили значну кількість дефектів,



**Рис. 1.**  $\text{SK}_\alpha$ -емісійні смуги багатостінних нанотрубок, отриманих при участі каталізаторів: а) невідмитих від 1 – Co, 2 – Fe; б) очищених від каталізаторів: 3 – Co, 4 – Fe

нанотрубки, синтезовані в дуговому розряді, були низькодефектними.

$SK_{\alpha}$ -емісійні смуги, які досліджувалися в даній роботі, були отримані за допомогою спектрометра РСМ-500 з апаратурними спотвореннями 0,2 еВ. Додаткового підкладання  $SK_{\alpha}$ -смуг від парів вуглеводнів вдалося запобігти шляхом застосування пастки для виморожування цих парів навколо анода.

Порівняння спектрів невідмитих від металів каталітичних нанотрубок з різними діаметрами (рис. 1 а) показало, що при зменшенні діаметра  $SK_{\alpha}$ -емісійні смуги звужуються в області високих енергій, які відповідають чистим  $\pi$ -станам.

Така зміна ширини  $SK_{\alpha}$ -смуг нанотрубок зумовлена зниженням ступеня  $\pi$ -перекриття  $Sp_z$ -орбіталей в радіальному напрямку над поверхнею нанотрубок при зменшенні їх діаметрів і, відповідно, збільшенні кривизни поверхні.

При співставленні спектрів каталітичних нанотрубок, очищених від металів (рис. 1 б), також було виявлено звуження смуг емісії при зменшенні діаметра згорнутих графенових шарів. Однак ширини  $SK_{\alpha}$  при переході до нанотрубок з меншим діаметром зменшуються не тільки внаслідок зміни ступеня  $\pi$ -перекриття, але й за рахунок більшої кількості розірваних зв'язків, що утворилися при видаленні каталізаторів.

Щоб виключити вплив на ширину спектрів взаємодії атомів вуглецю з атомами металів-каталізаторів, були досліджені  $SK_{\alpha}$ -емісійні смуги нанотрубок, синтезованих в дуговому розряді без участі каталізаторів. Порівняння спектрів некаталітичних нанотрубок з різними діаметрами показало, що при переході до зразків з меншим діаметром емісійні смуги звужуються, але вже в області вершини  $SK_{\alpha}$ . Це є наслідком того, що в нанотрубках з більшим діаметром вклад від перекриття  $pp\pi+pp\sigma$ -станів збільшується, оскільки вони сформовані більшою кількістю графенових шарів.

Співставлення  $SK_{\alpha}$ -емісійних смуг нанотрубок з діаметрами  $d \approx 140$  нм,

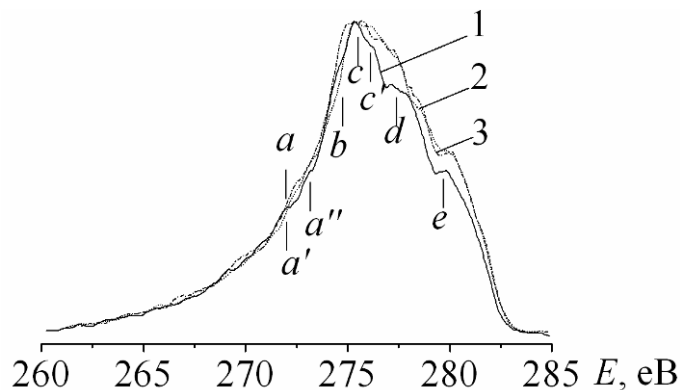


Рис. 2.  $SK_{\alpha}$ -емісійні смуги вуглецевих нанотрубок з діаметрами: 1 – 20 нм, 2 – 70 нм, 3 – 140 нм.

$d \approx 20$  нм та  $d \approx 70$  нм показало значне розширення спектрів при переході від найтоншої нанотрубки ( $d \approx 20$  нм) до нанотрубки з  $d \approx 70$  нм.

Однак при збільшенні діаметра нанотрубок до 140 нм змін в ширині спектрів не спостерігалося. Це свідчить про те, що при діаметрах нанотрубок, які перевищують 70 нм, кривизна поверхні зменшується до такого ступеня, що  $\pi$ -перекриття  $Sp_z$ -орбіталей буде незмінним при подальшому збільшенні діаметра.

### **Dependence of Electronic Structure Peculiarities in Carbon Nanotubes Synthesized by Different Methods on Diameters**

Zaulychnyy Ya.V., Solonin Yu.M., Prylutski E.V., Petrovska S.S.

*Frantsevich Institute for Problems of Materials Science of NASU, Kyiv, Ukraine*

The electronic structure of multi-wall carbon nanotubes obtained by different methods with different diameters has been investigated by means of the ultra-soft X-ray emission spectroscopy.

### **Енергетичний перерозподіл валентних електронів анатазу $TiO_2$ внаслідок зменшення розмірів наночастинок**

Зауличний Я.В.<sup>1</sup>, Фоя О.О.<sup>1</sup>, Бекенев В.Л.<sup>1</sup>, Зарко В.І.<sup>2</sup>, Гунько В.М.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*Інститут Хімії Поверхні НАН України, Київ, Україна*

Досліджені порошки діоксиду анатазу з розмірами, 12,7, 32,8 і 113,8 нм за допомогою методу ультратонкої рентгенівської спектроскопії. Від досліджуваних зразків отримані емісійні  $TiL\alpha$  і  $OK\alpha$  смуги, які відображають  $O2p$  і  $Ti3d$  валентні стани. Для аналізу спектри були зіставлені в єдиній енергетичній шкалі по рівнях  $O1s$  і  $Ti2p^{3/2}$ , значення яких одержувались для кожного зразка на фотоелектронному спектрометрі.

Для видалення з поверхні кисеньвміщуючих ( $CO_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ) та інших сорбатів зразки відігривались в високому вакуумі ( $10^{-6}$  торр) до  $830^\circ C$ .

Висновки про особливості енергетичного перерозподілу валентних електронів діоксиду титану зроблені на основі аналізу зміни форми рентгенівських емісійних смуг. А ідентифікація електронних станів, які перерозподіляються в наночастинках, виконана при зіставленні експериментальних даних з теоретичними розрахунками електронної структури монокристалічного анатазу  $TiO_2$ . Обчислення проводились повнопотенціальним лінійаризованим методом плоских хвиль (FLAPW) за допомогою програмного комплексу WIEN97.

При диспергуванні до нанорозмірів в анатазі  $TiO_2$  відбувається енергетичний перерозподіл не лише  $Op$ -, а і  $Tid$ -валентних електронів, від дна до стелі валентної зони на відміну від того, як це відбувається у рутилі

TiO<sub>2</sub>. Це є наслідком більш високої ступені гібридизації Tіd та Oр-станів в анатазі ніж в рутилї, а отже і більш високої ступені ковалентності зв'язків.

Наявність на поверхні некомпенсованих Tіd-орбіталей з нестачею електронів підвищує каталітичну здатність анатазу (TiO<sub>2</sub>) у порівнянні з фазою рутилу у якої на поверхні в основному незамкнуті Oр-орбіталі з надлишком сильно зв'язаних з киснем електронів.

### **Energy redistribution of valence electrons of anatase TiO<sub>2</sub> when dispersing materials to nanosizes**

Zaulychny Ya.V.<sup>1</sup>, Foia A.A.<sup>1</sup>, Bekenev V.L.<sup>1</sup>, Zarko V.I.<sup>2</sup>, Gunko V.M.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Institute of Surface Science of NASU, Kyiv, Ukraine

The electronic structure in TiO<sub>2</sub> nanomaterials, has been investigated by means of the ultra-soft X-ray emission spectroscopy. Calculations of density distribution in different atomic planes have been realized.

### **Особливості отримання епітаксійних структур в системі GaAs/InAs з масивами квантових точок в активній області поєднанням методів ізотермічної та неізотермічної РФЕ**

Заячук Д.М.<sup>1</sup>, Круковський С.І.<sup>2</sup>, Михашук Ю.С.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Науково-виробниче підприємство "Карат", Львів, Україна

Основними технологічними методами, які використовуються на сьогодні для нарощування приладних структур з квантовими точками, є методи молекулярно-променевої епітаксії і газо-фазної епітаксії з металоорганічних сполук і гідридів. Водночас в роботах [1, 2] експериментально була показана можливість отримання квантових точок InAs в системі GaAs / InAs, а також епітаксійних структур з масивами квантових точок рідинно-фазною епітаксією в системі GaAs / InAs з використанням методу імпульсного охолодження насиченого розчину-розплаву (ІОНРР). В запропонованій методиці при нарощуванні багат шарових епітаксійних структур заміна розчинів-розплавів на підкладці здійснювалася шляхом їх зливання-залиття. На жаль, за такого підходу до заміни розчинів-розплавів не вдається сформувати епітаксійну структуру, морфологія поверхні якої була би придатною для фотолітографічних процесів.

Для усунення зазначеного недоліку і забезпечення можливості нарощування складних багат шарових епітаксійних наноструктур нами розроблено конструкцію касети, котра передбачає застосування методів неізотермічної РФЕ та ІОНРР. В даній роботі приведені результати досліджень процесів отримання епітаксійних структур GaAs / InAs / GaAs з

використанням комбінованої методики РФЕ та особливостей формування квантових точок *InAs*.

Використовуючи методи електронної мікроскопії та рентгенівського мікроструктурного аналізу, досліджено процеси формування перехідних та спейсерних шарів на поверхні підкладки *GaAs*, що утворюються за ізотермічного контакту насичених миш'яком індієвих розплавів та ізотермічного змішування галієвих й індієвих розплавів.

Методами атомної силової мікроскопії досліджено латеральний розподіл квантових точок *InAs*, що формуються на поверхні буферного шару *GaAs*. Виявлено кореляцію між величиною переохолодження індієвого розплаву та густиною і розмірами квантових точок. Зокрема показано, що за температур нарощування біля 450°C густина квантових точок *InAs* становить приблизно 400 мкм<sup>-2</sup>, а їхня висота – 5-10 нм.

1. Кулюткина Т.Ф., Марончук А.И., Шорохов А.В. Выращивание субмикронных слоев при импульсном охлаждении насыщенного раствора-расплава // Письма в ЖТФ. – 1995. – Т.23, В. 17. – С. 82-86.
2. Марончук И.Е., Марончук А.И., Кулюткина Т.Ф., Найденов М.В., Чорный И.В. Формирование квантовых точек в процессе жидкофазной эпитаксии методом импульсного охлаждения насыщенного раствора-расплава // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2005. – №12. – С. 95-99.

**Peculiarity of epitaxial structures growth at the GaAs / InAs system containing the quantum dots range into the active area through the interplay of the isothermal and non-isothermal LPE methods**

Zayachuk D.M.<sup>1</sup>, Krukovsky S.I.<sup>2</sup>, Mykhashchuk Yu.S.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>*Scientific Research Company "Carat", Lviv, Ukraine,*

The results of investigation of GaAs / InAs / GaAs epitaxial structures growth processes through the interplay of the isothermal and non-isothermal LPE methods as well as peculiarities of *InAs* quantum dots forming are presented. Lateral distribution of *InAs* quantum dots over the surface of *GaAs* buffer layer is investigated by AFM method. Correlation between both the degree of supercooling of indium melt and the density as well as the size of quantum dots is established.



## Імпульсне лазерне осадження наноструктур золота з локальними поверхневими плазмонами

Каганович Е.Б., Кізяк І.М., Манойлов Е.Г., Корбутяк Д.В.

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

Характерною особливістю оптичних властивостей наноструктур благородних металів є резонансні смуги поглинання, що пов'язані з локальними поверхневими плазмонами (ЛПП) – колективними коливаннями електронів провідності. Інтерес до цих наноструктур обумовлений, з одного боку, вивченням впливу зменшення об'єктів до нанорозмірів на їх оптичні властивості, з другого – практичним їх використанням в нелінійній оптиці, сенсориці, в підсиленні комбінаційного розсіяння світла, інфрачервоного поглинання, фотолюмінесценції випромінювачів та ін. Серед різноманітних методів формування наноструктур золота методу імпульсного лазерного осадження (ІЛО) у вакуумі приділено недостатньо уваги, хоча він має ряд переваг. Мета даної роботи – дослідити умови формування та розробити методом ІЛО нанотехнологію тонких плівок золота та оксидів з наночастинками (НЧ) золота, в спектрах екстинкції яких спостерігаються смуги локального поверхневого плазмонного резонансу (ЛППР).

Методом ІЛО одержували тонкі шорсткі плівки золота осадженням із прямого високоенергетичного потоку частинок ерозійного факелу та тонкі поруваті гладкі композитні плівки оксидів алюмінію і кремнію при об'ємній долі золота в мішені 0-100% зі зворотного низькоенергетичного потоку частинок. При цьому мала місце сепарація НЧ Au по розмірам: більші – осаджувалися поблизу від факелу, менші – на віддалі. Промінь лазера ІАГ:Nd<sup>3+</sup> ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $E_i = 0,2$  Дж,  $t_i = 10$  нс,  $f_i = 25$  Гц) сканував Au, Al, Si мішені. Товщини плівок з профілем у вигляді клину лежали в діапазоні 5 – 200 нм. Досліджували морфологію поверхні плівок та їх спектри пропускання в діапазоні довжин хвиль 350 – 1200 нм.

На рис. 1 представлені спектри пропускання плівок золота, одержаних із прямого потоку частинок ерозійного факела, що відрізняються товщиною  $d$ , нм: кр. 1, 4 – 5, кр. 2 – 10, кр. 3 – 20 та щільністю енергії опромінення мішені  $j$ , Дж/см<sup>2</sup>: кр. 1, 2, 3 – 5, кр. 4 – 20. кр 4' – для відпаленої плівки 4 (400°C, 10 хв.). На спектрах видно характерні широкі смуги екстинкції ЛПП в діапазоні довжин хвиль 620-700 нм. Закономірності впливу товщини плівки та щільності енергії опромінення мішені на спектри пропускання узгоджуються з відомою залежністю положення мінімуму смуги пропускання від розміру Au НЧ, враховуючи, що зі зменшенням товщини плівки та енергії опромінення мішені зменшується шорсткість плівки, розмір кластерів на їх поверхні.

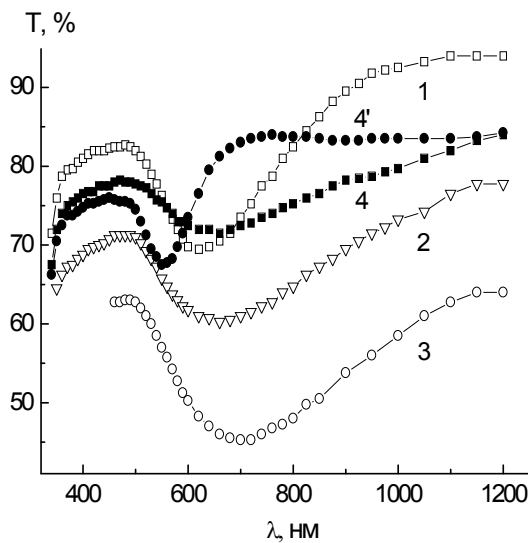


Рис. 1.

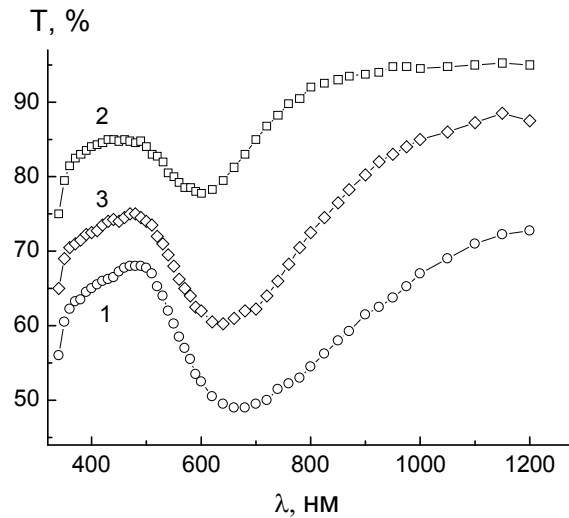


Рис. 2.

На рис. 2 наведено спектри пропускання плівок золота, одержаних зі зворотного потоку частинок факела, що відрізняються умовами осадження ( $j$ , Дж/см<sup>2</sup>: кр. 1, 2 – 5, кр. 3 – 20 та відстанню підкладки від осі факела  $l$ , мм: кр. 1 – 5, кр. 2, 3 – 15).  $P_{Ag} = 13,5$  Па. Ці плівки, що характеризуються гладкою поверхнею, але значною пористістю мають спектри, характерні для прояву ЛПП гранульованих (острівцевих) плівок.

На плівках  $Al_2O_3$  з Au НЧ локальний поверхневий плазмонний резонанс спостерігали лише при концентрації золота в мішені більше 20%. При менших – розміри Au НЧ малі для його спостереження. ЛППР в плівках  $SiO_x$  з Au НЧ мав місце тільки після експозиції їх на повітрі більше двох днів. Це пояснюється тим, що з часом змінювались внаслідок доокислення фазовий склад матриці, зменшувалась пористість плівки.

### Pulsed Laser Deposition of Gold Nanostructures with Local Surface Plasmons

Kaganovich E.B., Kizyak I.M., Manoilov E.G., Korbutyak D.V.

*Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Kiev, Ukraine*

Adduced in this paper are the visible range transmission spectra of thin gold films as well as those for films of aluminum and silicon oxides containing gold nanoparticles prepared by pulsed laser deposition in vacuum. Ascertained are the conditions providing creation of gold nanostructures, in extinction spectra of which one can observe a resonance band related with local surface plasmons.

## Формування наноструктур на основі марганцеподібних фаз в спінінгованих сплавах системи Fe-Mo-Cr-C

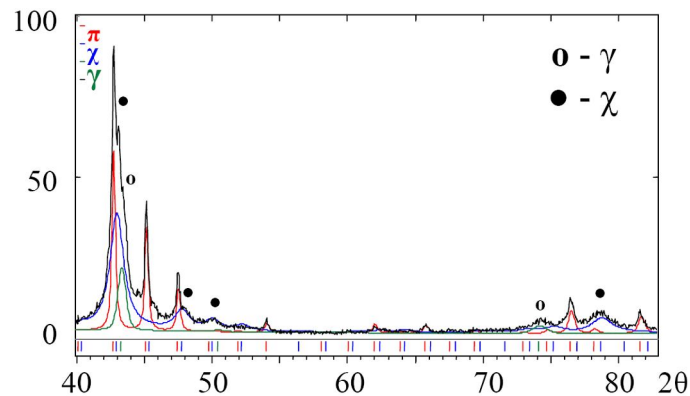
Карпець М.В., Веліканова Т.А.

*Інститут проблем матеріалознавства НАН України ім. І.М. Францевича,  
Київ, Україна*

Створення науково-обґрунтованого уявлення про наноструктурні стани речовини і пояснення фізичних причин цих станів на даний момент не завершено. Із широко розповсюджених методів одержання таких матеріалів нами використано метод спінінгування розплаву на основі Fe зі швидкостями  $10^6$ - $10^5$  K/c. Дана робота присвячена вивченню особливостей фазоутворення в системі Fe-Mo-Cr-C, в якій можливе формування  $\chi$ ,  $\pi$ ,  $\gamma$  та  $\delta$ -фаз (ізоструктурних  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - та  $\delta$ - поліморфним модифікаціям Mn [1,2]).

Взаємні фазові перетворення за участю Mn-подібних фаз досліджували у спінінгованому  $Fe_{51,9}Mo_{11,1}Cr_{26,3}C_{10,7}$  сплаві методом високотемпературної дифрактометрії. Порошковий зразок із подрібнених стрічок нагрівали зі швидкістю  $\sim 50$  K/хв та сканували при температурах від кімнатної до температури появи рідкої фази ( $L$ ) - 1523 K (табл.).

Порошковий зразок у вихідному стані має три фазові складові:  $\pi$ ,  $\chi$  та  $\gamma$  (рис). При цьому піки  $\chi$ -фази суттєво розширені в порівнянні з піками  $\pi$ -фази. Розрахунок розмірів областей когерентного розсіювання дає значення 18 і 61 нм для  $\chi$  та  $\pi$  фаз відповідно.



**Рис. 1.** Фрагмент повнопрофіль-ного аналізу спінінгованого сплаву  $Fe_{51,9}Mo_{11,1}Cr_{26,3}C_{10,7}$  при 293 K. CuK $\alpha$ -випромінювання

Дифрактометричне вивчення вихідних спінінгованих стрічок виявило, що на контактній поверхні (к.п.) в основному кристалізується  $\pi$ -фаза, а на вільній поверхні (в.п.)  $\chi$  та  $\gamma$  фази. Згідно даних високотемпературної дифрактометрії фазовий склад зразка ( $\pi + \chi + \gamma$ ) у вихідному стані та при температурах до 873 K не змінювався (табл.).

На дифрактограмі, одержаній під час витримки при 978 K, відбиття, характерні для  $\gamma$  та  $\chi$  фаз зникали, натомість з'являлись відбиття характерні

для структур  $\delta$ -фази, карбідів  $Me_6C$  ( $\eta$ ),  $Me_{23}C_6$  та другої  $\pi$ -фази зі знизеним значенням періоду кристалічної ґратки. Відпал при 1073 К приводив до зникнення відбиттів обох  $\pi$  фаз, а при 1473 К знову реєструвалася  $\chi$ -фаза. При підвищенні температури до 1523 К карбіди  $\eta$  і  $Me_{23}C_6$  зникали, з'являлась  $\pi$ -фаза, а також рідка фаза. Це підтверджує висновок зроблений у [2] про формування  $\pi$ -фази за участю вихідного розтопу. Після охолодження зразка в камері високотемпературної приставки до кімнатної температури фіксувався трьохфазний стан, але замість  $\pi$ -фази з'являвся карбід  $Me_{23}C_6$ :  $\chi+\delta+Me_{23}C_6$ .

**Таблиця**

Фазовий склад та періоди ґраток кубічних фаз спінінгованого сплаву  $Fe_{51,9}Mo_{11,1}Cr_{26,3}C_{10,7}$  в залежності від температури зйомки (Т)

Т, К	Фазовий склад	Періоди кристалічної ґратки фаз, нм					
		$\gamma$	$\pi$	$\chi$	$\delta$	$\eta$	$Me_{23}C_6$
293, порошок	$\pi + \chi + \gamma$	0,3629	0,6355	0,8908	-	-	-
293, стрічка	к.п. $\pi + \chi$	-	0,6362	0,8910	-	-	-
	в.п. $\chi + \gamma + \pi$	0,3608	0,6344	0,8905	-	-	-
673	$\pi + \chi + \gamma$	0,3645	0,6387	0,8956	-	-	-
773	$\pi + \chi + \gamma$	0,3654	0,6400	0,8972	-	-	-
293 <sup>(*)</sup>	$\pi + \chi + \gamma$	0,3625	0,6357	0,8906	-	-	-
873	$\pi + \chi + \gamma$	0,3654	0,6412	0,9020	-	-	-
978	$\pi_1 + \pi_2 + \eta + \delta + Me_{23}C_6$	-	0,6477 0,6336	-	0,2902	1,1155	1,0720
293 <sup>(*)</sup>	$\pi_1 + \pi_2 + \eta + \alpha + Me_{23}C_6$	-	0,6414 0,6273	-	0,2873	1,1048	1,0635
978	$\pi_1 + \pi_2 + \eta + \delta + Me_{23}C_6$	-	0,6479 0,6336	-	0,2901	1,1151	1,0731
1073	$Me_{23}C_6 + \eta + \delta$	-	-	-	0,2902	1,1156	1,0742
293 <sup>(*)</sup>	$Me_{23}C_6 + \eta + \alpha$	-	-	-	0,2869	1,1047	1,0625
1273	$Me_{23}C_6 + \eta + \delta$	-	-	-	0,2915	1,1186	1,0771
1473	$Me_{23}C_6 + \eta + \delta + \chi$	-	-	0,9081	0,2940	1,1204	1,0834
293 <sup>(*)</sup>	$Me_{23}C_6 + \eta + \alpha + \chi$	-	-	0,8908	0,2882	1,1063	1,0682
1523	$\chi + \pi + \delta + L$	-	0,6464	0,9098	0,2945	-	-
293 <sup>(*)</sup>	$\chi + \alpha + Me_{23}C_6$	-	-	0,8926	0,2878	-	1,0686

\* – після охолодження від попередньої температури.

Таким чином, марганцеподібні фази в спінінгованих сплавах системи Fe-Mo-Cr-C утворюють наноструктури, які стабільні до температури 873 К. В сплаві  $Fe_{51,9}Mo_{11,1}Cr_{26,3}C_{10,7}$  „*in-situ*” спостерігали формування фаз типу  $\alpha$ - і  $\beta$ -Mn ( $\chi$  та  $\pi$ ) в умовах рівноважної ( $\chi$ ) і нерівноважної ( $\pi$ ) кристалізації.

1. П.И. Крип'якевич. О структурах  $\alpha$ -Mn,  $\beta$ -Mn // Кристаллография. – 1960. – Т. 5, №2, Р. 273-281.

2. B.V. Khaenko, S.Ya. Golub, T.A. Velikanova, V.V. Kuprin. Formation of phases with  $\alpha$ -Mn and  $\beta$ -Mn Structures in Iron-based Alloys // Physics of Metals And Metallography. – 1993. – Т. 75, № 1, – P. 86-91.

**Formation of nanostructures on the base of Mn-like phases  
in Fe-Mo-Cr-C spinning alloys**

Karpets M.V., Velikanova T.A.

*I.M. Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, NASU, Kyiv, Ukraine*

Nanostructures on the base of Mn-like phases ( $\sim 60$  nm) have been obtained in Fe-Mo-Cr-C spinning alloys. It is shown by the „*in-situ*” high-temperature XRD method of the phases  $\alpha$ - and  $\beta$ -Mn type structures ( $\chi$  and  $\pi$ ) can form in conditions of equilibrium ( $\chi$ ) and nonequilibrium ( $\pi$ ) crystallization.

**Динамика вихрей Абрикосова в пленках и монокристаллах  
высокотемпературных сверхпроводников с протяженными  
линейными дефектами**

Касаткин А.Л., Цветковский В.П.

*Институт металлофизики НАНУ, Киев, Україна*

Протяженные  $c$ -ориентированные линейные дефекты в слоистых металл-оксидных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) оказывают существенное влияние на различные электродинамические характеристики смешанного состояния сверхпроводников. К числу таких дефектов относятся, например, радиационные треки, создаваемые при облучении монокристаллов ВТСП высокоэнергетичными тяжелыми ионами [1], а также дислокации в эпитаксиальных пленках с малоугловыми границами зерен [2,3]. Подобные  $c$ -ориентированные линейные дефекты значительно увеличивают плотность критического тока, повышают поле необратимости и температуру плавления вихревой решетки в ВТСП материалах. Это обусловлено, в первую очередь, сильным пиннингом вихрей Абрикосова, каждый из которых несет квант магнитного потока  $\phi_0$ , на протяженных линейных дефектах. Теоретическое описание пиннинга и динамики абрикосовских вихрей в сверхпроводниках с линейными дефектами обычно базируется на теории «Бозе-стекла», первоначально предложенной в работах Нельсона и Винокура [4], при учете различных типов беспорядка и возможных фазовых переходов в статистическом вихревом ансамбле. Между тем, в достаточно слабых полях, когда число вихрей значительно меньше числа линейных дефектов, можно пренебречь коллективными эффектами в вихревом ансамбле. Для этого случая возможна более простая и наглядная трактовка процессов депиннинга и динамики вихрей в таких сверхпроводниках.

Настоящая работа посвящена теоретическому рассмотрению вопросов, связанных с механизмом депиннинга и динамики вихрей в сверхпроводниках с протяженными линейными дефектами при не слишком больших значениях магнитного поля  $B < B_\phi$  ( $B_\phi = n_d \phi_0$  – т.н. “matching field”, – поле определяемое плотностью линейных дефектов  $n_d$  и обычно составляющее величину  $\sim 1 - 10$  Тл). В частности, рассматривается задача о депиннинге одиночного вихря с протяженного  $c$ -ориентированного линейного дефекта в 3D-анизотропном сверхпроводнике при нулевой температуре под действием транспортного (мейсснеровского) тока, текущего в поверхностном слое сверхпроводника. В рамках такого подхода исследуется проблема устойчивости вихря, и находится порог неустойчивости, связанный с достижением критического значения плотности тока  $j_{cd}$  (тока депиннинга) на поверхности образца. Возникающая неустойчивость приводит к освобождению конца вихревой нити вблизи поверхности, с последующим распространением этого процесса вглубь образца. Получены зависимости  $j_{cd}$  от температуры, величины и угла наклона вектора магнитного поля относительно поверхности монокристаллической ВТСП пленки (пластины). Кроме того, исследованы, особенности резистивного состояния на постоянном и переменном токе, обусловленные динамикой вихревых «кинков», соединяющих части абрикосовского вихря, запиннигованные на соседних протяженных  $c$ -ориентированных линейных дефектах.

1. L. Civale. Vortex pinning and creep in high-temperature superconductors with columnar defects // *Supercond. Sci. Technol.* – 1997. – Т. 10, P. A11-A28.
2. F.C. Klaassen, G. Doornbos, J.M. Huijbregtse, R.C.F. van der Geest, B. Dam, and R. Griessen. Vortex pinning by natural linear defects in thin films of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Т. 64. – P. 184523(1-20).
3. V. Pan, Y. Cherpak, V. Komashko, S. Pozigun, C. Tretiatchenko, A. Semenov, E. Pashitskii, and A.V. Pan. Supercurrent transport in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  epitaxial thin films in a dc magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Т. 73, № 5. – P. 054508(1-11).
4. D.R. Nelson and V.M. Vinokur. Boson localization and correlated pinning of superconducting vortex arrays // *Phys. Rev. B* – 1993. – Т. 48, № 17. – P. 13060-13097.

**Dynamics of Abrikosov vortices in high-temperature superconductor thin films and single crystals with extended linear defects**

Kasatkin A.L., Tsvetkovskiy V.P.

Theoretical model of Abrikosov vortex dynamics in high-temperature superconducting thin films and single crystals is developed for low enough

magnetic field and temperature values. Calculations of the depinning critical current density and resistivity, caused by vortex kinks motion, are performed in the framework of suggested model.

## Дослідження структури поруватого шару *n*-GaP та *n*-InP

Кіділов В.В.<sup>1</sup>, Сичікова Я.О.<sup>1</sup>, Яценко Ю.І.<sup>1</sup>, Сукач Г.О.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Бердянський державний педагогічний університет, Бердянськ, Україна

<sup>2</sup>Державний університет інформаційно-комунікаційних технологій, Київ, Україна

У доповіді представлені результати дослідження морфології поверхні поруватих структур отриманих на монокристалічних сполуках *n*-InP та *n*-GaP методом електрохімічного травлення.

Зразки поруватого GaP було отримано методом електрохімічного травлення у розчині HF:C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH у процентному співвідношенні 1:1. Для проведення експерименту було використано два зразки. Перший зразок обробляли при щільності струму 110 мА/см<sup>2</sup>. А другий зразок обробляли при щільності струму 50 мА/см<sup>2</sup>. Зразок №1 та зразок №2 підлягали травленню на протязі 10 хвилин. Після обробки зразки промивалися етиловим спиртом, висушувалися у потоці азоту, та підлягали старінню на протязі трьох днів при кімнатній температурі. Поверхня зразків після травлення змінювала свій колір з темно-оранжевого на світло-оранжевий. При чому, зразок №1 був більш темний ніж зразок №2.

Діаметр пор на поверхні зразка №1 складає приблизно 1-2 мкм, а діаметр пор зразка №2 складає 100-200 нм. Пори на зразку №1 розташовані більш щільно ніж на поверхні зразка №2.

Навколо пор на зразку №1 ми можемо бачити характерні деревовидні «розтрави». Судячи з того, що фотографія була зроблена у режимі ВЕС, вона несе більше інформації про атомний номер елементів на поверхні. GaP є бінарною сполукою, у якому підрешітка Ga та P травляться не однаково. Появу характерних «розтрав» можна пояснити, витравленням одного з елементів сполуки.

За результатами хімічного аналізу поверхні пористого GaP, відсоткова доля фосфору 30.64 % у два рази менша ніж галію 68.54 %. Тому можна зробити висновок, що «розтрави» пов'язані з появою на поверхні фосфору. Також з результатів хімічного аналізу можна сказати,

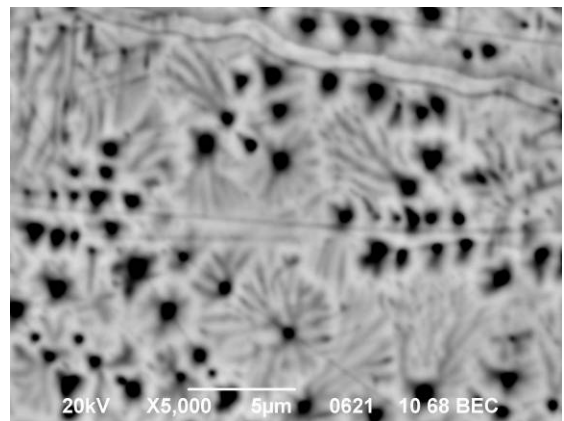


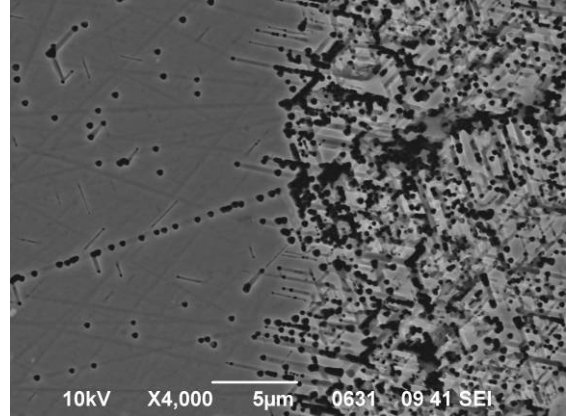
Рис 1. Морфологія поверхні зразка *n*-GaP №1 у режимі ВЕС.

що поверхня не містить оксидів (відсоткова доля кисню – 0,68 %, фтору – 0,14 %).

Зразки пористого InP було отримано за допомогою методу електрохімічного травлення у розчині  $\text{H}_2\text{O}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}:\text{HF}$  у співвідношенні 1:2:1. Густина струму складала  $80 \text{ mA/cm}^2$ . Час травлення 10 хвилин.

У результаті було отримано мезопорувату структуру.

Під час травлення на поверхні зразка з'явилися світлі та темні смуги. Після дослідження поверхні на растровому електронному мікроскопі було встановлено, що густина пор на темних смугах набагато більша ніж на світлих. На рис. 2 зображена межа розділу двох смуг. Діаметр пор складає приблизно 100 нм.



*Рис 2. морфологія поверхні зразка InP у режимі ВЕС.*

В результаті проведення хімічного аналізу поверхні, встановлено що на поверхні з'являються оксиди. Відсоткова доля фосфору складає 22,12%, кисню 15,33%, індію 60,41%, фтору 2,13%.

Зразки будуть підлягати подальшому дослідженню.

### **Research of structure of porous layer of n-GaP and n-InP**

Kidalov V.V.<sup>1</sup>, Suchikova Y.A.<sup>1</sup>, Yatsenko Yu.I.<sup>1</sup>, Sukach G.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Berdyansk state pedagogical university, Berdyansk, Ukraine

<sup>2</sup> State university informatively communication technologies, Kyiv, Ukraine

The morphology of pores grown in n-InP and n-GaP by electrochemical etching have been investigated by SEM. Chemical aspect of the grown pores formation in n-InP and n-GaP under different electrochemical composition and anodization conduction have been discussion.

### **Фізичні властивості дифузійних шарів ZnSe:V**

Кінзерська О.В., Кульчинський В.В., Мельник В.В., Ульяницький К.С.

*Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича, Чернівці, Україна*

На даний час актуальним є вивчення широкозонних II-VI сполук, легованих елементами перехідних металів, які можуть знайти використання в оптоелектроніці, спінтроніці та в інших областях науки і техніки. Неоднозначність результатів теоретичних розрахунків і обмежене число експериментальних робіт [1] викликає необхідність розширення досліджень в обох напрямках. Дана робота присвячена вивченню



можливостей створення тонких шарів селеніду цинку з домішкою ванадію і вивченню їх основних фізичних властивостей.

Шари виготовлялись шляхом дифузії ванадію з парової фази при протитиску пари Se у закритому об'ємі при температурі 1200°C. За цих умов розрахований коефіцієнт дифузії виявився рівним  $D_v \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$ . Найбільш характерною особливістю зразків ZnSe:V є практична відсутність пропускання у спектральному діапазоні 0,6 – 2,7 еВ. Питомий опір шарів в області кімнатних температур складає  $\sim 10^{10} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , а провідність, як і у базових кристалах, залишається електронною. Знайдені з температурних залежностей питомого опору енергії активації електрично-активних центрів становлять 0,035 і 0,64 еВ. Шарам ZnSe:V притаманна ефективна блакитна смуга люмінесценції, яка при 300 К є суперпозицією міжзонної та екситонної рекомбінацій. Спектр fotocутливості представлений двома відносно широкими смугами з максимумами при 2,7 і 3,1 еВ, які обумовлені переходами електронів з основної та відщепленої за рахунок спин-орбітальної взаємодії валентних підзон у зону провідності.

Обговорюються можливості практичного використання дифузійних шарів ZnSe:V.

1. Фистуль В.И. Атомы легирующих примесей в полупроводниках (состояние и поведение).-М:Изд. Физико-мат. Литературы. – 2004. – 432 с.

### **Physical Properties of ZnSe:V Diffuse Layers**

Kinzerska O.V., Kulchynsky V.V., Melnyk V.V., Ul'yanitskiy K.S.

*Yuri Fedkovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

ZnSe:V layers are made by diffuse from vapour phase method, and electrophysical, luminescence and photoelectrical properties of them are investigated.

### **Структурні та люмінесцентні дослідження керамік і нанопорошків гадоліній-галієвого гранату**

Костик Л.В., Лучечко А, П., Цветкова О.В., Захарко Я.М., Павлик Б.В.

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

Кристали гадоліній-галієвого гранату ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ) широко використовуються як ефективні лазерні матеріали, сцинтилятори в радіаційній дозиметрії та катодо- і фотолюмінофори. Значний інтерес викликають дослідження полікристалічних матеріалів зі структурою гранату, які не поступаються, а в деяких випадках перевищують своїми властивостями монокристали.

В даній роботі представлено результати досліджень структурних та спектрально-люмінесцентних властивостей полікристалічних зразків  $Gd_3Ga_5O_{12}$ , отриманих різними методами синтезу (високотемпературний твердофазний синтез при  $1200^\circ C$ , хімічний синтез з металів Gd і Ga та метод співосадження з використанням розчину амонію як осаджувача). Показано, що нанопорошки, отримані методом співосадження характеризуються нижчою температурою ( $800-900^\circ C$ ) та коротшим часом синтезу.

Рентгеноструктурні дослідження\* проводились на дифрактометрі STOE STABI (Cu  $K_\alpha$ -випромінювання), аналіз дифрактограм проводився за допомогою пакету програм STOE WinXPOW. Для полікристалічних зразків  $Gd_3Ga_5O_{12}$  встановлено утворення гранатової фази з відповідним параметром ґратки ( $a = 12,3705 \text{ \AA}$ ). Аналіз дифрактограм зразків, отриманих методом співосадження, показав, що при температурах прокалювання  $T \sim 600^\circ C$  одночасно спостерігаються гранатова та аморфна фази, а при вищих температурах кристалізується тільки гранатова фаза. За формулою Шеррера оцінено розмір частинок, синтезованих різними методами. Нанопорошки, синтезовані при температурі  $900^\circ C$  володіють оптимальним фазовим складом з мінімальним середнім розміром частинок  $\sim 80 \text{ нм}$ .

За допомогою електронного мікроскопа досліджено морфологію поверхні зразків  $Gd_3Ga_5O_{12}$ . Вивчено вплив температури прокалювання на морфологію та середній розмір частинок. Отримані результати узгоджуються з рентгеноструктурними дослідженнями. Досліджено взаємозв'язок між умовами отримання зразків та люмінесцентними властивостями керамік і нанопорошків в температурному інтервалі 77-500K, та проведено їх порівняльний аналіз з відповідними характеристиками монокристалів.

\*Рентгеноструктурні дослідження проведено в «Міжфакультетській науково-навчальній лабораторії рентгеноструктурного аналізу» ЛНУ ім. Ів.Франка

### **Structural and luminescence investigation on the gadolinium gallium garnet ceramics and nanocrystalline powders**

Kostyk L.V., Luchechko A.P., Tsvetkova O.V., Zakharko Ya.M., Pavlyk B.V.

*Ivan Franko National University of Lviv, Faculty of Electronics, Lviv, Ukraine*

Gadolinium gallium garnet ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ) polycrystalline materials was prepared by high-temperature solid state synthesis, chemical synthesis with Ga and Gd metallic starting materials and co-precipitation method with aqueous ammonia as the precipitator. The phase composition and the average grain size of polycrystalline samples were determined by X-ray powder diffraction (XRD). Electron microscopy measurements are corresponded to the XRD results. The

connection between preparation conditions and luminescence characteristics was studied and compared with luminescence properties of  $Gd_3Ga_5O_{12}$  single crystals.

## **Магнитное сопротивление среды из наноразмерных контактов Джозефсона сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$**

Кревсун А.В., Бондаренко С.И., Коверя В.П., Гнездилова Л.В.

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина  
НАН Украины, Харьков, Украина*

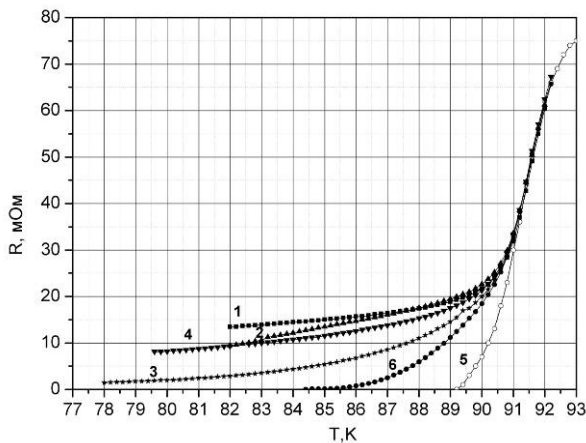
Целью данной работы являлось изучение влияния различного типа начального магнитного состояния керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (с плотностью критического тока  $j_c(77K) \sim 100 \text{ A} \cdot \text{cm}^2$ ), на сверхпроводящий температурный переход, вольтамперную характеристику (ВАХ), критический ток и магнитное сопротивление системы наноразмерных контактов Джозефсона, соединяющих гранулы керамики в единую твердотельную среду. При этом особенное внимание уделено обнаружению и изучению магнитополевого эффекта модуляции, т.е. уменьшения и последующего увеличения, резистивности данной керамики в зависимости от ее начального состояния, задаваемого внешним магнитным полем.

Керамика приготовлена традиционным методом твердофазной реакции в режиме одноразового спекания на воздухе. Из керамики вначале были вырезаны пластинка квадратной формы со стороной 9 мм и толщиной 0,15 мм. Затем в центральной части пластинки механическим способом сформировано сужение в виде мостика с длиной 0,6 мм и шириной 1,8 мм. Критическая температура мостика, определенная по середине его резистивного температурного перехода  $R(T)$ , составила около 91К.

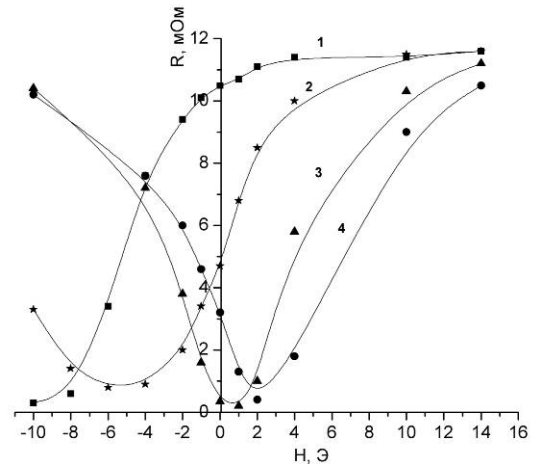
Экспериментальная установка позволяла устанавливать температуру (Т) образца в диапазоне значения от 300 К до 77,3 К. Внешнее магнитное поле было направленно перпендикулярно поверхности пластины с мостиком. Сопротивление мостика при  $T = 300 \text{ K}$  составляло 0,122 Ом, а при  $T = 93 \text{ K} - 0,075 \text{ Ом}$ . Постоянный транспортный ток через мостик мог регулироваться от 10 до 100 мА, а магнитное поле – от 0,1 Э до 14 Э. Исходное (фоновое) магнитное поле в месте расположения образца не превышало 0,05 Э. Сопротивление мостика (R) в каждой точке нелинейной ВАХ определялось путем деления напряжения на образце на соответствующий транспортный ток.

В отличие от ранее публиковавшихся исследований влияние постоянного внешнего магнитного поля (H) на сопротивление керамики

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$  изучалось после формирования в нем четырех типов начального магнитного состояния. Эти состояния формировались в одном и том же мостике с помощью следующих режимов охлаждения и нагрева образца: 1 режим – охлаждение образца до 77,3 К без поля, включение начального магнитного  $H_1$ , ступенчатый нагрев образца до 93 К и измерение  $V$  на каждой из температурных ступеней ( $T > 77,3$  К) при фиксированном значении  $I_t$  и различных  $H_1$ , 2 режим – включение начального поля  $H_2$  при  $T = 93$  К, охлаждение образца с полем  $H_2$  до 77,3 К, ступенчатый нагрев образца до 93 К с тем же полем, измерение  $V$  при  $T > 77,3$  К и фиксированном значении  $I_t$  и различных  $H_2$ , 3 режим - охлаждение образца до 77,3 К без поля, включение начального магнитного поля  $H_3$ , выключение  $H_3$  при  $T = 77,3$  К (по терминологии некоторых работ этот режим называется также режимом ZFC), ступенчатый нагрев образца до 93 К и измерение  $V$  при  $T > 77,3$  К, фиксированном значении  $I_t$  и различных  $H$ , 4 режим - включение начального поля  $H_4$  при  $T = 93$  К, охлаждение образца с полем  $H_4$  до 77,3 К, выключение поля  $H_4$  (по терминологии некоторых работ этот режим называется также режимом FC), ступенчатый нагрев образца до 93 К, измерение  $V$  при  $T > 77,3$  К фиксированном значении  $I_t$  и различных  $H$ .



**Рис. 1.** Зависимость сопротивления керамического мостика от температуры. Кривые 1-4 – в поле 10 Э для четырех магнитных состояний мостика соответственно тр. ток 50 мА; 5, 6 – в отсутствии магнитного поля при тр. токе 1 и 50 мА,



**Рис. 2.** Зависимости сопротивления мостика от внешнего магнитного поля  $H$  для его магнитных состояний 1, 2, 3, 4 (кривые 1-4), сформированных в поле  $H_i = 10$  Э.

Каждое из состояний характеризуется своим значением  $R(H_i)$ , где  $i = 1, 2, 3, 4$  – номер начального состояния мостика. Требуемая магниторезистивная характеристика керамики  $R(H)$ , зависящая от начального магнитного состояния образца, получалась после того, как на сверхпроводящий образец, находящийся в одном из указанных состояний

и при интересующей нас температуре, накладывалось внешнее поле  $H$  в диапазоне значений от 0,1 до 10 Э. На рис. 1 приведены кривые сверхпроводящего перехода в виде температурной зависимости сопротивления ( $R$ ) керамического мостика для транспортных токов ( $I_t$ ), равных 1 и 50 мА, в магнитном поле  $H < 0,05$  Э (кривые 5, 6), а также во внешнем магнитном поле ( $H_i = 10$  Э) в каждом из четырех упомянутых начальных состояний керамики (кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют режимам 1, 2, 3, 4 при токе  $I_t = 50$  мА). Из зависимостей видно, что наибольшее приращение сопротивления под действием магнитного поля во всем исследуемом диапазоне температур ( $T$ ) происходит при использовании режима 1, а наименьшее – при режиме 3. При этом положение узловой точки ( $R = 0,03$  Ом,  $T = 91$  К) начала расхождения зависимостей  $R(I_t)$  под действием поля практически не зависит от начального магнитного состояния образца. Иерархия влияния начального состояния на ВАХ аналогична зависимостям на Рис. 1.

На рис.2 приведены значения магнитосопротивления  $R(H)$  мостика для указанных четырех режимов формирования начального состояния при температуре  $T = 84$  К. Основными особенностями магнитосопротивления для этих режимов являются: наличие минимума сопротивления на зависимости  $R(H)$  при  $H \approx 0$  для режима 3 и при  $H \neq 0$  для режимов 1, 2, 4, величина и направление поля  $H$ , соответствующие минимуму сопротивления, зависят от начального состояния мостика, наблюдается тенденция к насыщению зависимости  $R(H)$  по мере увеличения  $H$  свыше некоторого значения, зависящего от режима.

Полученные зависимости могут быть объяснены, если учесть, что исследуемый керамический мостик представляет собой последовательно - параллельное трехмерное соединение набора элементарных ячеек – микроконтуров в виде сверхпроводящих квантовых интерферометров в резистивном состоянии, каждый из которых состоит из гранул керамики и наноразмерных контактов Джозефсона между ними. Магнитное поле  $H_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) в зависимости от режима его формирования может возбуждать циркулирующие сверхпроводящие токи различной величины в микроконтуров (через их контакты), мейсснеровские токи на поверхности гранул, джозефсоновский ток внутри самих слабых связей и существовать в виде вихрей Абрикосова внутри гранул. Через мостик течет постоянный транспортный ток. Возбужденные магнитным полем результирующие циркулирующие токи изменяют резистивность указанных микроконтуров в зависимости от типа их начального магнитного состояния.

Подводя итоги изучения эффекта уменьшения сопротивления керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  под действием внешнего поля  $H \neq 0$ , можно констатировать, что он существует в этой керамике также, как и в керамике и пленках  $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$  [1,2]. При этом в керамике  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  эффект имеет ряд особенностей: если в соединении

$Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$  эффект наблюдался только в режиме, аналогичном нашему режиму 3, то в керамике  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  эффект обнаружен также в режимах 1, 2, 4; глубина модуляции сопротивления  $\delta R$  внешним полем  $H$  в керамике  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  может быть близка к 100%, в десятки раз превышая это значение в керамике  $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$  и в 3-4 раза в пленке  $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$ , не смотря на то, что эффект в этом соединении наблюдался при  $T = 77$  К, а в керамике  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  – при  $T = 84-89$  К; наличие и особенности эффекта уменьшения сопротивления керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  транспортному току под действием слабого внешнего поля (до 10 Э) зависят от типа начального магнитного состояния (режимы 1-4).

Различия глубины модуляции магнитосопротивления можно объяснить большим удельным сопротивлением ( $7 \cdot 10^{-3}$  Ом см) и большей магнитной однородностью керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , связанной, в частности, с ее однофазностью (в отличие от более сложного соединения  $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$ ).

1. А.А. Суханов, В.И. Омельченко, Анизотропия магнитосопротивления при захвате полей в гранулированных  $Bi$  – ВТСП. // Физика низких температур. – 2003. – Т.29, №4. – С. 396-399.
2. А.А. Суханов, В.И. Омельченко, Замороженное магнитосопротивление при перемагничивании гранулированных  $Bi$  ( $Pb$ )-ВТСП // Физика низких температур. – 2004. – Т.30, №6. – С. 604-609.

**Magnetic resistance of environment from nanosizing Josephson contacts of superconducting ceramics  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$**

Krevsun A.V., Bondarenko S.I., Koverya V.P., Gnezdilova L.V.

*Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkov, Ukraine*

The influence of four types of an initial magnetic states of system of the superconducting microcontours consisting from nanosizing Josephson contacts between granules of ceramics  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , on its superconducting transition, current-voltage, temperature and field characteristics, and also on magnetoresistance is investigated at the temperatures close to critical. The hierarchy of "force" of influence of an initial state on the specified characteristics is established and explained. It is found out "huge" (up to 80%) modulation magnetoresistance, on the order exceeding modulation in ceramics  $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$ .

## Термодинаміка інтеркальованих атомів у шаруватому кристалі

Крушельницька Т.Д.<sup>1</sup>, Товстюк Н.К.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національний університет «Львівська політехніка», Львів, Україна

<sup>2</sup>Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів, Україна

Шаруваті кристали за рахунок особливостей своєї структури можуть бути добрим матеріалом для формування у їх об'ємі плоских наноструктур. При цьому пакети шарів шаруватого кристалу-господаря, забезпечуючи матричну ізоляцію гостьових включень дозволяють уникнути коагуляції останніх. Гостьова компонента введена в шаруватий кристал інтеркалюванням розміщується у ван дер Ваальсовій щілині, створюючи наноплівку моно атомної товщини [1]. Проте при введенні гостьової компоненти у ван дер Ваальсову щілину вона може займати як октаедричні, так і тетраедричні міжвузлові порожнини (МП). Це супроводжується різними енергетично стабільними типами заповнень в залежності від вмісту інтеркалянта і проявляється на кінетичних ефектах інтеркаляції [2] у вигляді аномальної поведінки залежності концентрації носіїв і хімічного потенціалу від концентрації інтеркалянта.

В даній роботі розглядається модель кристалічної матриці + дві енергетично нееквівалентні МП та аналізується термодинамічний потенціал як функцію концентрації інтеркалянта,  $x$ . У нашому випадку концентрація інтеркалянта змінюється у відкритій системі кристалічна матриця + резервуар, і є процесом рівноважним. Таким чином, наша система обмежена об'ємом  $V$  знаходиться в контакті з резервуаром при фіксованій температурі з джерелом частинок, число яких невизначене. Тому для знаходження статсуми користуємося великим канонічним розподілом. Крім того, будемо вважати, що хімічний потенціал для підсистеми інтеркалянта незалежно від того в якій порожнині він знаходиться є однаковим, але різними є електронні стани. Гамільтоніан електронної підсистеми записуємо у представленні вторинного квантування з допомогою операторної функції  $\psi(\mathbf{r}) = \sum_i a_i \varphi_i + \sum_i (p_{i1} \lambda_{i1} c_i + p_{i2} \lambda_{i2} b_i)$ , яка є розкладом в базисі  $\{\varphi_i, \lambda_{i1}, \lambda_{i2}\}$  де  $\varphi_i$  – вузлові функції матриці шаруватого кристалу,  $\lambda_{i\alpha} (\alpha = 1, 2)$  – хвильові функції електрона, локалізованого в  $i$ -ій комірці на інтеркальованому атомі, який займає  $\alpha$ -у МП,  $p_{i\alpha}$  дорівнює 1, якщо  $\alpha$ -а міжвузлова пустота в  $i$ -ій комірці зайнята інтеркалянтом, і 0 в іншому випадку;  $a_i, c_i, b_i$  – оператори знищення електрона в вузлах  $i, (i, 1), (i, 2)$  відповідно. Одноелектронний гамільтоніан запишемо з усередненим за домішковою підсистемою в наближенні віртуального кристаллу, тобто зі значеннями  $\langle p_{i\alpha} \rangle = x_{i\alpha} = x_\alpha$ . Іонну

підсистему інтеркалянта описуємо гамільтоніаном  $H_i = \sum_{i,\alpha} W_{i\alpha} p_\alpha + \sum_{i,i',\alpha,\alpha'} V(i\alpha, i'\alpha') p_\alpha p_{\alpha'}$ , де  $W_{i\alpha}$  - енергія впровадження

інтеркалянта в позицію  $(i, \alpha)$ , і  $V(i\alpha, i'\alpha')$  - енергія прямої взаємодії між  $(i\alpha)$  та  $(i'\alpha')$  інтеркалянтами. Обмежуємося взаємодією між інтеркалянтами в найближчих МП у наближенні середнього поля

$$H_i = \sum_{\alpha} \left( \left( W_{\alpha} + \sum_{\alpha'} V(\alpha, \alpha') x_{\alpha'} \right) p_{\alpha} - V(\alpha, \alpha') x_{\alpha} x_{\alpha'} \right).$$

Термодинамічний потенціал нашої системи має вигляд

$$\Omega = -\Theta \sum_s \ln \left[ 1 + \exp \left( -\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_F}{\Theta} \right) \right] - \Theta \sum_{\alpha=1,2} \ln \left[ 1 + \exp \left( -\frac{\varepsilon_{\alpha}}{\Theta} \right) \right] - V(\alpha, \alpha') x_{\alpha} x_{\alpha'},$$

де  $\varepsilon_s$  - власні значення гамільтоніана електронної підсистеми, які є розв'язками рівняння 3-го порядку  $s = \{ m, k \}$  з  $m = 1, 2, 3$  [3]. В другій сумі  $\varepsilon_{\alpha} = \tilde{W}_{\alpha} - \mu$ , де  $\mu$  - хімічний потенціал інтеркалянта. Характеристичні значення енергії активації вибирались в  $eV$  ( $W_1, W_2$ ).

Ширина зони провідності у площині шару вибиралась на порядок вищою ширини зони вздовж  $k_z$ . Концентрація  $x$  вибиралась в межах  $[0, 1]$ .

Показано, що при малих концентраціях  $x$ , і від'ємних  $V(\alpha, \alpha')$   $\Omega(x)$  має вигляд асиметричного дзвону та існує критичне значення концентрації інтеркалянта, нижче і вище якого термодинамічна стабільність досягається за умови заповнення різного типу порожнин.

1. Григорчак І.І. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2001. – Т. 2, № 1. – С. 7-55.
2. Григорчак И.И., Лукиянец Б.А., Ковалюк З.Д. и др. // Физ. и техн. полупроводников. – 1989. – Т. 23, Вып. 11. – С. 2083-2085.
3. Lukiyanets V.A., Tovstyuk N.K. // УФЖ. – 1997. – Т.42, № 11-12. – С. 1377-1380.

### Thermodynamics of intercalated atoms in a layered crystal

Krushelnyska T.D.<sup>1</sup>, Tovstyuk N.K.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>National University «Lviv politechnika», Lviv, Ukraine

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

Thermodynamics of intercalated system with intercalant filling both of octahedral and tetrahedral interstitial sites (IS) is studied. It is shown that below and upper the critical concentration of intercalant, the thermodynamic stability is reached at different fillings of both IS types.



## Поведінка наноструктурних систем та дисперсних середовищ в електромагнітному полі

Куницька Л.Ю.

*Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка НАН України, Київ, Україна*

На сьогодні в науці та техніці сформулювалися нові перспективні напрямки з префіксом нано-. Розвиток цих напрямів стимулює прогрес експериментальних і теоретичних досліджень як для пояснення вже відомих фактів, так і для прогнозування нових. При цьому особливий інтерес викликають ефекти взаємодії електромагнітного випромінення з нанорозмірними об'єктами. У порівнянні з масивними тілами в наносистемах ідентичного хімічного складу змінюються електродинамічні та структурні параметри, теплові, оптичні, електричні та магнітні властивості.

Мета роботи – розробка методів розрахунку параметрів розсіяння та поглинання електромагнітного випромінення при взаємодії з наночастинками різної природи, матричними дисперсними системами з нановключеннями, дослідженню фізичних процесів, що виникають при формуванні нанокристалічних та періодичних наноструктур, індукованих на поверхні твердих тіл під дією лазерного опромінення.

Предметом дослідження є закономірності електродинамічного відгуку системи наночастинок поблизу поверхні твердих тіл та матричних дисперсних систем на їх основі на зовнішнє електромагнітне випромінення; особливості фізичних процесів у наноструктурних системах, полімерних наноконструкціях та поверхневих шарах матеріалів різної природи при взаємодії з електромагнітним випроміненням. Об'єктом дослідження були фізичні ефекти, що виникають при взаємодії електромагнітного випромінення з нанорозмірними структурами та поверхневими шарами матеріалів різної природи.

Встановлено, що для систем «кульова наночастинка над підкладкою»: у зовнішньому електростатичному полі напруженістю  $E$  відбувається зміщення та розщеплення резонансної частоти поверхневого збудження наночастинки, які залежать від напрямку поля  $E$ ; дипольна взаємодія наночастинки з підкладкою зумовлює розщеплення одночастинкового резонансу, а врахування вищих мультиполів призводить до подальшого зсуву максимуму поглинання та збільшення його інтенсивності; форма спектрів поглинання суттєво змінюється в залежності від розмірів та природи наночастинок, характеру їх розташування та відстані від підкладки.

Розраховано переріз екстинкції  $Q_{\text{ext}}(\lambda, q)$  світла невзаємодіючими наночастинками срібла з оболонкою оксиду срібла  $\text{Ag}_2\text{O}$ , які знаходились в мезопористій кремнеземній матриці. Показано, що наявність діелектричної оболонки на кульовій металевій наночастинці призводить до пропорційного товщині оболонки зсуву частоти поверхневого плазмону.

Встановлено ефект розщеплення одночастинкового резонансу поверхневого плазмону за рахунок шаруватості наночастинок або міжчастинкової взаємодії.

Досліджено процес розігріву поверхневих шарів матеріалів кількома лазерними пучками, що утворюють просторово-періодичні лазер-індуковані поверхневі структури. Отримано нестационарне рівняння теплопровідності, що описує цей процес. Для довільної часової залежності лазерного імпульсу отримано розв'язки початково-крайових задач нестационарного рівняння теплопровідності, які дозволяють визначати просторово-часовий розподіл полів температури, швидкості розігріву поверхневих шарів матеріалів різної природи та оптимізувати параметри лазерного опромінення (потужність, форму та тривалість лазерного імпульсу). Розроблено фізичну модель формування гартівних напружень та визначено середні значення компонентів тензора напружень для нанокристалічних сплавів, отриманих різними методами (гартування розтопу, газотермічне напилення).

Практичне значення одержаних результатів визначається можливістю використання одержаних результатів при розробці принципів створення нових багатофункціональних матеріалів з наперед заданими електродинамічними властивостями. Такі матеріали знаходять застосування в наноелектроніці, динамічній голографії, технології напівпровідникового виробництва, проектуванні оптичних елементів (фільтрів, поляризаторів тощо), сонячних батареях, фотоніці, медицині та біології. Теоретичне вивчення різноманітних процесів взаємодії наночастинок між собою та з поверхнею розділу фаз відіграє важливу роль при поясненні процесів зсідання колоїдів, адсорбції наночастинок поверхнею твердого тіла або мембраною клітини і відкриває можливість керування цими процесами.

1. Шпак А.П. Періодичні структури, індуковані на поверхні твердих тіл інтерференцією лазерних жмугів. Теплові ефекти / Шпак А.П., Гречко Л.Г., Куницька Л.Ю., Лерман Л.Б., Семчук О.Ю. // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2007. – Т. 5, № 3. – С. 683-718.
2. Гречко Л.Г. Поглинання електромагнетного випромінення в матрично-дисперсних системах з багатошаровими кулястими включеннями / Гречко Л.Г., Грищук О.Ю., Куницька Л.Ю., Лерман Л.Б., Лющенко М.О. // Металлофиз. новейшие технол. – 2008. – Т.30, № 6. – С. 789-804.
3. Гречко Л.Г. Поверхневі моди малих частинок (НЧ) та матричних дисперсних систем (МДС) на їх основі / Гречко Л.Г., Грищук О.Ю., Куницька Л.Ю. // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2008. – Т. 6, № 3. – С.775-784.

## **Поведінка наноструктурних систем та дисперсних середовищ в електромагнітному полі**

Куницька Л.Ю.

*Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка НАН України, Київ, Україна*

Conducting of the nanostructured systems and dispersible environments in the electromagnetic field. - Kunitska L.Yu. – Ukraine, Kyiv, Naumova str., 17, Institute of chemistry of surface. The numerical and analytical methods for the calculation of the scattering and absorption sections of electromagnetic radiation on the multilayer nanoparticles located near the substrate are improved. The process of the formation of laser-induced surface periodic structures during the superimposing of interference patterns on the solid surface formed by the several laser beams is analysed.

## **Зсув Стокса в квантових точках CdTe**

Купчак І.М., Калитчук С.М., Корбутяк Д.В.

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

Дослідження оптичних властивостей колоїдних розчинів квантових точок (КТ) є дуже важливим для практичного застосування таких систем у наноелектроніці, оскільки ефект впливу просторового обмеження заряду на його енергетичний спектр на даний час є досить добре вивченим. В той же час, існує ряд ефектів, які ще не достатньо вивчені, і одним із них є червоний зсув спектрів фотолюмінесценції (ФЛ) по відношенню до відповідних спектрів поглинання, який більшість дослідників відносить до резонансного зсуву Стокса.

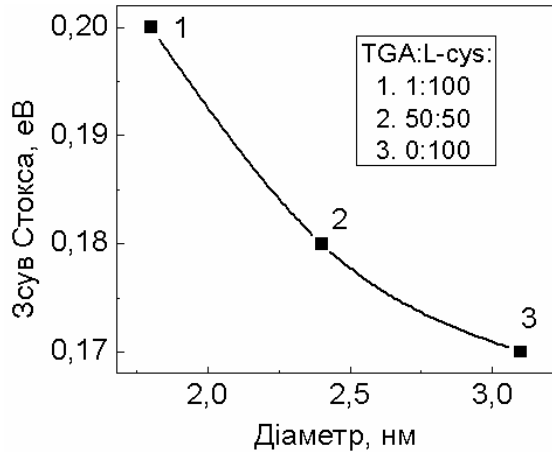
В літературі зустрічається кілька теоретичних моделей Стоксівського зсуву у КТ, серед яких найбільш прийнятною є модель "темного" екситона [1], який утворюється внаслідок розщеплення його основного стану за рахунок обмінної взаємодії між електроном та діркою. В даній роботі були проведені експериментальні та теоретичні дослідження зсуву Стокса у квантових точках телуриду кадмію.

Основою синтезу КТ CdTe є взаємодія іонів Cd<sup>2+</sup> і Te<sup>2-</sup> у лужному середовищі в присутності пасиваторів – тіогліколевої кислоти (TGA), L-цистеїну (L-cys) або інших меркаптопохідних. В даній роботі проведено дослідження спектрів ФЛ та оптичного поглинання синтезованих КТ CdTe з різним процентним співвідношенням стабілізаторів TGA і L-cys.

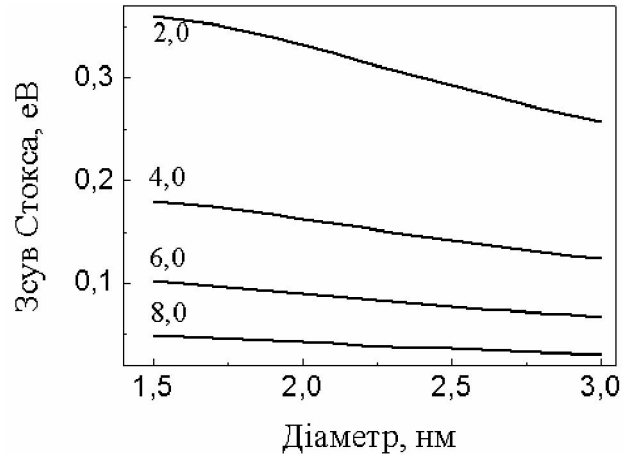
Отримані середні значення діаметрів НК для відповідних співвідношень TGA:L-cys: 1,8 нм для TGA:L-cys = 100:1; 2,4 нм для TGA:L-cys = 50:50 і 3,1 нм для TGA:L-cys = 0:100.

Зі спектрів ФЛ та оптичного поглинання КТ CdTe було визначено

величину зсуву Стокса в залежності від розмірів КТ (рис. 1). Отримано, що при зменшенні розмірів КТ від 3,1 нм до 1,8 нм, зсув Стокса збільшується від 170 меВ до 200 меВ. Виявлені особливості спектрів ФЛ, оптичного поглинання, зсуву Стокса пояснюються впливом природи (структури) пасиватора на ріст КТ CdTe та поляризації оточуючого середовища на екситонні переходи в досліджуваних КТ.



**Рис. 1.** Залежність зсуву Стокса від розмірів КТ CdTe.



**Рис. 2.** Залежність величини зсуву Стокса від розміру КТ при заданих значеннях діелектричної сталої матеріалу оточення.

Теоретичні розрахунки зсуву Стокса проводилися методом ефективних мас відповідно до методики, описаної в [2]. При цьому розраховувалася обмінна енергія взаємодії між електроном та діркою в залежності від розміру КТ та діелектричної сталої оточуючого середовища.

Отримані залежності показано на рис. 2. З рисунка видно, що величина зсуву Стокса значно сильніше залежить від діелектричної сталої матеріалу оточення (внаслідок ефекту діелектричного підсилення), ніж від розміру самих КТ.

1. Al.L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, M. Nirmal, D.J. Norris and M. Bawendi. Band-edge exciton in quantum dots of semiconductors with a degenerate valence band: Dark and bright exciton states // Phys. Rev. B. – 1996. – Т. 54, № 7. – Р. 4843-4855.
2. И.М. Купчак, Д.В. Корбутяк, Ю.В. Крюченко, А.В. Саченко, И.О. Соколовский, О.М. Сресели. Характеристики экситонов и экситонная фотолуминесценция структур с кремниевыми квантовыми точками // Физика и техника полупроводников. – 2006. – Т.40, № 1. – С. 98-107.

### **Stokes shift in CdTe quantum dots**

Kupchak I.M., Kalytchuk S.M. and Korbutyak D.V.

*V. Lashkarev Institute of semiconductor physics of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

We have studied structure of PL spectra of CdTe quantum dots in a dielectric medium both theoretically and experimentally. The electron-hole exchange energy of the exciton ground state has been calculated using effective mass approximation. We find that the Stokes shift depends more strongly on dielectric constant of surrounding medium, than on dot diameter.

### **Исследование процессов синтеза nano частиц никеля и теллуридов висмута и сурьмы различного размера и исследование их физических свойств**

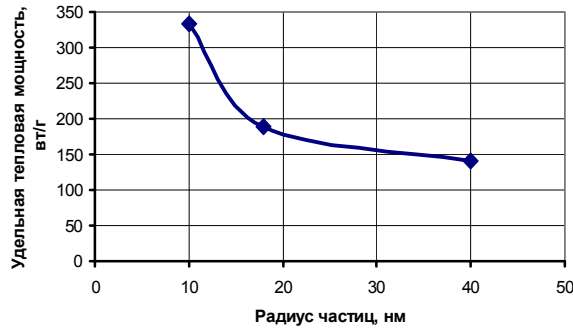
Леонтьев В.Г., Брюквин В.А., Иванова Л.Д.

*Институт металлургии и материаловедения им.А.А.Байкова, Москва, Россия*

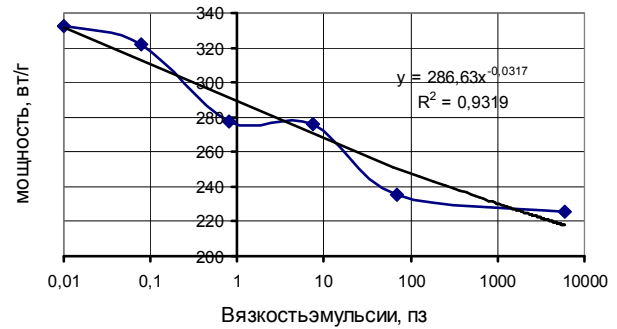
Методами химического и механохимического синтезов получены наночастицы различных размеров. Исследованы термоэлектрические свойства и процессы поглощения энергии высокочастотного поля. Поглощение электромагнитного излучения магнитными частицами может осуществляться по трем различным механизмам: 1) перемагничиванием анизотропных однодоменных частиц (Неелевская релаксация); 2) вращением магнитных частиц в вязкой среде (Броуновская релаксация); 3) перемагничиванием многодоменных частиц путем смещения доменной стенки. Поскольку интенсивность поглощения по каждому из этих механизмов по-разному зависит от размера частиц, а положение максимумов поглощения для разных видов поглощения заметно отличается, суммарная интенсивность поглощения может изменяться с размером частиц не монотонно

Для определения влияния размера на эффективность нагрева были синтезированы три партии модельных частиц никеля отличающихся своими средними размерами. Размер определяли расчетным путем, используя данные по удельной поверхности, полученные методом низко температурной адсорбции азота.

Выделяемую мощность определяли в специально изготовленном калориметре, размещенного непосредственно в высокочастотное (440 кГц) магнитное поле, создаваемое генератором ВЧИ-10. Тепловую мощность, определяли по скорости нагрева эмульсии частиц, помещаемой в калориметр. Результаты представлены на рис. 1. Как видно из рисунка с увеличением размера частиц тепловая эффективность нагрева снижалась примерно в 2,3 раза. Это указывает на то, что в более мелких частицах нагрев в значительной мере определяется движением магнитных частиц в



**Рис. 1.** Влияние размера частиц на выделяемую тепловую мощность



**Рис. 2.** Зависимость тепловой эффективности эмульсии частиц ( $R = 10$  нм) от вязкости

вязкой среде (Броуновская релаксация) и может зависеть от физико-химических свойств эмульсии и в первую очередь от вязкости. Наиболее сильную зависимость тепловой эффективности при нагреве ВЧ полем должны были наблюдать для наиболее мелких частиц. В этой связи были проведены исследования нагрева эмульсии частиц с средним радиусом 10 нм. На рис. 2. представлены результаты изучения влияния вязкости. Они показывают, что для самых мелких из исследованных частиц повышение вязкости эмульсии на 5 порядков приводит к незначительному снижению выделяемой тепловой энергии (в 1,4 раза).

*Работа поддержана Отделением химических наук о материалах президиума РАН (программа №18)*

### **Investigation of processes of synthesis nanoparticles of nickel and bismuth and antimony tellurides of the different size and their physical properties**

Leontiev V.G., Brjukvin V.A., Ivanova L.D.

*Establishment of academy of sciences Institute of metallurgy and materials technology of A.A.Bajkova, Moscow, Russia*

By methods chemical and mechanochemical synthesis are received nanoparticles the various sizes. Thermoelectric properties and processes of absorption of energy of a high-frequency field are investigated.

### **Особливості впливу низькоенергетичних полів на структуру, електричні та мікромеханічні характеристики тугоплавких композиційних матеріалів**

Макара В.А.<sup>1</sup>, Тоцький І.М.<sup>1</sup>, Попов О.Ю.<sup>1</sup>, Лисенко Д.А.<sup>1</sup>,  
Шинкаренко В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна.

Тугоплавкі композитні матеріали на основі В<sub>4</sub>С мають значні перерізи поглинання нейтронного випромінювання, завдяки чому широко

використовуються в ядерній енергетиці. Методика короткочасового реакційного гарячого пресування дозволяє отримати метастабільну композиційну структуру зі значним вмістом нанорозмірних включень, що дає можливість, під дією зовнішнього впливу, допротікання хімічних реакцій типу  $V_4C+TiC \rightarrow TiV_2 + C^*$ , тим самим релаксуючи структуру та подовжуючи термін експлуатації захисних шарів.

В даній роботі досліджувалась зміна структури, електроопору та мікротвердості серії композиційних матеріалів, виготовлених на основі  $V_4C-TiV_2$  та  $V_4C-SiC$  з різними концентраціями компонентів, після НВЧ обробки. Для визначення питомого електроопору розроблено та виготовлено установку, яка дозволила проводити вимірювання з дискретністю по часу 1 нм/с. НВЧ опромінення проводилось як у нормальних умовах, так і при криогенній температурі з метою зменшення концентрації термодинамічних дефектів. Показано, що НВЧ обробка керамічних композиційних матеріалів призводить до появи осциляцій питомого опору. Амплітуда вказаних осциляцій має релаксуючий характер. Порівняно релаксаційні криві після мікрохвильового опромінення при різних температурах - кімнатній та при рідкому азоті. Охолодження зразків під час опромінення призводить до зменшення амплітуди осциляцій при релаксації питомого опору. При дослідженні динаміки зміни мікротвердості після дії НВЧ опромінення також виявлено зростання розкиду вимірюваних значень (вдвічі), але визначити чи має вказаний процес осциляційний характер неможливо, оскільки часова роздільна здатність вимірювання мікротвердості відносно мала.

Рентгеноструктурний аналіз досліджуваних зразків не виявив змін в періодах кристалічної решітки та фазовому складі після електромагнітної обробки. Отриманий результат свідчить про обумовленість досліджуваних явищ змінами саме в дефектній або кластерній підсистемах, а не в кристалічній структурі матеріалу.

## **Резонансное поглощение света гранулярными пленками сплавов системы Ag-Al**

Макаровский Н.А., Летяго Л.М.

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

В видимой области спектра поглощения гранулярных пленок большинства чистых металлов появляются полосы, отсутствующие в сплошных пленках этих металлов. В осажденных на кварцевые или стеклянные подложки гранулярных пленках металлов, как правило, возбуждается одна полоса плазменного резонанса. Изменяя диэлектрическую проницаемость окружающей среды, фактор заполнения, взаимное расположение островков, можно существенно повлиять на

положение полосы поглощения света гранулярными пленками. Основное влияние на положение полосы поглощения оказывает природа металла островков [1]. Поэтому можно предположить, что в случае использования сложных пленок из различных металлов, положение полосы поглощения зависит от относительного количества этих металлов в пленке. В связи с этим представляют интерес исследования плазменного резонанса в гранулярных пленках сплавов Ag-Al.

В данной работе были изучены зависимости оптической плотности от циклической частоты поглощения света гранулярными пленками сплавов системы Ag-Al с массовыми концентрациями алюминия равными 23% и 25%, а также чистых серебра и алюминия высокой чистоты. Пленки металлов осаждались в вакууме  $5 \cdot 10^{-5}$  торр на нагретые до  $300^\circ\text{C}$  кварцевые подложки. Указанные численные значения концентраций рассчитывались по навескам. Полученные в работе зависимости оптической плотности от циклической частоты поглощения света гранулярными пленками сплавов системы Ag-Al показывают, что в изученных объектах также наблюдается плазменный резонанс. Об этом свидетельствуют характерные полосы. Для сплавов с массовыми концентрациями алюминия 23% и 25% положения максимумов полос поглощения оказались следующими:  $4,25 \cdot 10^{15} \text{c}^{-1}$  и  $4,75 \cdot 10^{15} \text{c}^{-1}$ . Видно, что с ростом концентрации алюминия в сплаве максимум полосы плазменного резонанса смещается в область более высоких частот, то есть в сторону резонансной частоты чистого алюминия. Очевидно, такое смещение обусловлено тем, что у трехвалентного алюминия количество свободных электронов в единице объема металла больше, чем у одновалентного серебра [1]. Выполненные в работе электронно-микроскопические исследования структуры гранулярных пленок показывают, что металлические гранулы имеют форму, близкую к сферической.

1. Макаровский Н.А. Плазменный резонанс в гранулярных пленках сплавов системы Au-Al /Н.А. Макаровский, Л.М. Лetyаго. – Вісник ХНУ, №739, серія "Фізика". – 2006. – вип. 9. – С. 138-140.

### **Plasma resonance in optical films of the Ag-Al alloy**

Makarovsky N.A., Letyago L.M.

*V. Karazin Kharkov national university, Kharkov, Ukraine*

There were carried out spectrophotometric and electronic-microscopical investigations of optical films of alloys Ag-Al system, that had been prepared by means of thermic precipitation in vacuum on quartz substrates heated to  $300^\circ\text{C}$ . These films have one stripe of plasmic absorption, the resonance frequency of which depends on initial components concentration of silver and aluminum. The structure of optical films of alloys is similar to the structure of optical films of both silver and aluminum.



## Вплив лазерного опромінення на кінетику процесів електрохімічної інтеркаляції літію в наноккомпозит $\text{SiO}_2\text{-C}$

Мандзюк В.І., Миронюк І.Ф.

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

Проблема отримання нових функціональних матеріалів нерозривно пов'язана з пошуком і реалізацією можливостей різноманітних технологій, зокрема створення конденсатів із довільним ступенем дисперсності. У зв'язку з цим актуальною є проблема ефективного керування структурою та властивостями матеріалів, яке можна здійснити в термодинамічно нерівноважних умовах шляхом термічної обробки, потужного лазерного опромінення, дією висококонцентрованих потоків частинок, легуванням і т.п. Здійснювати цілеспрямовані зміни властивостей та структури матеріалів, зокрема з метою підвищення їх енергетичних параметрів (питомої ємності та питомої енергії), доцільно для порошкових наносистем, оскільки вони знаходяться в сильно нерівноважному стані, а зовнішній вплив у вигляді короткочасного імпульсу енергії може перевести їх в інший зарядовий та енергетичний стани. Регулюючи параметри лазерного імпульсу такий перехід можна здійснювати цілеспрямовано [1, 2].

Метою даної роботи є дослідження впливу лазерного опромінення на перебіг електрохімічного процесу впровадження іонів літію в дисперсні наноккомпозити кремнезем-вуглець. Об'єктами дослідження були карбоаеросилогель КАГ-15 і КАГ-20 та карбосилікагель КСГ-15 і КСГ-30, сформовані із нанорозмірних частинок рентгеноаморфного  $\text{SiO}_2$  та струмопровідної сажі [3]. Електрохімічне впровадження іонів літію здійснювалась згідно методики, описаної в [3].

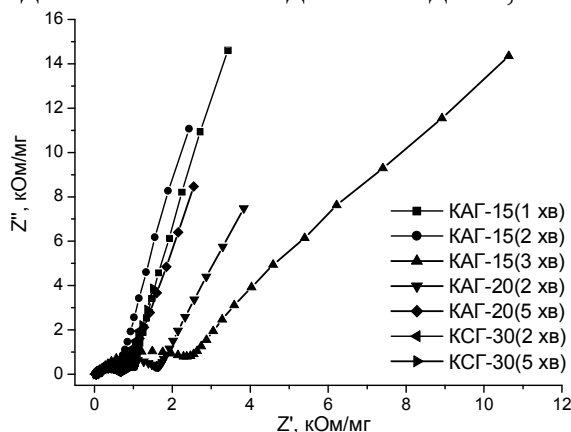


Рис. 1. Діаграми Найквіста для наноккомпозитів  $\text{SiO}_2\text{-C}$

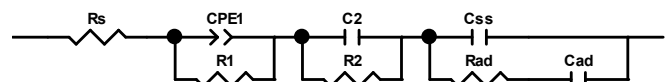


Рис. 2. Еквівалентна схема для діаграм Найквіста лазерно модифікованих композитів  $\text{SiO}_2\text{-C}$

Опромінення проводилося з використанням лазера на ітрії-алюмінієвому гранаті, що працював в режимі модульованої добротності

(густина енергії  $E = 0,015 \text{ Дж/см}^2$ , тривалість імпульсу  $t_i = 10 \text{ нс}$ , частота слідування імпульсів  $f = 36 \text{ Гц}$ , час опромінення  $t_{\text{опр}} = 1, 2, 3 \text{ і } 5 \text{ хв}$ ).

Частотна дисперсія комплексного імпедансу (рис. 1) досліджувалася в діапазоні  $10^{-2} - 10^5 \text{ Гц}$  з використанням амплітудно – частотного аналізатора Autolab (Голландія). Одержані діаграми Найквіста у відносно широкому інтервалі ступеня інтеркаляції  $x$  ( $0 < x < 0,5$ ) для всіх досліджуваних матеріалів задовільно моделюються еквівалентною схемою, поданою на рис. 2. В даній схемі  $R_s$  – послідовний еквівалентний опір, який включає в себе опір електроліту, опір підвідних проводів та контактів;  $CPE1||R_1$ -ланка відповідає дифузійному переходу іонів літію через межу розділу електроліт-електрод;  $C_2||R_2$ -ланка – процесу заряджання подвійного електричного шару на межі розділу;  $C_{ss}$  являє собою ємність матриці, в яку вносять вклад ємність області просторового заряду в шарі  $\text{SiO}_2$  і геометрична ємність цього шару; елементи  $R_{ad}$  і  $C_{ad}$  характеризують процеси, пов'язані з абсорбцією іонів літію на поверхні матеріалу. Можна стверджувати, що електрохімічний процес на початкових стадіях впровадження відбувається за абсорбційним механізмом.

1. I.M. Budzulyak, Y.T. Solovko, M.V. Berkeshchuk, D.I. Popovych, V.I. Rachiy. The laser irradiation influence on activated carbon properties doped some metals // The VI -th International Conference “Ion Implantation and Other Applications of Ions and Electrons (ION2006)”. - Kazimierz Dolny, Poland, – 2006. – P. 112-113.
2. М.В. Беркешчук, И.М. Будзуляк, Я.Т. Соловко, Д.И. Попович. Перераспределение примесей в активированном углероде, обусловленное лазерным воздействием // Электрохимическая энергетика. – 2006. – Т. 6, № 2. – С. 92-96.
3. В.І. Мандзюк, І.Ф. Миронюк, Б.К. Остафійчук, І.І. Григорчак. Термодинамічні властивості електрохімічного кола  $\text{Li} / \text{LiBF}_4$  ( $\gamma$ -бутиролактон) /  $\text{SiO}_2$  // Фізика і хімія твердого тіла. – 2004. – Т. 5, № 4. – С. 767-773.

### **The effect of laser irradiation on kinetics of lithium electrochemical intercalation processes into $\text{SiO}_2$ -C nanocomposite**

Mandzyuk V.I., Myronyuk I.F.

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

The effect of laser irradiation on kinetics of electrochemical processes of lithium ions introduction into nanocomposite  $\text{SiO}_2$ -C is investigated. It is set that this process realize due to absorption mechanism independently from laser irradiation regimes, accordingly to which lithium ions accumulates on cathode material surface.

## Нанорозмірні утворення і зонні параметри кристалів $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x$ , $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x$ , $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , легованих марганцем

Мар'янчук П.Д., Козярьський І.П., Козярьський Д.П., Димко Л.М.

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

Дослідження магнітної сприйнятливості ( $\chi$ ) кристалів  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x$ ,  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , легованих марганцем, проведено методом Фарадея в інтервалі  $T = 77-300 \text{ K}$  і  $H = 0,25-4 \text{ кЕ}$ .

Магнітна сприйнятливість зразків  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x$ ,  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$  (легованих марганцем) має вигляд характерний для парамагнетиків.

Встановлено, що на залежностях  $\chi_{\text{Mn}}^{-1} = f(T)$  ( $\chi_{\text{Mn}} = \chi - \chi_0$ , де  $\chi_0$  – магнітна сприйнятливість  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x$  або  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$  (відповідно)) можна виділити прямолінійні ділянки різного нахилу, які описуються законом Кюрі або Кюрі-Вейса.

Низькотемпературні прямолінійні ділянки на залежностях  $\chi_{\text{Mn}}^{-1} = f(T)$  для досліджуваних зразків  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x \cdot \langle \text{Mn} \rangle$  з вмістом Mn ( $N_{\text{Mn}} = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) описуються законом Кюрі, при  $N_{\text{Mn}} \leq 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  – законом Кюрі-Вейса з додатніми парамагнітними температурами Кюрі ( $\theta$ ), а при  $N_{\text{Mn}} > 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  – законом Кюрі-Вейса з від'ємними  $\theta$ . Для  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x \cdot \langle \text{Mn} \rangle$  і  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x \cdot \langle \text{Mn} \rangle$  низькотемпературні і високотемпературні прямолінійні ділянки для всіх залежностей  $\chi_{\text{Mn}}^{-1} = f(T)$  описуються законом Кюрі або Кюрі-Вейса з від'ємними парамагнітними температурами Кюрі ( $\theta$ ). Значення  $\theta < 0$  вказують на те, що в досліджуваних кристалах між атомами Mn виникає обмінна взаємодія антиферомагнітного характеру.

Можна допустити, що найбільш ймовірними в кристалах  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x \cdot \langle \text{Mn} \rangle$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x \cdot \langle \text{Mn} \rangle$  і  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x \cdot \langle \text{Mn} \rangle$  є нанорозмірні утворення (кластери) різного розміру типу Mn-S-Mn-S, Mn-Se-Mn-Se, Mn-Te-Mn-Te (відповідно) ( $\theta$  – пропорційна розміру кластера), які за характером обмінної взаємодії подібні фазі MnS, MnSe або MnTe, оскільки утворюються вони в кристалах  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x$ ,  $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x$  і  $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$  в результаті ізовалентного заміщення атомами Mn атомів ртуті (аналогічно, як в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ).

Наявність при низьких температурах в зразках  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x \cdot \langle \text{Mn} \rangle$  з  $N_{\text{Mn}} \leq 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  превалюючого феромагнітного вкладу можна пояснити тим, що в дефектних напівпровідниках  $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x \cdot \langle \text{Mn} \rangle$  між атомами марганцю (розділеними вакансіями

(Al) в катіонній підґратці) віддаль може зростати, що може привести до домінування феромагнітного вкладу в  $\chi$  зразка.

Зміни нахилу лінійних ділянок (злами) на залежностях  $\chi_{Mn}^{-1} = f(T)$  при  $T = T_3$  обумовлені переходом в парамагнітний стан при підвищенні температури кластерів типу Mn-S-Mn-S, Mn-Se-Mn-Se, Mn-Te-Mn-Te (різного розміру), в яких між атомами Mn через атоми халькогену здійснюється непряма обмінна взаємодія антиферомагнітного характеру (аналогічно, як в  $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ).

На основі оптичних досліджень виявлено наявність в кристалах прямих міжзонних оптичних переходів і визначено при  $T = 300$  К величину оптичної забороненої зони для  $(3HgS)_{1-x}(Al_2S_3)_x \cdot \langle Mn \rangle$  ( $x = 0,5$ ;  $N_{Mn} = 3,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ;  $n = 3,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )  $E_g^{оп} = 0,53 \text{ eV}$ , для  $(3HgS)_{1-x}(Al_2S_3)_x \cdot \langle Mn \rangle$  ( $x = 0,5$ ;  $N_{Mn} = 1,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ;  $n = 3,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ )  $E_g^{оп} = 0,37 \text{ eV}$ , а для  $(3HgTe)_{1-x}(Al_2Te_3)_x \cdot \langle Mn \rangle$ , ( $x = 0,5$ ;  $N_{Mn} = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $n = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ )  $E_g^{оп} = 0,58 \text{ eV}$ .

Із концентраційної залежності ефективної маси електронів на рівні Фермі

$$\left( \frac{m_g^*/m_0}{1 - m_g^*/m_0} \right)^2 = f(n^{2/3}) \text{ (одержаної на основі досліджень кінетичних коефіцієнтів)}$$

встановлено, що досліджувані кристали володіють непараболічним законом дисперсії, і визначено для кристалів  $(3HgS)_{1-x}(Al_2S_3)_x \cdot \langle Mn \rangle$  ширину забороненої зони ( $E_g = 0,3 \text{ eV}$ ), матричний елемент міжзонної взаємодії ( $P = 9,3 \cdot 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{см}$ ), ефективну масу електрона на дні зони провідності ( $m_0^*/m_0 = 0,02$ ), для кристалів  $(3HgTe)_{1-x}(Al_2Te_3)_x \cdot \langle Mn \rangle$  ( $E_g = 0,4 \text{ eV}$ ,  $P = 8,4 \cdot 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{см}$ ,  $m_0^*/m_0 = 0,03$ ). Зонні параметри кристалів  $(3HgSe)_{1-x}(Al_2Se_3)_x \cdot \langle Mn \rangle$  ( $N_{Mn} \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) представлені в таблиці 1.

**Таблиця 1.**

$n \cdot 10^{-18}, \text{см}^{-3}$	$E_g, \text{eV}$	$E_F, \text{eV}$
109,5	0,13	0,86
109,5	0,2	0,24
13,6	0,37	0,78
13,6	0,39	0,22
0,3	0,59	0,05
0,3	0,5	0,14

*Робота виконана при підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень (проект №Ф25.4/075).*

**Nano formations and zone parameters of crystals  $(3HgS)_{1-x}(Al_2S_3)_x$ ,  $(3HgSe)_{1-x}(Al_2Se_3)_x$ ,  $(3HgTe)_{1-x}(Al_2Te_3)_x$ , doped by manganese**

Marianchuk P., Koziarskyi I., Koziarskyi D., Dimko L.

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

Established that the peculiar properties of magnetic susceptibility ( $\chi$ ) of crystals  $(3HgS)_{1-x}(Al_2S_3)_x$ ,  $(3HgSe)_{1-x}(Al_2Se_3)_x$ ,  $(3HgTe)_{1-x}(Al_2Te_3)_x$  (doped by

manganese) due to existing nano formations – clusters. On the base of the optical and kinetic research it was detect zone parameters of crystals.

## Залежність питомої ємності електрохімічних конденсаторів від типу електроліту.

Мерена Р.І., Лісовський Р.П., Рачій Б.І.

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

Впливу топології та фізичної природи вільної поверхні на експлуатаційні характеристики електрохімічних конденсаторів (ЕК) присвячена велика увага дослідників, які показали, що найбільш істотний вплив на дані характеристики спричиняє розмір нанопор та співвідношення між їх об'ємом та об'ємом транспортних пор [1,2]. Проте при отриманні нанопористого вуглецевого матеріалу (НВМ), як правило, не вдається отримати оптимальний розподіл пор за розмірами для вибраного електроліту. З цією метою нами проводились експериментальні дослідження впливу високотемпературної обробки НВМ на повітрі без присутності пороутворювача на параметри подвійного електричного шару (ПЕШ), який формується в системі НВМ/електроліт. На рис. 1. представлено порівняльні заряд/розрядні криві, що характеризують поведінку ЕК з двома електродами на основі НВМ, до і після проведення високотемпературної обробки у водному та неводному електролітах.

Для неводних (апротонних) розчинів електролітів вплив сольватації на взаємодію іон-пора може виявлятися більше, ніж у водних, тому що сольватовані молекули більші за розмірами, ніж молекули  $H_2O$ . Такий перехід до неводних розчинів електролітів повинен зменшити питому ємність, яка забезпечується катіонами [3]. Для підтвердження цього було проведено дослідження НВМ в розчинах двох електролітів, які містили

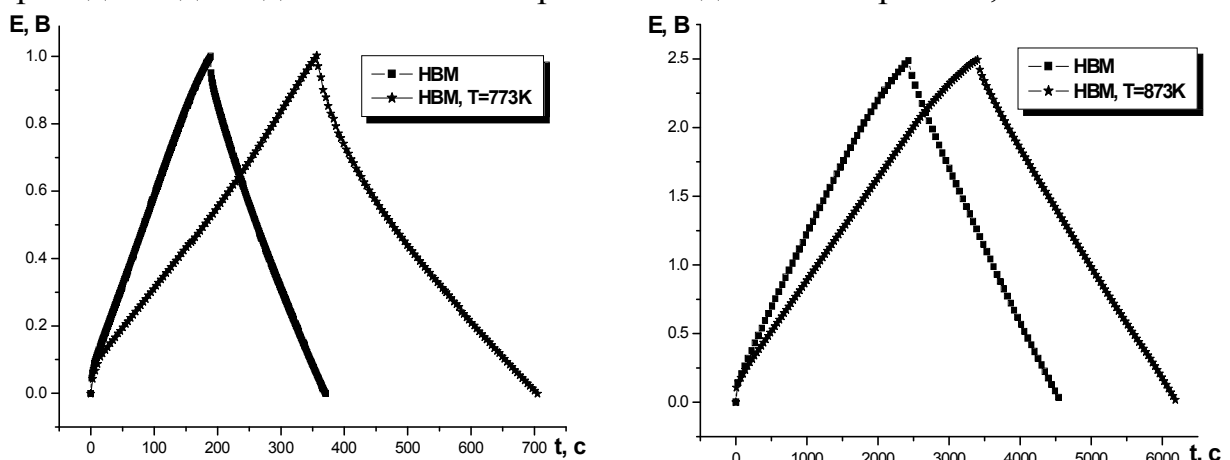
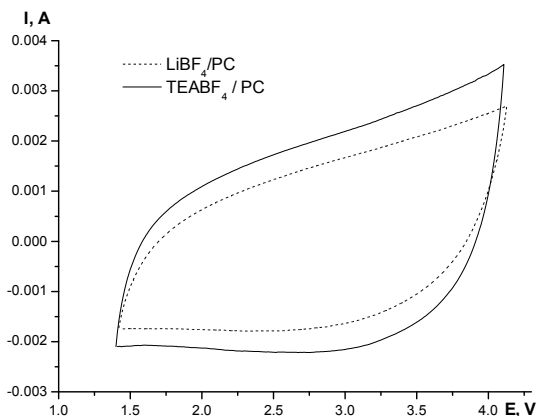


Рис. 1. Заряд/розрядні криві для ЕК в електролітах: а) 30% розчин КОН у воді, струм розряду 50 мА; б) 1 М розчин ТЕАВF<sub>4</sub> в пропіленкарбонаті, струм розряду 10 мА.

катиони літію ( $\text{Li}^+$ ) і тетраетиламонію ( $\text{TEA}^+$ ) з одним і тим же аніоном  $\text{BF}_4^-$ .



**Рис. 2.** Потенціодинамічні криві зняті для НВМ в апротонних електролітах  $\text{LiBF}_4/\text{PC}$  та  $\text{TEABF}_4/\text{PC}$ .

На рис. 2 подано типові потенціодинамічні криві вуглецевих електродів для термічно модифікованого НВМ в розчині тетрафторборату літію ( $\text{LiBF}_4/\text{PC}$ ) і тетрафторборату тетраетиламонію ( $\text{TEABF}_4/\text{PC}$ ) в пропіленкарбонаті.

З вигляду вольтамперограми, отриманої для термічно модифікованого НВМ, зануреного в розчин  $\text{LiBF}_4/\text{PC}$ , можна зробити висновок, що розмір іонів  $\text{Li}^+$  є більшим за розмір іонів  $\text{BF}_4^-$ , оскільки площа під кривою лівіше потенціалу нульового заряду, де ємність ПЕШ забезпечується катіонами, є меншою за площу справа, де ємність забезпечується аніонами.

Беручи до уваги, що розмір несольватованого іона літію є значно меншим ніж розмір  $\text{BF}_4^-$ , можна стверджувати, що іони літію входять в пори НВМ у сольватованому стані. Аналогічний спад ємності при потенціалах, нижчих потенціалу нульового заряду, виявлено також в розчині  $\text{TEABF}_4/\text{PC}$ . На основі вище наведених міркувань можна зробити висновок, що розмір катіона  $\text{TEA}^+$  є меншим за розмір сольватованого іона  $\text{Li}^+$ , причому розміри даних іонів задовольняють ряду  $\text{K}^+ < \text{TEA}^+ < \text{Li}^+$ .

1. Endo M., Takeda T., Kim Y.J., Koshiha K. and Ishii K. High Power Electric Double Layer Capacitor (EDLC's); from Operating Principle to Pore Size Control in Advanced Carbons // Carbon science. – 2001. – Vol. 1, № 3-4. – P. 117-128.
2. Вольфович Ю. М., Сердюк Т. М. Электрохимические конденсаторы // Электрохимия. – 2002. – Т. 38, № 9. – С. 1043-1068.
3. Salitra G., Soffer A., Eliad L., Cohen Y., Aurbach D. Carbon Electrodes for Double-Layer Capacitors I. Relations Between Ion and Pore Dimensions // Journal of The Electrochemical Society. – 2000. – Vol. 147, N. 7. – P. 2486-2493.

## **The electrolyte type dependency of electrochemical capacitors specific capacity**

Merena R.I., Lisovskiy R.P., Rachiy B.I.

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

High temperature treatment influence of nanoporous carbon materials (NCM) on the electrolyte/NCM system electric double layer parameters was studied.

## **Радіальні та обертальні коливання у двостінкових вуглецевих нанотрубках**

Марченко С.В., Завальнюк В.

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

Двостінкова вуглецева нанотрубках являє собою коаксіальну систему двох одностінкових нанотрубок [1] різних діаметрів. У природних модифікаціях двостінкових нанотрубок відстань між трубками близька до відстані між шарами графіта, тобто біля 0,34 нм. У квазіконтинуальному наближенні взаємодію між трубками прийнято описувати як Ван-дер-Ваальсову [2].

Вочевидь, що при ненульовій температурі буде мати місце коливання нанотрубок такої системи. Можна розрізнити повздовжні, обертальні та радіальні коливання.

В рамках вказаного наближення розраховані основні характеристики радіальних та коливальних коливань в залежності від температури. Розглянуто моделі можливих штучних конфігурацій систем вкладених нанотрубок, різниця радіусів яких значно більша за міжшарову відстань в графіті.

1. S. Iijima, Nature, Helical Microtubules of Grafitic Carbon. – 1991. – Т. 354. – 56.
2. L.A. Girifalco, Miroslav Hodak, and Roland S. Lee, Carbon nanotubes, buckyballs, ropes, and a universal graphitic potential, Phys. Rev. B – 2000. –Т. 62. – 13 – 104

## **Radial and Rotational Oscillations of Double-Walled Carbon Nanotubes**

Marchenko S., Zavalniuk V.

*Odesa I.I. Mechnikov National University, Odesa, Ukraine*

A simplified model of the radial and rotational oscillations in double-walled carbon nanotubes is developed. The form for the radial and rotational effective potentials and corresponding oscillations frequencies are derived depending on interacting tubes parameters, such as diameters and chiralities.

## Синтез ориентированных массивов нанотрубок диоксида титана

Мирончик Е.В., Шишкин Н.Я.

*Белорусский Государственный Технологический Университет, Минск, Беларусь*

Интерес к диоксиду титана связан с его уникальными физическими и химическими свойствами: сенсорными и каталитическими. Для него, как и для многих фотокатализаторов, остаются нерешёнными такие проблемы, как эффективное использование спектра солнечного излучения и низкая эффективность поглощения излучения падающего под углом к поверхности.

Решением части этих проблем является разработка фотоэлектрокаталитических электродных материалов на основе нанотрубок из диоксида титана (НТДТ). Такая структура позволяет эффективно поглощать световое излучение независимо от угла падения к поверхности последнего, создавать развитую поверхность переходных слоёв.

Основными методами синтеза различных наноразмерных форм диоксида титана являются химические темплатные. Однако значительно больший интерес представляет электрохимический метод получения НТДТ путем анодного окисления металлического титана.

Пористые анодные плёнки непосредственно можно использовать в качестве фотоэлектродов, также формировать на их основе сложные структуры с гетеропереходами.

Подобное исследование тем более актуально, что в литературе приводится очень мало сведений о методах построения подобных систем и изучению их фотоэлектрохимических свойств. По-видимому, это связано с тем, что наноразмерные структурированные массивы из диоксида титана научились получать относительно недавно.

Основой электролита для электрохимического окисления металлического титана в режиме получения НТ может выступать вода, спирты и другие органические соединения, однако для роста НТДТ в состав электролита обязательно должен входить фторид-ион.

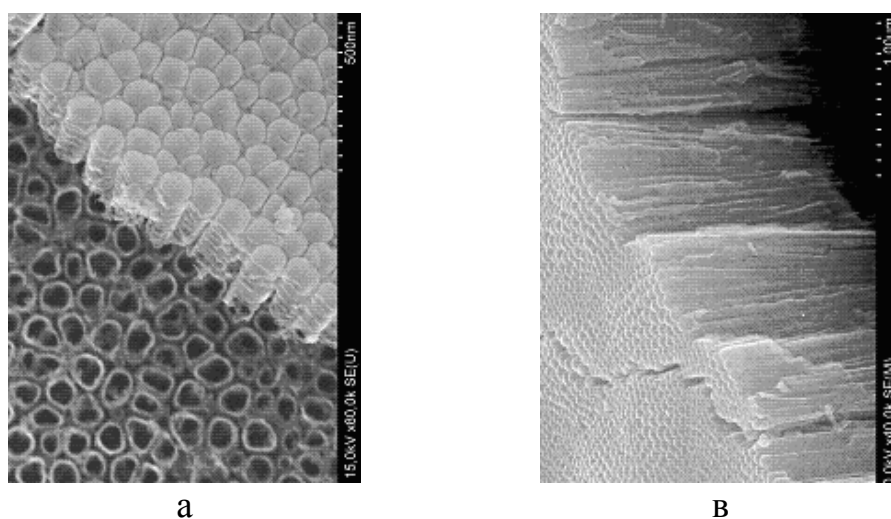
Нами были определены условия анодирования титана в водных растворах HF и с различными добавками, при которых происходит рост оксидной плёнки в виде нанотрубок. Определены оптимальные условия: концентрация HF около 1% масс. и напряжение между электродами  $U = 20$  В (расстояние между электродами 4 см). Нанотрубки образуют плотную, однородную решетку. Вершинки трубок открыты, а низ – закрыт (рисунок 1, а).

Диаметр трубок, лежащий в пределах 25-65 нм, увеличивается с ростом напряжения окисления и времени анодирования. Однако их длина



(около 500 нм) не зависит от времени анодирования и определяется условием достижения динамического равновесия, когда скорость роста оксидной плёнки равна скорости растворения последней в растворе HF.

Нами также определены условия анодирования титана в неводных растворах  $\text{NH}_4\text{F}$ , при которых происходит рост оксидной плёнки в виде нанотрубок. Концентрация  $\text{NH}_4\text{F}$  0,25-0,75 % масс. и напряжение 10-50 В (расстояние между электродами 4 см). В качестве основы электролита использовались диметилсульфоксид, глицерин, этиленгликоль и их смеси. Определены закономерности роста нанотрубок, в зависимости от условий анодирования. В отличие от нанотрубок, полученных в водных растворах HF, их длина зависит от времени анодирования. Высота слоя около 1,5 мкм (рисунок 1, в) при времени анодирования равном 60 минут.



**Рис. 1.** РЭМ массивов оксида титана а Нанотрубки полученные в водном электролите в. Нанотрубки полученные в неводном электролите

Плётка оксида титана рентгеноаморфна, а после отжига на воздухе появляются пики, соответствующие структуре и анатаза и рутила.

Построена диаграмма распределения нанотрубок по диаметрам для образцов, полученных при напряжении анодирования 20 В (HF = 1% масс.), и оценена удельная площадь поверхности диоксида титана. Максимум распределения приходится на диаметр 40 нм. Расчётная удельная площадь поверхности равна около 50 м<sup>2</sup>.

### The Fabrication of Ordered Titania Nanotube Arrays

Mironchik Y.V., Shishkin N. Y.

*Belarusian State Technological University, Minsk, Belarus*

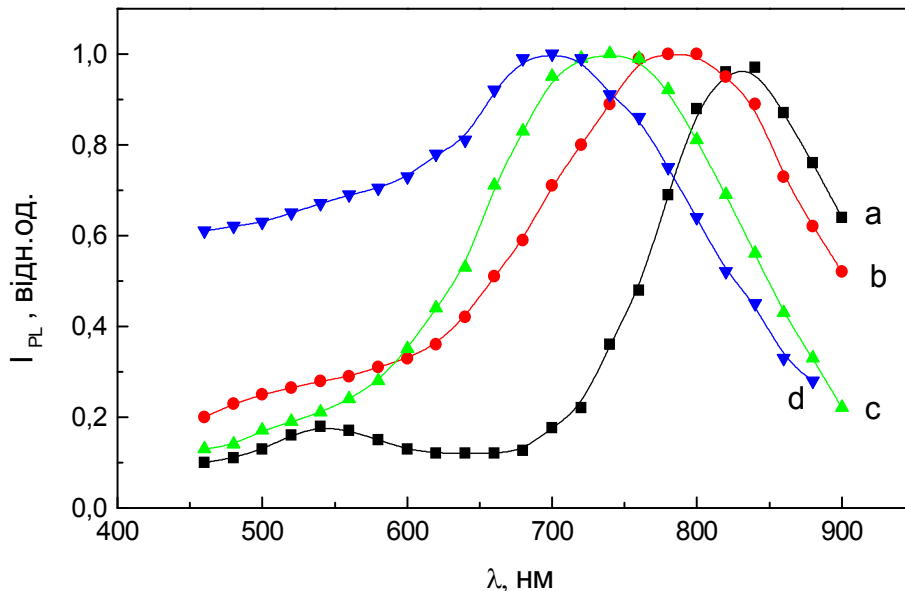
The fabrication and properties of highly ordered titania nanotube arrays by anodic oxidation of titanium in fluoride-based electrolytes are investigated. The ability to fabricate nanotube arrays by varying anodisation parameters including electrolyte concentration and voltage are investigated.

## Вплив селективного травлення на спектри випромінювання нанокристалів кремнію в матриці $\text{SiO}_x$

Михайловська К.В., Індутний І.З., Шепелявий П.Є.

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

В даній роботі представлені результати перших досліджень залежності спектрів фотолюмінісценції (ФЛ) поруватих світловипромінюючих  $\text{nc-Si-SiO}_x$  структур, що містять у собі нанокристали кремнію  $\text{nc-Si}$  в матриці  $\text{SiO}_x$ , від часу їх селективного травлення. Тонкоплівкові структури  $\text{nc-Si-SiO}_x$  одержували за допомогою термічного випаровування у вакуумі монооксиду кремнію та скісного осадження на  $\text{c-Si}$  підкладинки, розміщені під кутом  $75^\circ$  між нормаллю до поверхні підкладинки та напрямом на випаровувач. Одержані зразки відпалювали в вакуумі при температурі  $1020^\circ\text{C}$  внаслідок чого в плівках  $\text{SiO}_x$  формувались нанокристали кремнію ( $\text{nc-Si}$ ). Дослідження за допомогою високороздільного електронного мікроскопа ZEISS EVO 50XVP засвідчили, що структура плівок складається з чітких колон, які мають певну орієнтацію росту, а їх діаметр змінюється в межах 10-100 нм. Для кута осадження  $75^\circ$  поруватість плівок (об'єм пор) становила  $\approx 53\%$ . При високотемпературному відпалі плівок відбувалось термостимульоване формування нановключень кремнію в обмеженому об'ємі  $\text{SiO}_x$  колон, що приводило до формування  $\text{nc-Si}$  меншого розміру ніж у суцільних плівках того ж самого складу (x).



*Спектри ФЛ  $\text{nc-Si}$  в матриці  $\text{SiO}_x$  до травлення структури  $\text{nc-Si-SiO}_x$  (a) і після її травлення на протязі 50, 90, і 130 с – криві b, c, і d, відповідно.*

Спектри ФЛ структур  $\text{nc-Si-SiO}_x$  досліджувались при кімнатній температурі, збудження ФЛ здійснювалось випромінюванням азотного лазера на довжині хвилі 337 нм. Отримані спектри характеризуються

широкою інтенсивною смугою, максимум якої розташований в ближньому ІЧ-діапазоні при 840 нм. Ця смуга пов'язана з випромінювальною рекомбінацією екситонів в нанокластерах кремнію в оточенні оксидної матриці. Після травлення зразків nc-Si-SiO<sub>x</sub> в однопроцентному розчині плавикової кислоти спектральний склад і інтенсивність випромінювання суттєво змінюються. Нормовані спектри ФЛ плівки до (крива a) і після травлення на протязі 50, 90 і 110 с (криві b, c і d – відповідно) показані на рисунку. Зі збільшенням часу травлення збільшується випромінювання у видимій області спектру (450-700 нм). Отримана залежність положень максимумів ФЛ від часу травлення демонструє чіткий прояв “блакитного зміщення” який, згідно з квантово-розмірним ефектом, пов'язується зі зменшенням розмірів nc-Si. На нашу думку, зменшення розмірів nc-Si відбувається внаслідок доокислення атомів кремнію на зовнішніх моношарах nc-Si після розчинення матриці навколо нанокристалів. За рахунок цього зменшується розмір кристалічного Si-ядра і спектр ФЛ зміщується в короткохвильову область. Встановлено, що під дією УФ світла пасивація обірваних зв'язків кремнію на поверхні нанокластерів прискорюється.

Таким чином, використовуючи селективне травлення шарів nc-Si-SiO<sub>x</sub> в даній роботі вдалось досягти плавного зменшення розмірів nc-Si в SiO<sub>x</sub> матриці і, отримати зміни їх спектрів випромінювання у вигляді суттєвого зсуву максимуму ФЛ з інфрачервоного у видимий діапазон спектру.

### **Effect of selective etching on the emission spectra of nanocrystalline Si in SiO<sub>x</sub> matrix**

Michailovska K.V., Indutnyi I.Z., Shepeliavyi P.E.

*Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine*

We report on a simple way to control the photoluminescence (PL) from silicon nanocrystals (nc-Si) in porous oblique deposited SiO<sub>x</sub> films. The achievement has been realized through selective etching in solution of hydrofluoric acid, which effectively modify the nc-Si size. It results in considerable blueshift of PL peak.

### **Свет и его корпускулярные размерно-массовые характеристики нанометрического уровня**

Настасенко В.А.

*Херсонский государственный морской институт, Херсон, Украина*

Работа относится ко всем сферам физики, где используется световое и волновое излучение, в частности – к квантовой физике, физике твердого тела, молекулярной физике, оптической физике, физике электромагнитных

волн и полей, которые широко используются в нанотехнологиях. При этом волновая и корпускулярная природа света изучалась на протяжении нескольких веков и являлась предметом спора многих ученых мира, в т.ч. – Майкельсона и Лоренса, сторонников волновой теории Максвелла, с Эйнштейном, окончательно доказавшим корпускулярное строение света, которое предваряли открытое Лебедевым давление света [1]. Однако до настоящего времени размерно-массовые параметры корпускул (основных их характеристик, как вещества, без которых в принципе невозможно его определение), так и не найдены. Решение этой задачи составляют главную цель выполняемой работы, что отвечает научным интересам всех научных организаций и ученых всех стран мира, ведущих исследования в области теории света и в других сферах прикладной и теоретической физики, т.к. она влияет на понимание основ мироздания и выяснение вытекающих из этого законов и закономерностей, поэтому является актуальной и важной.

Уникальность света, как волнового излучения, заключается в том, что он наблюдаем невооруженным глазом человека, легко преломляется, разлагается в спектр и фокусируется в пучки простыми устройствами, что облегчает его исследование, по сравнению с другими видами волновых излучений, а в рамках их общности – может на них транспонироваться.

Следует учесть, что в настоящее время свет считается не имеющим массы, т.к. из волнового закона де Бройля для излучения энергии  $E_\nu = h\nu$  и закона Эйнштейна о связи массы и энергии  $E = mc^2$ , вытекает, что при увеличении частот излучения (или адекватном им уменьшении длин волн от красных до фиолетовых в световом спектре), масса всех лучей света должна быть различной, что противоречит условиям их распространения во Вселенной (иначе при прохождении их мимо объектов – носителей массы, их различное притяжение, в рамках закона всемирного тяготения, привело бы к сиянию ныне черного космоса всеми цветами радуги).

Вместе с тем, наличие гравитационной и инерционной масс лучей света, в дополнение к открытому Лебедевым давлению света и открытому Томпсоном явлению фотоэффекта – выбивания имеющих реальную массу электронов, "не имеющими массы" фотонами, предполагает возможность существования массы у светового излучения, но ее признание исключается указанной выше разностью в массе лучей света при разной длине их волн.

Однако анализ, проведенный на базе открытого в работе [2] нового реального физического смысла постоянной Планка показал, что решение данной задачи возможно, при исключении разности в массе корпускул.

Сущность выполняемых для этого работ заключается в следующем:

1. В настоящее время постоянную Планка  $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34}$  (Дж·с), в рамках ее размерности (Дж·с), считают импульсом энергии, излучаемой при теплопередаче неделимыми квантами, кратными величине  $h$ . Однако это энергетическое определение сущности постоянной Планка не является строгим, т.к. неясно, что за энергию отражает величина  $h$ . Признать ее

минимальным квантом энергии нельзя, что вытекает из волнового закона де Бройля для энергии излучения, исходя из которого, при частоте  $\nu < 1$  Гц возможно появление энергий  $E_\nu$  меньших, чем постоянная Планка  $h$ .

2. В предложенном в работе [2] определении истинного физического смысла постоянной Планка  $h$ , ее прежнее толкование, как импульса энергии, заменено на новое – это квант энергии в одном частотном импульсе, что хорошо согласуется с реальным физическим смыслом закона де Бройля  $E_\nu = h\nu$  и существенно расширяет знания о материальном мире в целом.

3. Из нового определения постоянной Планка вытекает постоянство энергии в одном частном импульсе, поэтому, в рамках связи энергии и массы по закону Эйнштейна  $E = mc^2$ , можно утверждать, что квант массы  $m_h$  в одном частотном импульсе  $\nu_1 = 1 \text{ с}^{-1}$  также является фундаментальной физической константой:

$$m_h = h\nu_1/c^2 = 6,6260755 \cdot 10^{-34} \text{ (Дж}\cdot\text{с)} \cdot 1 \text{ (с}^{-1}\text{)} / (0,299792458 \cdot 10^9 \text{ (м/с)})^2 = 0,73725033 \cdot 10^{-50} \text{ (кг)}.$$

Такая величина постоянной массы корпускул света, излучаемых с частотой  $\nu$ , хорошо согласуется с гравитационной и инерционной массами лучей света и другими необъяснимыми ранее эффектами. В предлагаемой работе приведены строгие доказательства всех выдвинутых положений.

1. Физический энциклопедический словарь /Под общ. ред. А.М.Прохорова // Д.М. Алексеев, А.М. Бонч-Бруевич, А.С. Воронов-Романов и др. – М.: Сов. Энциклопедия. – 1983. – 928 с.
2. Настасенко В.А. Фундаментальные физические константы и их новый физический смысл. – Херсон: ХГМИ. Изд-во "Айлант". – 2008. – 32 с.

### **Light and Its Corpuscular of Size-Mass Characteristics of Nanometrical Level**

Nastasenko V.A.

*Kherson state maritime university. Kherson, Ukraine*

In the paper it is shown that within the framework of radiation of energy by quantum sizes which are equal to the constant of Planks  $h = 6.6260755 \cdot 10^{-34}$  (J s), can be found the weight of radiation of one individual pulse, a component size  $m_h = 0.73725033 \cdot 10^{-50}$  (kg), which will well be coordinated to earlier open sizes of gravitational and inertial weights at light radiation and on a strict basis proves presence at this of weight and its corpuscular structure.

## **Кристалізація аморфних сплавів на основі заліза під впливом лазерного випромінювання.**

Никируй Ю.С., Мудрий С.І.

*Фізичний факультет Львівського національного університету імені Івана Франка,  
Львів, Україна*

На сьогодні аморфні металічні сплави продовжують цікавити дослідників як речовини у яких проявляються багато унікальних фізичних явищ. В першу чергу це стосується процесу кристалізації, який може керуватись багатьма чинниками, серед яких головними є наявність домішок, термодинамічні та кінетичні умови нагрівання. Вибираючи певні умови кристалізації, а також спеціальні домішки, вдається отримати нанокристалічні фази різного розміру.

В даній роботі запропоновано використання лазерного випромінювання для створення термодинамічних та кінетичних умов росту нанокристалів у аморфних металічних сплавах. Таке випромінювання тривалий час використовують для отримання аморфних шарів на поверхні металічних сплавів, які проявляють тенденцію до аморфізації шляхом швидкого охолодження. Водночас, надзвичайно важливо як впливає лазерне випромінювання на структуру самих аморфних сплавів навіть за таких умов коли формування наноструктурних фаз ще не спостерігається. Робіт, які стосуються цієї проблеми на сьогодні практично немає. З цієї причини нами вивчався вплив цього випромінювання на макроскопічну і атомарну структуру аморфних матеріалів. Інтерес до таких досліджень існує не лише завдяки фундаментальному інтересу, а також у зв'язку з практичними потребами, пов'язаними з використанням лазера у багатьох технологічних операціях в процесах обробки металів.

Шляхом зміни робочих параметрів лазера розроблено методику створення мікрозони розплаву в аморфних металевих стрічках  $Fe_{73,7}Nb_{2,4}Cu_{1,0}Si_{15,5}B_{7,4}$  і  $Fe_{73,1}Nb_{3,0}Cu_{1,0}Si_{15,5}B_{7,4}$ , товщина яких є відносно малою (10–30 мкм). Внаслідок такої обробки вдається отримати дрібнодисперсну структуру, що сприятиме формуванню покращених механічних властивостей. У випадку магнітних сплавів це забезпечуватиме при певних умовах і кращі магнітні властивості.

Здійснювалось точкове нагрівання під дією лазерного імпульсу з тривалістю до 1 мс і потужністю 30 Вт. Лазерне випромінювання довжиною хвилі 10,6 мкм фокусувалося на поверхні стрічки в пляму діаметром 35 мкм. Зразки відпалювались в атмосфері повітря при нормальних умовах. Здійснювалось нагнітання повітря в зону нагріву, а

зразки закріплювались в одному випадку на підкладку зі скла в другому способом консолі.

Структурні дослідження проводилися методом дифракції рентгенівських променів з використанням дифрактометра з високотемпературною приставкою. Також були проведені мікроскопічні дослідження структури з допомогою растрового електронного мікроскопа..

В процесі нагрівання за умови відсутності нагнітання повітря і закріплення зразка способом консолі спостерігається нормальний ріст мікрокристаліків, розміри яких досягають 10 мкм. Напрямок росту мікрокристалів, що зародилися на границі зони нагріву орієнтований до центру зони. Кількість кристалів, що сформувалися в зоні нагрівання змінювалась залежно від тривалості імпульсу. В процесі нагрівання в умовах нагнітання повітря або наявності підкладки ріст кристалів не відбувається, що спричинено надто великою швидкістю охолодження зони за рахунок нагнітання повітря та віддачі тепла підкладці.

### **Laser radiation influence on crystallization of iron-based amorphous alloys.**

Nykyrui Ju., Mudry S.

Influence of laser radiation on crystallization of  $Fe_{73.7}Nb_{2.4}Cu_{1.0}Si_{15.5}B_{7.4}$  and  $Fe_{73.1}Nb_{3.0}Cu_{1.0}Si_{15.5}B_{7.4}$  amorphous alloys has been studied by means of microscopic and X-ray diffraction methods. It is shown that formation of crystalline phase depends on energetic parameters of laser radiation. The size of crystals varies in wide interval and is different in various zones of sample.

### **Электропроводность наноструктурных материалов**

Новиков В.В., Нежевенко Е.А.

*Одесский Национальный политехнический университет, Одесса, Украина*

В последнее время в качестве новых функциональных материалов используются наноматериалы, обеспечивающие решение многих настоящих и будущих технологических требований. Полимеры, наполненные наночастицами, позволяют получить материалы с уникальными физическими свойствами. Основными факторами, оказывающими влияние на структуру и особенности нанокомпозита со стороны наполнителя, являются размеры частиц, форма и их распределение в матрице полимера. В работе рассматриваются полимерные нанокомпозиты с фрактальной структурой, наполненные сферическими электропроводящими наночастицами металла радиуса  $R$ .

В настоящее время не существует адекватной реальным нанокомпозитам модели и методик расчета их эффективной электропроводности, которые учитывали бы кластеризацию (агрегатизацию) частиц наполнителя и контактную проводимость между

частицами наполнителя. Существующие теории не дают согласия с экспериментальными данными при всех значениях проводимостей составляющих компонентов и во всем диапазоне концентрации наполнителя. Для согласования экспериментальных данных с расчетом эффективной электропроводности нанокомпозита обычно использовались подгоночные параметры и не анализировались механизмы переноса электрона в зоне контакта между частицами наполнителя

При введении в полимер проводящих наночастиц наполнителя формируется разряженная структура фазы наполнителя. При достижении наполнителем критического объема (порога перколяции) образуется проводящая цепочка, и фаза наполнителя становится проводящей. С увеличением концентрации наполнителя число таких цепочек увеличивается. При предельном наполнении нанокомпозита его эффективная электропроводность практически равна контактной проводимости между частицами наполнителя, что позволяет оценить проводимость агрегата (кластера) из частиц наполнителя.

При определении контактной проводимости между частицами наполнителя  $\sigma_k$  рассмотрены условия прохождения электрона в зазоре, заполненном полимером, между двумя проводящими частицами. Средняя контактная проводимость в агрегате (кластере) из частиц наполнителя определена в виде:

$$\sigma_k = 2e^2 \sigma_f / \pi R \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_M,$$

где  $\varphi_M$  – работа выхода электрона из металла;  $e$  - заряд электрона;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость контакта,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $R$  – радиус частиц наполнителя,  $\sigma_f$  – проводимость наполнителя.

Для описания хаотической структуры нанокомпозита использовалась фрактальная модель [1], в которой композит представлен хаотической смесью многогранников двух типов: многогранниками с контактной проводимостью  $\sigma_k$  и многогранниками с проводимостью полимера  $\sigma_p$ . Хаотическая структура из многогранников моделируется решеткой с хаотическим распределением резисторов с двумя видами сопротивлений. Первый сорт резисторов – «хорошо» проводящие (проводимость равна проводимости контакта), второй сорт – «плохо» проводящие (проводимость равна проводимости полимера). Для определения эффективной проводимости полученных решеток используется итерационный метод осреднения [1], состоящий в рассмотрении итерационного роста фрактального множества связей решетки, при котором каждая связь решетки в текущем итерационном шаге заменена решеткой, полученной на предыдущем шаге. На каждом итерационном шаге проводились вычисления проводимости структуры - соединяющего и не соединяющего множества из проводящих связей. Соединяющее множество из проводящих связей связывает пространство решетки между



протиположними сторонами вдоль направлення протекання, а для не соединяющего множества не существует траектории из проводящих связей, соединяющей протиположные стороны решетки. Итерационная процедура приводит к эффективной проводимости нанокомпозита.

Сравнение расчета эффективной проводимости нанокомпозитов с экспериментальными данными [2] показывает на их хорошее согласие. Предложенные фрактальная модель структуры и метод расчета позволяют определить эффективную проводимость нанокомпозита, без использования подгоночных параметров во всем диапазоне концентрации наполнителя при всех значениях проводимостей составляющих компонентов.

1. 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.
2. Ye.P. Mamunya, V.V. Davydenko, P. Pissis, E.V. Lebedev European Polymer Journal. – 2002, №38. – P. 1887-1897.

### **Electrical Conductivity of Nanostructured Materials**

Novikov V.V., Nezhevenko E.A.

*Odessa National polytechnical university, Odessa, Ukraine*

A model for the calculation of effective electrical conductivity of nanostructured polymers is developed. It is based on conductivity between two filler particles separated by matrix polymer as an elementary conductivity event and the application of an iterative averaging method.

### **Вибір умов синтезу колоїдних наночасток CdS хімічним методом**

Нужна Т.П., Тріщук Л.І., Савчук О.А.

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

Одним з найважливіших завдань сучасної нанохімії і наноелектроніки є розробка хімічних методів синтезу напівпровідникових нанокристалів і дослідження їх фізико-хімічних властивостей з метою створення різноманітних приладів стабільних в умовах експлуатації.

В даній роботі проведено експериментальні і теоретичні дослідження процесу одержання колоїдних наночасток CdS в різноманітних середовищах при різних умовах протікання реакції з використанням методів нефелометрії і фотолюмінісценції. В ролі дисперсного середовища були вибрані водні, спиртові, ацетонові і змішані розчинники. Нами було вивчено вплив *pH*, температури середовища, концентрації реагентів і їх співвідношення, тривалість взаємодії реагентів. Досліджено також вплив стабілізаторів на процес росту, формування і

тривалість зберігання нанокристалів CdS, оскільки більшість колоїдних розчинів схильна до коагуляції.

Синтез проводили при 20°C з використанням таких розчинів: 0,01M розчин CdCl<sub>2</sub> марки “х.ч.”, 0,01M Na<sub>2</sub>S · 9H<sub>2</sub>O марки “х.ч.”, 0,1% NaCl марки “х.ч.”, тіосечовина, уротропін. Для приготування розчинів використовували деіонізовану воду, питомий опір якої складав 1,5 Мом. При одержанні колоїдних розчинів зі зміною умов реакції змінювалась дисперсність частин, яку ми фіксували з допомогою вивчення оптичних властивостей.

На практиці при операції осадження важкорозчинних сполук, однією з яких є CdS, утворюються колоїдні розчини, які являють собою дисперсні системи. Розмір часток такої дисперсної фази лежить в інтервалі від 1 до 100 нм. При синтезі наночастинок ми орієнтувалися на властивість колоїдних часток адсорбувати на своїй поверхні молекули розчинника з утворенням сольватної оболонки (у випадку коли дисперсне середовище вода – гідратної). Сольватні оболонки, так само як і адсорбовані іони, обумовлюють стійкість колоїдних розчинів, тому що вони запобігають зближенню колоїдних часток. Адсорбційні явища відіграють головну роль при синтезі наночастинок. При адсорбції часточки, які осідають, набувають однакових електричних зарядів і це запобігає об'єднанню їх в більш крупні агрегати. На границі розділу колоїдної часточки і дисперсного шару, що огортає цю часточку, утворюється подвійний електричний шар. Адсорбція іонів з розчину запобігає випаданню осаду і визначає стійкість колоїдних часточок. Для тривалого зберігання колоїдного розчину наночастинок сульфід кадмію ми застосовували також стабілізатори.

Досить ефективним методом синтезу наночастинок CdS виявився спосіб переривання реакції в певний момент часу з наступною пасивацією поверхні одержаних наночастинок високомолекулярними сполуками.

Найбільш сприятливими умовами для синтезу колоїдних наночастинок CdS були вибрані наступні: в ролі дисперсного середовища застосовували змішаний розчин води і ацетону у співвідношенні 1:2; співвідношення реагентів іонів [Cd]<sup>2+</sup> і іонів [S]<sup>2-</sup> складало 1:1,2; розчин 1% NaCl застосовували для досягнення сприятливої іонної сили розчину (при pH = 3). Методом фотолюмінесценції було підтверджено наявність наночастинок CdS в колоїдному розчині зразу після реакції синтезу і після тривалого зберігання.

### **Choice of synthesis conditions of colloid nanoparticles of CdS by a chemical method**

Nuzhna T.P., Trishchuk L.I., Savchuk O.A.

*V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductors Physics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

This paper is devoted to the experimental researches of preparation process of CdS colloidal nanoparticles. The investigations have been made in

various environments and at the different conditions of reaction flowing. Influence of stabilizers on the growth process, forming, and duration of storage of nanoparticles of CdS have been investigated.

## **Температурные зависимости гальваномагнитных свойств в пленках висмута, легированного теллуром**

Орлова Д.С., Рогачева Е.И.

*Национальный технический университет  
«Харьковский Политехнический Институт», Харьков, Украина*

Интенсивное развитие нанотехнологий вновь привлекло внимание к исследованию материалов на основе Bi, благодаря его уникальным электронным свойствам, которые обуславливают возможность наблюдения квантовых размерных эффектов [1]. Теллур относится к числу основных донорных примесей в Bi, введение которой позволяет управлять концентрацией электронов и, соответственно, гальваномагнитными, термоэлектрическими и другими свойствами [2]. Это стимулирует более детальное изучение влияния Te на свойства кристаллов и низкоразмерных структур на основе висмута.

Цель настоящей работы – исследовать температурные зависимости концентрации  $n$  и подвижности  $\mu$  электронов в пленках висмута, легированного теллуром, и сопоставить полученные зависимости  $n(T)$  и  $\mu(T)$  для массивных и тонкопленочных образцов.

Пленки толщиной  $d = 190$  нм получали методом термического испарения шихты  $\text{Bi}_{99.5}\text{Te}_{0.5}$  в вакууме ( $10^{-5}$ - $10^{-6}$  Па) и последующей конденсации на подложки из слюды при температуре  $\approx 380$  К. Измерения коэффициента Холла  $R_H$  и электропроводности  $\sigma$  проводили в интервале температур 80-300 К методом постоянного магнитного поля и постоянного тока через образец. Подвижность электронов  $\mu$  определялась по формуле  $\mu = R_H \sigma$ , а концентрацию электронов как  $n = 1/(e \cdot R_H)$ , где  $e$  - заряд электрона.

Измерения  $R_H$  показали, что полученная пленка висмута, легированного теллуром, также как и исходный кристалл  $\text{Bi}_{99.5}\text{Te}_{0.5}$  обладали электронным типом проводимости.

Было установлено, что концентрация электронов в тонких пленках Bi<Te> несколько выше, чем в исходной шихте, то есть в тонкопленочном состоянии происходит более глубокое легирование висмута теллуром, чем в объемном. С уменьшением температуры концентрация электронов в пленке оставалась практически постоянной, в отличие от исходного кристалла, в котором  $n$  с убыванием температуры монотонно возрастала.

Было обнаружено, что подвижность носителей заряда (электронов) в пленках уменьшается в  $\sim 5$  раз по сравнению с объемным кристаллом, что

естественно связать как с ростом концентрации электронов, так и с увеличением вклада поверхностного рассеяния в тонкопленочном состоянии. Подвижность в пленке монотонно уменьшается с ростом температуры, как и в исходном кристалле. Степенной коэффициент в температурной зависимости подвижности электронов в пленке Bi<Te> практически не изменился по сравнению с объемным кристаллом, оставаясь равным  $\sim 0.5$ .

Данная работа выполнена при поддержке ДФФД МОН Украины (договор № ФУ / 408-2008).

1. M.S. Dresselhaus et.al. Semiconductors and Semimetals: Recent Trends in Thermoelectric Materials Research III // San Diego, CA: "Academic Press". – 2001. – P. 1-121.
2. Д.С. Орлова, Е.И. Рогачева. Влияние теллура на гальваномагнитные свойства висмута // Нові технології. – 2008. – Т. 1, № 19. – С. 52-57.

### **The temperature dependences of the galvanomagnetic properties in the thin films of the Te-doped bismuth**

Orlova D.S., Rogacheva E.I.

*National Technical University "Kharkov Polytechnical Institute", Kharkov, Ukraine*

The temperature dependences of the electron mobility  $\mu$  and electron concentration  $n$  were studied for the thin films of the Te-doped bismuth obtained by the thermal evaporation in vacuum. It was shown that the transition from the bulk to the thin films led to the increase in the electron concentration and to a change of the  $n(T)$  behavior.

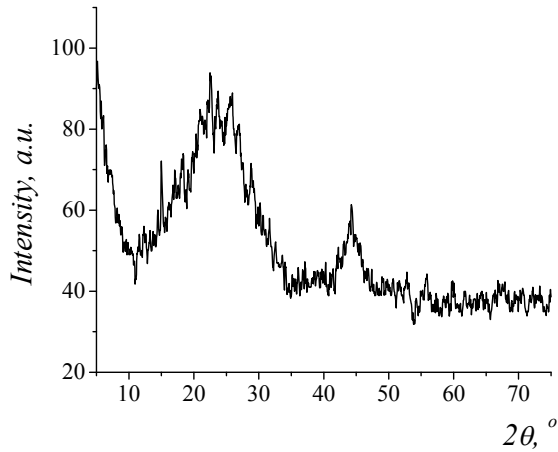
### **Вплив FeCl<sub>3</sub>-інтеркаляційної модифікації нанопористого вугілля на структуру і властивості подвійного електричного шару межі його розділу з електролітом**

Покладок Н.Т.<sup>1</sup>, Григорчак І.І.<sup>1</sup>, Мокляк В.В.<sup>2</sup>

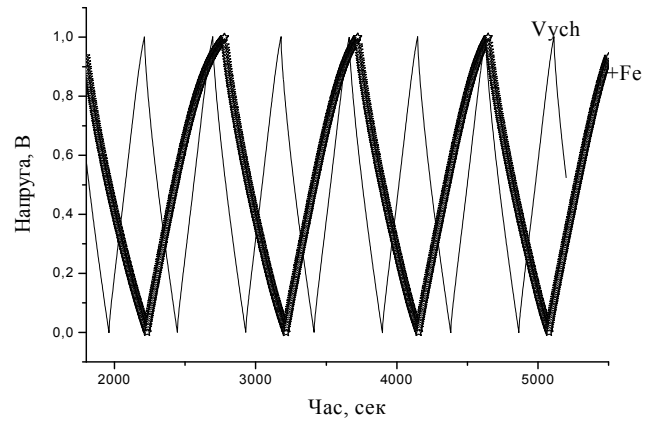
<sup>1</sup>*Національний університет "Львівська політехніка", Львів, Україна*

<sup>2</sup>*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*

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 гельмгольцевої 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.



**Рис. 1.** Рентгенодифрактограма активованого вугілля після  $FeCl_3$ -інтеркаляційної модифікації



**Рис. 2.** Гальваностатичні цикли заряд-розряд для вихідного активованого вугілля та після  $FeCl_3$ -інтеркаляційної модифікації

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 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 зміни її пористої 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.

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 FeCl<sub>3</sub>-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>, Mokliak V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>National University "Lvivs'ka Polytechnica", Lviv, 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

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.

### **Поглинання гіперзвуку при внутріньозонних електронних переходах в прямолінійному графеновому дроті**

Рувінський Б.М.<sup>1</sup>, Рувінський М.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, Івано-Франківськ, Україна

<sup>2</sup> Прикарпатський національний університет ім.В.Стефаника, Івано-Франківськ, Україна

Двовимірні кристали графену є представниками нових матеріалів, перспективних для розвитку мікро- і наноелектроніки у посткремнієву еру.

Актуальними стають також дослідження з квантової акустики мезоскопічних і наноструктурних матеріалів [1]. Метою даної роботи є теоретичне дослідження внутрішньозонного механізму поглинання гіперзвуку електронами прямолінійного графенового дроту. Розглянуто модель плоского графенового дроту з необмеженою довжиною в напрямку осі  $x$ , шириною  $2d$  в напрямку осі  $y$  і потенціальною енергією  $w(y) = -w_0$  при  $|y| \leq d$  і  $w(y) = 0$  при  $y < -d$  і  $y > d$  для носіїв заряду. Розраховано дисперсійні криві обмежених акустичних фононів гібридних мод для різних ширин графенового дроту. При низьких температурах основним механізмом поглинання гіперзвуку в розглянутій моделі є електронний механізм при внутрішньозонних переходах. Отримано спектральні залежності коефіцієнта поглинання найнижчої моди гіперзвуку, які в значній мірі визначаються різними законами дисперсії діраківських зв'язаних електронних станів [2], істотно залежних від глибини  $w_0$  потенціальної ями і ширини смужки графену. Для лінійних законів дисперсії екранування електрон-фононої взаємодії носіями заряду виявилось незначним для високочастотного звуку. Акустичні властивості графенового дроту можуть бути цікавими для акустоелектроніки і наноакустики.

1. Рувинский М.А., Рувинский Б.М. Поглощение гиперзвука фононами в прямоугольной квантовой проволоке // ФТТ. – 2007. – Т. 49, №1. – С. 2076-2082.
2. Тудоровский Т.Я., Чаплик А.В. Пространственно неоднородные состояния носителей заряда в графене // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 84, №11. – С. 735-739.

**Hypersonic attenuation in straight-line graphene wire for the intraband electron transitions**

Ruvinskii B.M.<sup>1</sup>, Ruvinskii M.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas  
Ivano-Frankivsk, Ukraine*

<sup>2</sup> *'Vasyl Stefanyk' Precarpathian National University  
Ivano-Frankivsk, Ukraine*

The attenuation of hypersound owing to the electron intraband transitions in a straight-line graphene wires has been investigated. As shown theoretically, the spectral dependences of hypersonic attenuation reveal the characteristic specialities of different dispersion laws of Dirac electron states and the other quantum-dimensional restrictions for electrons and phonons in the straight-line graphene wires.

## Міжзонний механізм поглинання гіперзвуку в графеновому дроті

Рувінський М.А.<sup>1</sup>, Рувінський Б.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Прикарпатський національний університет ім.В.Стефаника,  
Івано-Франківськ, Україна

<sup>2</sup> Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,  
Івано-Франківськ, Україна

Крім величезної кількості робіт, присвячених унікальним електричним і оптичним властивостям безмежного графену, актуальними стають також дослідження обмежених структур графену і, зокрема, їх акустичних властивостей. З точки зору теорії графен є об'єктом "релятивістської" фізики твердого тіла, оскільки носії заряду в ньому описуються релятивістським рівнянням Дірака [1], а не рівнянням Шредінгера.

Метою даної роботи є визначення коефіцієнтів електронного поглинання найнижчої моди гіперзвуку при міжзонних переходах в графеновому дроті, моделлю якого є прямолінійна смужка графену із скінченною одновірною потенціальною ямою для носіїв заряду. Хвильова функція електронів є двокомпонентним спінором біля К-точки зони Бріллюена. Найбільш важливим виявляється граничний випадок [2] лінійного закону дисперсії  $E_{k,s} = s\hbar|\vec{k}|\tilde{v}_F$  при  $|\vec{k}| \ll q_0$ , де  $\tilde{v}_F = u|\cos(2q_0d)|$ ,  $\cos(2q_0d) \neq 0$ ,  $q_0 = w_0 / \hbar u$ ,  $w_0$  – глибина потенціальної ями,  $2d$  – ширина дроту,  $u = 10^8$  см/с – характерна для графену фермієвська швидкість,  $s = +1$  відповідає зоні провідності, а  $s = -1$  – валентній зоні. Зв'язаний електронний стан існує в напрямку осі  $y$  (ширини дроту), а в напрямку осі  $x$  дроту – трансляційний рух електрона з хвильовим вектором  $\vec{k}$ . Міжзонний механізм поглинання гіперзвуку внаслідок законів збереження енергії та імпульсу має місце лише при  $c_\gamma > \tilde{v}_F$ , в той час як внутрішньозонний механізм – при  $c_\gamma < \tilde{v}_F$ , де  $c_\gamma$  – фазова швидкість фонона гіперзвуку з хвильовим вектором  $\vec{\gamma}$ , напрямленим вздовж осі дроту. Для прояву міжзонного механізму в даному випадку повинна виконуватись умова  $0 < |\cos(2q_0d)| < (c_\gamma / u)$ , пов'язана з глибиною потенціальної ями і шириною дроту. Отримано спектральні залежності міжзонного поглинання гіперзвуку. Показано, що в розглянутій моделі при низьких температурах, крім внутрішньозонного механізму поглинання гіперзвуку, слід враховувати також і міжзонний механізм, при дослідженні якого виникає, зокрема, можливість визначення глибини потенціальної ями графенового дроту.

1. Geim A.K., Novoselov K.S. The rise of graphene // Nature materials. – 2007. – Т. 6. – Р. 183-191.



2. Тудоровский Т.Я., Чаплик А.В. Пространственно неоднородные состояния носителей заряда в графене // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т.84, №11. – С. 735-739.

### **Interband mechanism of hypersonic attenuation in graphene wire**

Ruvinskii M.A.<sup>1</sup>, Ruvinskii B.M.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> *Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas  
Ivano-Frankivsk, Ukraine*

Interband electron mechanism of hypersonic attenuation in a straight-line graphene wires has been considered theoretically. The attenuation coefficients of confined acoustic phonons of hypersound with taking into account the dispersion laws of Dirac electron states have been determined. The comparison with the intraband electron mechanism of hypersonic attenuation in the straight-line graphene wires has been fulfilled.

### **Моніторинг процесу росту нанокристалів CdMnS методами оптичної та магнітооптичної спектроскопії**

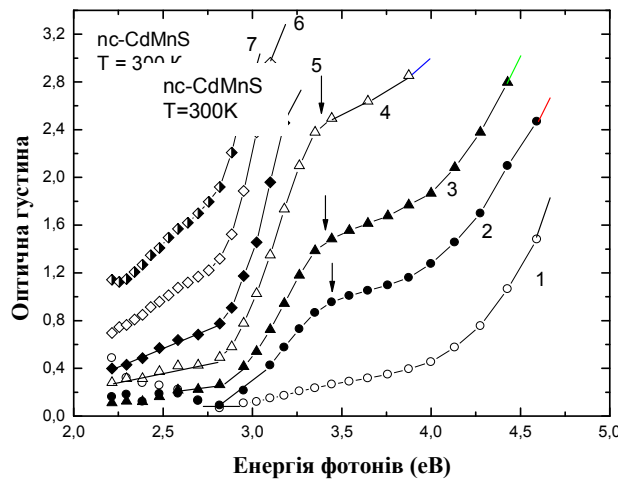
Савчук А.Й., Федів В.І., Остафійчук Д.І., Іванчак С.А., Маковій В.В.

*Чернівецький національний університет, Чернівці, Україна*

За останні два десятиліття значно зросла зацікавленість дослідників до низькорозмірних структур на основі напівмагнітних напівпровідників (НМН). Зокрема, нанокристали НМН нині розглядаються як перспективні об'єкти для спінтроники. На сьогоднішній день розроблено декілька методик для отримання наночастинок НМН, впроваджених в різні діелектричні матриці. При використанні будь-якої технологічної методики важливим є забезпечення безпосереднього контролю за процесом росту нанокристалів та можливості впливу на цей процес. В представленій роботі для вирощування нанокристалів CdMnS використано методи колоїдної хімії. Синтез наночастинок проводився у водному розчині, а вихідними реагентами слугували CdCl<sub>2</sub>, MnCl<sub>2</sub>, Na<sub>2</sub>S. Як стабілізатори наночастинок були використані полівініловий спирт (ПВС) і меркаптоетанол. Кількість напівпровідникової фази відносно базової матриці та розмір наночастинок контролювалися зміною відношення вихідних реагентів і концентрацією стабілізаторів. Теоретичний розрахунок ймовірності перебігу хімічних реакцій у багатокомпонентній системі Cd<sup>2+</sup>-Mn<sup>2+</sup>-S<sup>2-</sup>-H<sub>2</sub>O при синтезі колоїдних наночастинок дозволив встановити оптимальні умови синтезу. Враховуючи діаграми розподілу іонних і молекулярних форм Cd, Mn та S залежно від концентрації солей та рН середовища, графіки залежностей рН на початку утворення осадів

гідрооксидів і сульфідів Cd та Mn від концентрації солей, границі кінетичної та термодинамічної стійкості осадів сульфідів, визначено оптимальні діапазони молярної концентрації вихідних компонентів і величини рН середовища для синтезу методом адсорбційного легування у процесі росту наночастинок  $Cd_{1-x}Mn_xS$ . Встановлено, що оптимальними концентраціями солей є концентрації ( $10^{-4}$ – $10^{-2}$ ) моль/л, а оптимальні значення рН середовища змінюються в межах (3–5). Хімічний синтез наночастинок у водному середовищі проводився в присутності стабілізуючих агентів, які зв'язуються з поверхневими атомами наночастинок, що в свою чергу призводить до стабілізації і перешкоджання неконтрольованого росту і агрегації наночастинок.

Утворення наночастинок контролювалося поетапним вимірюванням спектрів поглинання та фарадеївського обертання в залежності від концентрації вихідних компонент. Дослідження оптичного поглинання та магнітооптичного ефекту Фарадея проводилося на спектральному вимірювальному комплексі до складу якого входили дифракційний монохроматор МДР-23, електромагніт СП-58Б, гелієвий та азотний криостати. На Рис. 1 представлена спектральна залежність оптичної



**Рис. 1.** Спектри оптичної густини колоїдів CdS:Mn (1 – для вихідного розчину меркаптоетанолу; 2,3,4,5,6,7 – для колоїдів наночастинок CdS:Mn при збільшенні кількості прекурсорів в розчині).

густини колоїдів наночастинок CdS:Mn в динаміці їхнього росту при зміні кількості вихідних компонент в розчині. Екситонна структура (показана стрілкою) на наведених кривих свідчить про відносно вузький розподіл за розмірами синтезованих наночастинок. Відсутність зсуву екситонної лінії є доказом незалежності розмірів синтезованих наночастинок від концентрації вихідних компонент. Зростання оптичної густини із ростом концентрації солей свідчить про збільшення кількості наночастинок в одиниці об'єму колоїду. Оцінений розмір наночастинок для наведеного випадку складає 12 нм.

Аналогічний моніторинг процесу росту нанокристалів проводився також методом магнітооптичної спектроскопії. В цьому випадку за результатами спектрів фарадеївського обертання можна було робити висновки про впровадження магнітних іонів в наночастинки НМН.

### **Monitoring of growth process of CdMnS nanocrystals by optical and magneto-optical spectroscopy methods**

Savchuk A.I., Fediv V.I., Ostafiychuk D.I., Ivanchak S.A., Makoviy V.V.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

Mn-doped CdS nanocrystals were synthesized by colloidal chemistry method using cadmium chloride, manganese chloride and sodium sulfide as starting materials. Polyvinylalcohol was used as a capping reagent. Optical absorption and Faraday rotation spectra measurements were applied for “in situ” monitoring of growth process.

### **Комп'ютерне дослідження деформації і руйнування наокристалів із структурою флюориту при стискуванні**

Салій Я.П., Фреїк І.М.

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

Великий інтерес до створення наноструктурних приладів і пристроїв ставить питання про опис і прогноз властивостей їх компонентів. Зазвичай для цих цілей використовується молекулярно-динамічне моделювання. Кристалічний  $\text{CaF}_2$  є суперіонним провідником, і при достатньо високих температурах система іонів фтору усередині стабільної підґратки кальцію поводить як рідина. Раніше нами з іонів з міжатомним потенціалом взаємодії Борна-Майєра отримані моделі рівноважних кристалів ізомеричної форми з діаметром 10 міжатомних проміжків із структурою типу  $\text{NaCl}$  і  $\text{CaF}_2$  залежно від заряду іонів. Ця робота проведена з метою оцінки міцнісних властивостей кристалів із структурою флюориту і порівняння їх з експериментальними даними. Для цього реалізований метод визначення міцності модельних кристалів, близький до методам, вживаним в умовах звичайної статистики.

Методом молекулярної динаміки побудовані моделі кристалічного (при 340-1200 До) фториду кальцію, що містять 448 іонів в основному зразку з вільними граничними умовами. Проводили прогони до 20000 кроків за часом. Виконано комп'ютерне моделювання, досліджені на міцність і руйнування кристали із структурою флюориту. Отримані дані про температурну залежність деформації і руйнуванні ідеальних кристалів при їх стискуванні уподовж [110]. Підтверджена немонотонність залежності межі пружності від температури, раніше виявлена експериментально в кристалах  $\text{CaF}_2$  і  $\text{BaF}_2$ . На мікрорівні прослідкували пружнопластичну деформацію і руйнування кристалів.

## Синтез нанорозмірних покриттів BN

Силенко П.М., Шлапак А.М., Дьячков П.М.

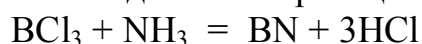
*Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
Київ, Україна*

До відкритих в 1991 році вуглецевих нанотрубок був проявлений великий інтерес дослідників із-за їх чудових електронних, механічних та термічних властивостей і було ініційовано велику кількість експериментальних досліджень властивостей цих нових структур і конструювання на нанотрубках різноманітних молекулярних електронних пристроїв, таких як нанотранзистори, нанодіоди, електромеханічних наноперетворювачів, а також дисплеїв, сенсори і т. д. [1].

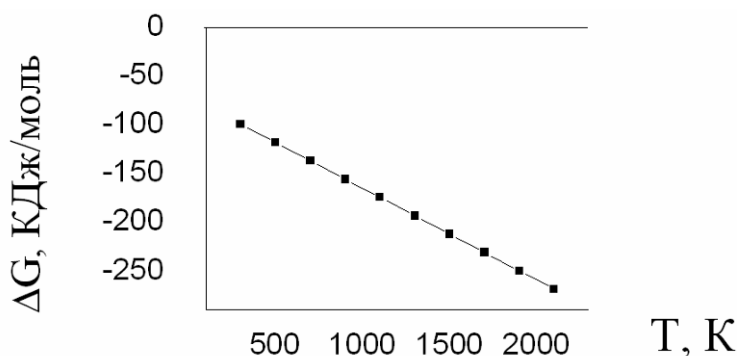
В той же час, поки-що не вдається синтезувати вуглецеві нанотрубки заданої провідності, тому створювати електронні прилади з використанням таких нанотрубок дуже складно і розробники електронних приладів вважають більш перспективними інші нанорозмірні матеріали, наприклад, нанокабелі SiC/BN. Завдяки високій хімічній стабільності BN, нанокабелі BN/SiC можуть бути використані також для зменшення взаємодії між арматурою і матрицею в високотемпературних волоконних композитах.

Декілька років тому з'явилась інформація про виготовлення нанокабелів SiC/BN. Так, автори роботи [2] одержували нанокабелі BN/SiC шляхом взаємодії B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> та азоту в присутності каталізатору Ni – C при температурі 1400°C. В роботі [3] покриття BN формували на нановолокнах SiC шляхом нагрівання порошку турбостратного BN в середовищі чистого аргону до температури 1200°C.

В даній роботі проведено дослідження синтезу нанокабелів BN/SiC методом хімічного газофазного осадження за реакцією:



Синтез покриття BN проводили в проточному кварцовому реакторі на підкладку у вигляді нановолокон SiC, попередньо виготовлених у нашій лабораторії шляхом термічного розкладу метилтрихлорсилану у середовищі водню. Дослідження морфології та структури синтезованих

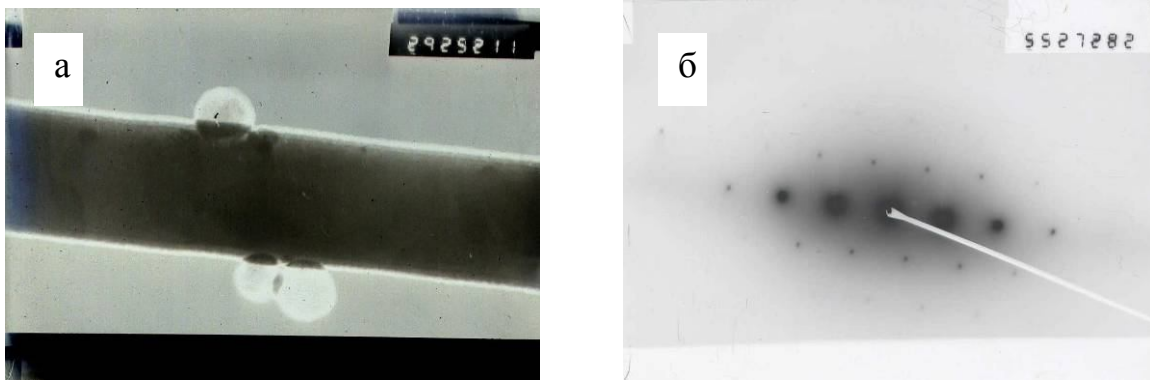


*Рис. 1. Залежність потенціалу Гібса ΔG від температури.*

матеріалів проводили на трансмісійному електронному мікроскопі JEM 100 – CX 11.

Для оцінки ймовірності проходження реакції синтезу BN з точки зору термодинаміки розраховували залежність потенціалу Гіббса від температури (рис. 1). Як можна бачити з рис.1, значення  $\Delta G$  при температурах, вище кімнатних, від'ємні, а отже термодинамічних обмежень в проходженні реакції немає.

Дослідження покриттів BN на TEM показали, що на поверхні нановолокон SiC сформований рівнотовщинний шар нітриду бору, товщина якого становить 30-35 нанометрів (рис. 2а). Розрахунок електронограми показав, що покриття має структуру гексагонального нітриду бору (рис. 2б).



**Рис. 2.** TEM – зображення (а) та мікроелектронограма (б) нанокабеля SiC/BN.

Окрім шару нітриду бору, в деяких випадках на поверхні волокон спостерігали пустотілі кульки, діаметр яких становив 0,3-0,4 мкм. Отже, вибрана методика дозволяє синтезувати досить товсті шари на нано- та мікрволокнах SiC, тобто формувати нанокабелі SiC/BN.

1. П.Н. Дьячков. Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения. М.: Бинوم. – 2006. – 293 с.
2. С.С. Tang, Y. Bando, T. Sato et al. SiC and its bicrystalline nanowires with uniform BN coatings // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Т. 80. – Р. 4641-4644.
3. S.K. Wenger, D. Cornu et al. Direct synthesis of  $\beta$ -SiC and h-BN coated  $\beta$ -SiC nanowires // Solid State Communications. – 2002. – Т. 24. – Р. 157-161.

### Synthesis of BN nanoscale coatings

Sylenko P.M., Shlapak A.M., Dyachkov P.M.

*Frantsevych Institute for Problems of Materials Science of NASU, Kyiv, Ukraine*

Forming process of BN/SiC nanocables by chemical vapor deposition from  $\text{BCl}_3$  and  $\text{NH}_3$  has been investigated. Uniform layers of hexagonal BN on the surface of micro- and nanofibers were obtained. The thickness of coating

achieved 0.3-0.4 micrometers. Optimum parameters of BN synthesis process were determined.

## **Структурні та оптичні властивості нанокompatитів на основі суперіонних провідників $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$ ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ )**

Студеняк І.П.<sup>1</sup>, Бучук Р.Ю.<sup>1</sup>, Стефанович В.О.<sup>1</sup>,  
Перечинський С.І.<sup>1</sup>, Кікінеші О.О.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

<sup>2</sup>Дебреценський університет, Дебрецен, Угорщина

Суперіонні провідники  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ) характеризуються високою іонною провідністю та власним структурним безпорядком, викликаним наявністю вакансій в катіонній підгратці міді. Монокристали  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ) були вирощені методом хімічних транспортних реакцій. Мікро- та нанокристалічні порошки з частинками різних розмірів були одержані шляхом розмелювання у кульовому млині. Результати рентгеноструктурних досліджень, використовувалися для визначення розмірів частинок, отриманих в результаті поступового розмелювання. Найменший розмір частинок, який вдалося досягти, склав 15 нм. На основі нанокристалічних порошоків  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ) були отримані нанокompatити шляхом змішування з розчинами таких полімерів: 1) політрифторетилену; 2) полівінілхлориду; 3) кополімеру стиролу з малеїновим ангідридом. Крім того, з метою підвищення пластичності плівок, активізації розчинення та рівномірного розподілу наночастинок вказані суміші модифікували введенням пластифікаторів (о-нітрофенілоктиловий ефір, дибутилфталат) та стабілізуючих агентів (наприклад, трис-(гідроксиметил) метиламін). Потім суміш ретельно перемішували і через 3-5 хв. відстоювання зливали розчин отриманої суспензії на скляну пластинку і висушували на повітрі. Комбінаційне розсіювання (КР) світла мікро- та нанокристалічних порошоків, а також нанокompatитів на їх основі досліджувалося при кімнатній температурі в геометрії  $90^\circ$  на подвійному гратковому спектрометрі ЛОМО ДФС-24. Для збудження КР світла використовувався He-Ne лазер (632,8 нм).

Для нанокompatитів на основі нанокристалічних порошоків  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ) були проведені структурні дослідження із застосуванням методики скануючої електронної мікроскопії (SEM). Встановлено, що частина нанокристалітів рівномірно розподілена у полімерній матриці, тоді як інша конгломерується у достатньо великі утворення, які у десятки разів перевищують середній розмір наночастинок. Компонентний склад нанокompatитів контролювався з використанням рентгенолюмінесцентної методики та спектроскопії КР.

У порівнянні з монокристаллами у мікро- та нанокристалічних порошках  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ), а також нанокompозитах на їх основі спостерігається суттєвий ріст релєвського розсіювання, який маскує низькочастотні моди (з частотами меншими  $100 \text{ cm}^{-1}$ ). У зв'язку з цим у спектрах КР спостерігаються дві добре розділені по частоті смуги, більш низькочастотна яких утворена суперпозицією мод симетрії  $E$  та  $F_2$ , а більш високочастотна – відповідає коливанню симетрії  $A_1$ . Зменшення розмірів кристалітів веде до низькочастотного зміщення обох смуг, їх розширення та зменшення по інтенсивності. Показано, що спостережувані при зменшенні розмірів кристалітів зміни в спектрах КР можуть бути віднесені до прояву фрьоліхівських поверхневих фононних мод.

У порівнянні з спектрами КР нанокристалічних порошків у спектрах КР нанокompозитів чітко спостерігається тільки смуга  $A_1$ , тоді як смуга, утворена суперпозицією мод симетрії  $E$  та  $F_2$ , проявляється дуже слабо або взагалі не проявляється. Останнє, очевидно, викликане невеликою концентрацією нанокристалітів  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ) в матриці, внаслідок чого переріз розсіювання є недостатній для спостереження вказаної смуги. Крім того, зміни в матриці нанокompозитів практично не впливають на форму спектрів КР.

Дослідження виконані при фінансовій підтримці Державного Фонду Фундаментальних Досліджень України (проект Ф25.2/067).

4. І.П. Студеняк, М. Краньчеч. Ефекти розупорядкування в суперіонних провідниках зі структурою аргіродита. Говерла, Ужгород. – 2007.

**Structural and optical properties of nanocomposites based on  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ) superionic conductors**

Studeniyak I.P.<sup>1</sup>, Buchuk R.Yu.<sup>1</sup>, Stephanovich V.O.<sup>1</sup>,  
Perehynskii S.I.<sup>1</sup>, Kökényesi S.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*University of Debrecen, Debrecen, Hungary*

Micro- and nanopowders of  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ) superionic conductors with different grain size were obtained by ball milling. Based on  $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$  ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ ) nanocrystalline powders composite were obtained by mixing with solutions of different polymers. The structure of the nanopowder-based composites was studied by scanning electron microscopy. In comparison with the Raman spectra of nanopowders, the nanocomposite Raman spectra contain only the  $A_1$  band, while the one formed by the superposition of the  $E$  and  $F_2$  symmetry modes, is either revealed very weakly, or not revealed at all. Besides, the changes in the nanocomposite matrix make practically no effect on the Raman spectra.

## Формування нанокристалів у склоподібних матрицях систем Sb-S-I-Me (Me = Ga, In, Sn, Pb, Cu, Ag)

Студеняк І.П., Коперльос Б.М.

*Ужгородський національний університет, Україна*

Одним з напрямків отримання наноматеріалів для створення багатофункціональних елементів сучасної електроніки є поєднання у них фізичних властивостей і ефектів, характерних для матеріалів різної природи.

З цією метою нами досліджувалися області склоутворення в системах Sb-S-I-Me (Me = Ga, In, Sn, Pb, Cu, Ag), вибір яких зумовлений наявністю в них таких неординарних сполук, як сегнетоелектрик SbSI, що має високі сегнето- та п'єзоелектричні параметри, та речовин типу AgI і Ag<sub>2</sub>S, які характеризуються суперіонною провідністю. Відібрані склоподібні зразки після механічної обробки підлягали ситалізації, тобто двостадійному процесу керованої кристалізації, за методикою, описаною в [1].

Проведені дослідження області склоутворення в системі Sb-S-I показали, що вона має "острівний" характер і зміщена відносно SbSI в сторону Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub> [2]. Максимальну схильність до склоутворення було виявлено в сплавах розрізу Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>-SbSI, близьких до евтектичних. При вивченні взаємодії сульфойодиду сурми з рядом елементів (Ga, In, Sn, Pb, Cu, Ag) на відповідних діаграмах фазової рівноваги в інтервалі концентрацій від 25 до 40 ат.% вказаних металів мали місце евтектики, що теж дозволило прогнозувати схильність досліджуваних складів до склоутворення. Дійсно, при визначенні областей склоутворення в концентраційному тетраедрі Sb-S-I-Me було показано, що по розрізах Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>-SbI<sub>3</sub>-Me введення цих елементів в кількостях понад 15 ат.% приводить до утворення стекол.

Для одержання сегнетоситалів на основі SbSI були вибрані стекла розрізів Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>-SbI<sub>3</sub> і Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>-SbI<sub>3</sub>-Me в околах їх евтектичних точок, по можливості ближчих за складом до сполуки SbSI. Дослідження показали, що максимальні значення діелектричної проникності мають зразки складу (Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>0,7</sub>(SbI<sub>3</sub>)<sub>0,3</sub>. Після 15-годинної витримки при 300<sup>0</sup>С вона сягає 250-270 одиниць.

Вимірювання електрофізичних властивостей отриманих за вищеописаною методикою ситалів розрізів SbSI-Cu (Ag), які проводилися в температурному інтервалі від -50 до +250<sup>0</sup>С, вказують на наявність в них особливостей, характерних для суперіонних матеріалів [3]. Зокрема, це високі значення питомої електропровідності порівняно з ситалами, що містять інші метали, а також ефект її насичення при підвищених температурах. На окремих зразках по розрізах SbSI-Cu (Ag) з малим вмістом Me на низьких частотах спостерігався розмитий максимум діелектричної проникності в районі 20<sup>0</sup>С. Подібна аномалія діелектричних властивостей особливо чітко проявлялася при ситалізації стекол біляевтектичних складів по



розрізах  $Sb_2S_3-SbI_3-Me$ , близьких до стехіометричного сульфойодиду сурми.

Висновки:

1. Вивчення взаємодії сульфойодиду сурми з рядом елементів ( $Me = Ga, In, Sn, Pb, Cu, Ag$ ) показало, що в інтервалі концентрацій  $Me$  до 40 ат.% відповідні діаграми фазової рівноваги носять евтектичний характер.

2. Визначення областей склоутворення в концентраційному тетраедрі  $Sb-S-I-Me$  по розрізах  $Sb_2S_3-SbI_3-Me$  свідчить про утворення стеклок при концентраціях  $Me$  понад 15 ат.%, причому конфігурація цих областей існування стеклок досить однотипна і відрізняється лише площею.

3. Дослідження показали, що максимальні значення діелектричної проникності (порядку 200 одиниць) мають зразки розрізів  $(Sb_2S_3)_{0,7}(SbI_3)_{0,3} - Me$  з низьким вмістом  $Me$ .

4. Вимірювання електрофізичних властивостей одержаних ситалів з вмістом міді та срібла свідчить про наявність у них при підвищених температурах механізму суперіонної електропровідності.

5. Одержані наноматеріали, що поєднують характерні для сегнетоелектриків діелектричні властивості з суперіонною провідністю, можуть представляти певний інтерес для практичного застосування.

1. Турияница И.Д., Коперлес Б.М., Чепур Д.В. Способ изготовления сегнетоситаллов. Авт. св. СССР № 421251. Заявл. 20.04.72, опубл 28.11.73.
2. Турияница И.Д., Коперлес Б.М. Исследование области стеклообразования в системе  $Sb-S-I$  // Неорганические материалы. – 1973. – Т. 9, № 5. – С. 851-852.
3. Студеняк І.П., Коперльос Б.М. Одержання багатфункціональних матеріалів електронної техніки легуванням сполуки  $SbSI$  деякими металами // Нові технології. – 2008. – № 2 (20). – С. 109-112.

### **Formation of $Sb-S-I-Me$ systems ( $Me = Ga, In, Sn, Pb, Cu, Ag$ ) nanocrystals in glass matrices**

Studenyyak I.P., Koperlos B.M.

*Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

The ranges of glass formation in  $Sb_2S_3-SbI_3-Me$  ternary systems ( $Me = Ga, In, Sn, Pb, Cu, Ag$ ) are studied. By means of two-stage controlled crystallization, glass ceramics with crystalline microstructure close to the structure of  $SbSI$  ferroelectric was obtained. In the glass ceramics with compositions close to  $SbSI$ , anomalies of dielectric properties are revealed. Electrical measurements, performed for certain compositions of glasses and glass ceramics of  $SbSI-Cu (Ag)$  systems, show the presence of superionic mechanism of electric conductivity. It is supposed the combination of ferroelectric and superionic properties in the same material makes them promising for practical applications.

## Нові типи оптичних спектрально-селективних елементів, що використовують ефект розсіювання світла

Сукач Г.О., Манько В.О., Манько О.О.

*Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна*

Однією з важливих задач, що виникає при побудові оптичних систем передачі зі спектральним розділенням каналів є демультимплексування групового сигналу на утворюючі його інформаційні канали. Існуючі на цей час демультимплексори поділяються на дві великі категорії: такі, що функціонують на основі дифракційних явищ, та демультимплексори, що використовують інтерференційні явища.

При цьому, результати досліджень розсіювання світла на деяких оптичних елементах свідчать про можливість їх застосування в якості спектрально-селективних пристроїв [1]. Таким чином, представляє інтерес дослідження індикатриси розсіювання оптичних елементів певної форми.

В роботі проведено моделювання та розглянуто характеристики нових типів оптичних спектрально-селективних елементів циліндричної форми, що використовують ефект розсіювання світла. Визначено дисперсійні властивості індикатриси розсіювання.

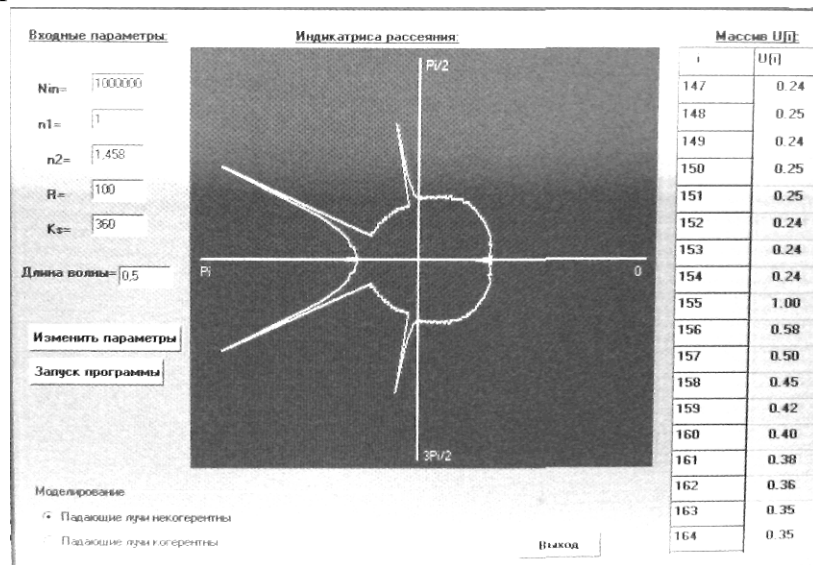
В якості таких елементів в роботі було розглянуто оптичні елементи циліндричної форми. При цьому між радіусом циліндра  $R$  та довжиною хвилі  $\lambda$  виконувалось співвідношення  $R \gg \lambda$ . Таким чином, розрахунки проводились в наближенні геометричної оптики.

Як вхідний потік було розглянуто некогерентний світловий потік у вигляді паралельних променів, що падають на бокову поверхню циліндра. При цьому площа падіння світлових квантів вважалась паралельною до осі циліндра. Вектор електричного поля світлових квантів також вважавсь паралельним до осі.

Для моделювання процесу розсіювання світла в оптичному елементі використовувались принципи, викладені в [2]. При цьому сам процес розраховувався за допомогою методу Монте-Карло.

За допомогою вказаних принципів було проведено розрахунки індикатриси розсіювання оптичного циліндричного елемента, що має показник заломлення  $n = 1,46$ . Напрямок вхідних променів співпадав з напрямком осі  $x$ . Як видно з індикатриси, їй властиві чотири піки інтенсивності, розташовані симетрично відносно осі  $x$  під кутом  $\varphi_1 = \pm 100^\circ$  та під кутом  $\varphi_2 = \pm 155^\circ$ . Нормовані значення інтенсивності цих піків складають 0,62 та 1,0 відповідно. При зменшенні показника заломлення кут  $\varphi_1$  збільшувався, а кут  $\varphi_2$  відповідно зменшувався. Таким чином, цим параметрам виявились властиві дисперсійні характеристики щодо показника заломлення  $n$ . Ці характеристики відображає величина похідної  $\partial\varphi/\partial n$ , яка складає для першого піку – 3,49 рад, а для другого – 1,745 рад,

тобто в два рази менше.



**Рис. 1.** Індикатриса розсіювання циліндричного елемента з кварцового скла

Враховуючи той факт, що показник заломлення певного оптичного матеріалу залежить від довжини хвилі за формулою Селмейера, можна розрахувати кутові дисперсійні характеристики за довжиною хвилі ( $\partial\varphi / \partial\lambda$ ) елементів побудованих з конкретних матеріалів

Таким чином, на базі оптичних елементів циліндричної форми можна виконати спектрально селективні пристрої, які базуються на ефекті розсіювання оптичного випромінювання. Вказані пристрої можна використовувати, наприклад, для демультимплексування оптичних каналів в системах зі спектральним розділенням каналів.

1. Венгер С.Ф., Гончаренко Ф.В., Дмитрук М.Л. Оптика малих частинок і дисперсних середовищ. – К.: Наукова думка. – 1999. – 348 с.
2. Sukach G.A., Manko V.A., Manko A.A. Method of calculation of multilayer optical filters using thin films // Proc. 8<sup>th</sup> International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modelling LFNM 2006, Kharkiv, Ukraine, 29 June – 01 July, 2006. – P.452-454.

**New types of optical spectral-selective elements which use effect of light scattering**

Sukach G.A., Manko V.O., Manko O.O.

*National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv*

In report modelling is produced and characteristics of new types of optical spectral-selective elements of the cylindrical form which use effect of light scattering are considered. Dispersion characteristics of indicatrisse of scattering are calculated.

## **Стационарний та квазістационарний спектр електрона у циліндричному квантовому дроті з аксіальною гетероструктурою.**

Ткач М.В., Маханець О.М., Довганюк М.М.

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

Останніми роками значно збільшилася кількість досліджень відкритих або резонансно-тунельних напівпровідникових гетероструктур. Це пов'язано з унікальними можливостями їхнього застосування для виготовлення польових транзисторів, діодів та квантових каскадних лазерів [1].

Теорія енергетичних спектрів та хвильових функцій електрона і дірки у відкритій циліндричній квантовій точці (ЦКТ) у квантовому дроті (КД) була побудована методом  $S$ - матриці у роботі [2]. Що ж до теорії екситонного спектра, коли необхідно враховувати взаємодію між електроном і діркою, то методи вторинного квантування, які „добре працюють” у випадку закритих систем, не знаходять безпосереднього застосування у випадку відкритих з квазістационарними станами, у яких квазічастинки мають скінчений час життя.

Для того, щоб обійти вище згадані принципові теоретичні труднощі при дослідженні відкритої ЦКТ у КД у роботі пропонується апроксимувати її відповідною закритою трійною ЦКТ з дуже великою висотою зовнішніх КТ і дослідити еволюцію спектра та ймовірності знаходження електрона в трійній закритій ЦКТ у залежності від висоти зовнішніх КТ. При цьому знайдено відповідь на запитання: як і при яких висотах зовнішніх КТ стаціонарний спектр електрона переходить у квазістационарний, а хвильові функції електрона у закритій ЦКТ у КД будуть близькими до тих, які відповідають простій відкритій ЦКТ у КД.

1. Алферов Ж.И., Асеев А.Л., Гапонов С.В. и др. Наноматериалы и нанотехнологии // Нано- и микросистемная техника. – 2003. – Т. 8. – С. 3-13.
2. Н.В. Ткач, А.М. Маханец. Спектры и времена жизни квазичастиц в открытой квантовой точке, окружённой одинаковыми барьерами в цилиндрической квантовой проволоке // ФТТ. – 2005.– Т. 47, № 3. – С. 550-555.

### **Stationary and quasistationary electron spectrum in cylindrical quantum wire with axial heterostructure**

Tkach M.V., Makhanets O.M., Dovganiuk M.M.

*Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine*

It is developed the theory and investigated the evolution of electron spectrum from stationary to quasistationary in three-well closed cylindrical quantum dot in quantum wire.

## Магний-замещенная карбонизированная нанокерамика для костной имплантации

Ткаченко Н., Нестеренко А.

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина,*

В последние годы ведутся интенсивные исследования в направлении создания биоактивных костных имплантатов на основе фосфатов кальция. Это связано с тем, что неорганическим компонентом костных тканей является гидроксилapatит ( $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{OH}$ ) (ГА), имеющий ионные замещения как в катионной, так и в анионной подрешетках. Биоактивность костных имплантатов зависит от их химического состава и микроструктуры. Испытания в биологическом окружении показали, что, по сравнению с обычной керамикой (микронные размеры зерен), нанокерамические имплантаты ГА имеют большую биоактивность и лучше интегрируются с костной тканью. Причем, уменьшение размеров зерен коррелирует с увеличением активности костных клеток. Однако способность керамики стимулировать функцию костных клеток ограничена размерами зерен  $< 100$  нм. С другой стороны, самыми распространенными примесными катионами костных минералов есть  $\text{Mg}^{2+}$  и  $\text{Na}^{2+}$ , а анионами –  $\text{CO}_3^{2-}$ . Наличие этих ионов в решетке биологического апатита существенно влияет на процессы минерализации и деминерализации твердых тканей. В частности, дефицит ионов  $\text{Mg}^{2+}$  вызывает замедление роста кости и увеличение ее. А с избыточной концентрацией  $\text{CO}_3^{2-}$  групп связано развитие кариеса. Вместе с тем, биоapatит всегда является карбонизированной. Причем, карбонатные ионы могут замещать как фосфатные (В-тип замещения), так и гидроксильные (А-тип замещения) группы.

Задачей данной работы было получение керамических материалов, у которых химический состав был близок к минеральному составу кости, а кристаллиты хотя бы в одном измерении были меньше 100 нм.

В результате получена нанокристаллическая (размеры зерен меньше 100 нм) карбонизированная (содержание  $\text{CO}_3^{2-}$  варьировалось от 3,5 до 5 мас.%) кальций-фосфатная керамика, близкая по химическому составу и микроструктуре к минеральной составляющей кости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований МОН Украины.

## Magnesium- substituted carbonated nanoceramics for bone implantation

Tkachenko M., Nesterenko G.

*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

Nanocrystalline carbonated calcium-phosphate ceramics which has approximately same chemical composition and microstructure to the bone mineral constituent is obtained.

## Низькотемпературна електропровідність тонких плівок систем R-Fe-Ge (R = Y, La, Sc)

Фреїк Д.М.<sup>1</sup>, Миколайчук О.Г.<sup>2</sup>, Яцишин Б.П.<sup>3</sup>, Байцар Г.С.<sup>2</sup>

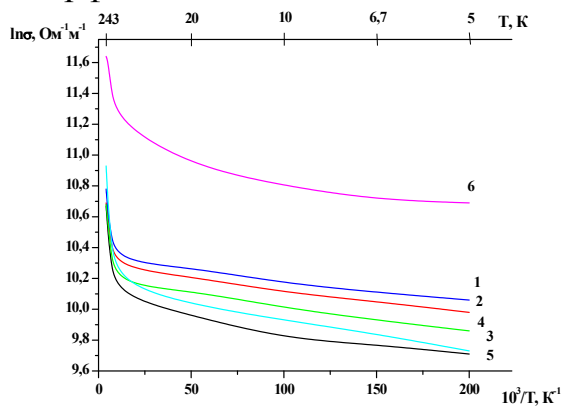
<sup>1</sup>Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна.

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

<sup>3</sup>Львівська комерційна академія, Львів, Україна

Перспективними матеріалами для термометрів опору, які використовуються при низькотемпературних вимірюваннях, є системи {Sc,La,Y,Hf}-Fe-Ge, зі стабільними електрофізичними властивостями в певному температурному діапазоні. Однорідність цих матеріалів, відтворюваність їх характеристик, залежить виключно від методів одержання і вимагає прискіпливого вивчення. Тому дослідження структури, властивостей, і часової стабільності параметрів тонкоплівкових багатокомпонентних систем є важливим як для теоретичних розрахунків параметрів, так і для підвищення якості тонких плівок при створенні електронних приладів різного функціонального призначення.

Метою роботи є визначення параметрів процесу переносу при низьких температурах і встановлення змін у електронній структурі аморфних конденсатів.



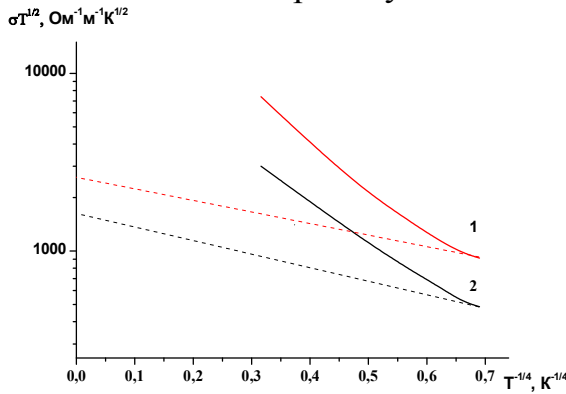
**Рис. 1.** Температурна залежність електропровідності аморфних плівок ( $h = 80-100$  нм), одержаних при  $v_p = 5-7$  нм/с (1-4) і  $v_p = 25-28$  нм/с (5):

1-Y<sub>15</sub>Fe<sub>18</sub>Ge<sub>67</sub> (область твердих розчинів діаграми стану); 2,5-Fe<sub>33</sub>Ge<sub>67</sub> (у кристалічній фазі відповідає з'єднанню FeGe<sub>2</sub>); 3-La<sub>15</sub>Fe<sub>18</sub>Ge<sub>67</sub>; 4-Sc<sub>15</sub>Fe<sub>18</sub>Ge<sub>67</sub>; 6-Hf<sub>15</sub>Fe<sub>18</sub>Ge<sub>67</sub>.

Досліджена температурна залежність електроопору аморфних конденсатів R<sub>15</sub>Fe<sub>18</sub>Ge<sub>67</sub> (R = Y, La, Hf, Sc) описувалася від'ємним температурним коефіцієнтом опору (рис. 1). Початковий питомий електроопір зразків з гафнієм у 1,5 рази вищий за електроопір інших зразків. У конденсатів, отриманих при вищих швидкостях росту ( $v_p = 25-28$  нм/с), цей параметр був у 1,3 рази вищий.

Визначені параметри електропереносу при низьких температурах для аморфних конденсатів R<sub>15</sub>Fe<sub>18</sub>Ge<sub>67</sub> суттєво відрізняються від аналогічних показників для плівок R<sub>x</sub>Fe<sub>5-x</sub>Ge<sub>95</sub> (рис. 2, табл.). При збільшенні вмісту металу в аморфній системі суттєво зростає густина заборонених станів на рівні Фермі  $N(E_F)$ . Відповідно, зменшуються віддаль максимального

низькотемпературного стрибка носіїв  $R$  і енергія  $W$  необхідна для здійснення цього процесу.



**Рис. 2.** Залежність  $\ln(\sigma T^{1/2}) \sim f(T^{-1/4})$  для аморфних плівок  $Hf_{15}Fe_{18}Ge_{67}$  і  $Y_{15}Fe_{18}Ge_{67}$ .

**Таблиця**

Зміна густини станів на рівні Фермі в аморфних плівках  $R_{15}Fe_{18}Ge_{67}$  при зміні умов конденсації (при 4,2 К)

Плівка	$v_p$ , нм/с	$T_0$ , К	$\sigma_{B_0}$ , Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup> К <sup>-1</sup>	$N(E_F)$ , еВ <sup>-1</sup> см <sup>-3</sup>	$R$ , Å	$W$ , еВ
$Fe_{33}Ge_{67}$	25-28	6,5	1040	$1,23 \cdot 10^{22}$	29,9	$3,6 \cdot 10^{-4}$
$Fe_{33}Ge_{67}$	5-7	7,56	1420	$3,36 \cdot 10^{21}$	41,4	$4,99 \cdot 10^{-4}$
$Sc_{15}Fe_{18}Ge_{67}$	“	7,12	1250	$2,23 \cdot 10^{21}$	46	$5,52 \cdot 10^{-4}$
$Y_{15}Fe_{18}Ge_{67}$	“	5,5	1435	$2,96 \cdot 10^{21}$	42,8	$5,12 \cdot 10^{-4}$
$La_{15}Fe_{18}Ge_{67}$	“	9,1	1180	$2,125 \cdot 10^{21}$	46,4	$5,59 \cdot 10^{-4}$
$Hf_{15}Fe_{18}Ge_{67}$	“	3,46	2375	$1,07 \cdot 10^{22}$	31	$3,7 \cdot 10^{-4}$

Заміщення феруму рідкісноземельним металом в аморфних конденсатах  $\{R,Fe\}_{33}Ge_{67}$  суттєво не впливає на низькотемпературні характеристики. Матеріали з гафнієм і ферумом мають найнижчі параметри стрибків носіїв при 4,2 К і, відповідно, значення енергії переносу (табл.). Звертає на себе увагу факт різного впливу умов напilenня на параметри переносу носіїв в аморфних системах  $R_3Fe_2Ge_{95}$  і  $R_{15}Fe_{18}Ge_{67}$ . Для перших – зростання швидкості росту до  $v_p = 25-28$  нм/с призводить до пониження густини станів на рівні Фермі (відповідно,  $R$  і  $W$  зростають), для других спостерігається зростання  $N(E_F)$ . Заміна методу одержання (дискретне на узгоджене випаровування) підвищує значення питомого електроопору аморфних плівок, що особливо проявляється при охолодженні зразків.

**Low Temperature Conductivity of Thin Films R-Fe-Ge (R = Y, La, Sc)**

Freik D., Mykolaychuk O., Yatsyshyn B., Bajtsar A.

The temperature dependences of conductivity of amorphous thin films  $R_{15}Fe_{18}Ge_{67}$  (R = Y, La, Hf, Sc) are explored. The comparisons with results of researches with similar for films  $R_3Fe_2Ge_{95}$  are spent.

## Магнитные свойства системы $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$

Хацько Е.Н.<sup>1,2</sup>, Рыкова А.И.<sup>1</sup>, Черный А.С.<sup>1</sup>, Mydlarz T.<sup>2</sup>, Warchulska J.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Международная лаборатория сильных магнитных  
полей и низких температур ул. Вроцлав, Польша

Одним из приоритетных направлений современной физики твердого тела и нанофизики является изучение физических свойств обширного класса веществ оксидов марганца, так называемых манганитов благодаря наличию в них необычным магнитных, электронных явлений, например, магниторезистивный эффект.

Целью нашего исследования было изучение магнитных свойств новой серии образцов  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0\div 1$ ) при низких температурах и выяснение особенностей влияния на магнитные свойства этой системы допирования редкоземельным магнитным ионом  $\text{Sm}^{3+}$ .

При помощи метода вибрационного магнетометра и весов Фарадея были исследованы температурные зависимости намагниченности  $M$  и восприимчивости  $\chi$  соединения  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0\div 1$ ) в интервале температур от 4,2 до 100 К во внешних магнитных полях 35 – 3500 Э. Полевые зависимости намагниченности  $M$  (H) в температурном диапазоне 0,5-85 К были исследованы в магнитных полях до 14 Т.

Согласно, полученным нами результатам измерений  $M$  (Т) серии образцов  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0\div 1$ ) в двух режимах охлаждения – без магнитного поля (ZFC) и в поле (FC). Температурные зависимости намагниченности для всей серии образцов демонстрируют четкие различия кривых в разных режимах  $M_{\text{ZFC}}(T)$  и  $M_{\text{FC}}(T)$ . Это связано с неоднородностью состава образцов и наличием ионов марганца разной валентности, и, как следствием, фазовым расслоением, что является для манганитов хорошо известным фактом [1], Зависимости  $M(T)$  для  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0\div 1$ ) демонстрируют две аномалии, первую в районе 60-50 К и вторую около 15 К. Первая аномалия обусловлена переходом в магнитоупорядоченное антиферромагнитное состояние для образца  $x=0$  и ферромагнитное для образцов допированных самарием концентраций ниже 50 К. Низкотемпературная аномалия связана с упорядочением самариевой подсистемы. Полевые зависимости намагниченности демонстрируют типично антиферромагнитное поведение для чистого  $\text{LaMnO}_3$  и появление гистерезиса для всех концентраций  $\text{Sm}^{3+}$ , что свидетельствует о появлении ферромагнитной фазы.

E.O. Wollan and W.C. Koehler, *Phys. Rev.* – 1955. – 100. – С. 545.

Данная работа поддержана Украинско-российским грантом №8-2008



### Magnetic properties of system $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$

Khatsko E.N.<sup>1,2</sup>, Rykova A.I.<sup>1</sup>, Cherny A.S.<sup>1</sup>, Mydlarz T.<sup>2</sup>, Warchulska J.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*B.I. Verkin Institute for Low Temperature Phys. & Engineering of NASU, Kharkov, Ukraine*

<sup>2</sup>*International laboratory of high magnetic fields and low temperatures, Wroclaw, Poland*

The manganese oxides  $\text{RMnO}_3$  (where  $R=\text{La, Pr, Nd, Sm...}$ ), so called manganites, are extensively investigated due to the existence of complex magnetic and electronic phases and its transformation, as well as possibility using these compounds in microelectronic techniques.

The complex magnetic investigation of a ceramic sample  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0\div 1$ ) with nanoscale phase separation were carried out in details.

The field and temperature dependences of sample magnetization was studied in temperature range 0.5-100 K and magnetic field up to 140 kOe. The temperature dependence of a *dc* magnetization  $M$  in external magnetic fields 35 - 3500 Oe in temperature from 0.5 to 100 K are measured using the different regimes of cooling (ZFC and FC regimes). The presents in oxides of areas with different densities of electrons results in coexistence of ferromagnetic metal and antiferromagnetic isolator nanoscale phases. This leads to clear-cut distinguishes between  $M_{\text{ZFC}}(T)$  and  $M_{\text{FC}}(T)$  curves at all magnetic fields. The all  $M(T)$  dependences demonstrate two singularities close 15 K and 50-60 K. Below 50 K all samples are ferromagnetic, except for sample with  $x=0$  ( $\text{LaMnO}_3$  which is antiferromagnetic). Near 15 K the magnetic interaction between ions of manganese lead to ordered state of the sublattice of  $\text{Sm}^{3+}$ . The dependence of magnetization from external magnetic field of  $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0\div 1$ ) is studied in temperature range 0.5 -100 K and magnetic field up to 140 kOe. The  $M(H)$  curve shows a hysteresis loops for all concentration, except for  $\text{LaMnO}_3$ .

### Формування люмінесцентних шарів наноструктурованого кремнію у водних розчинах

Шевченко В.Б., Макара В.А., Даценко О.І., Вебляя Т.С.

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

В останні роки завдяки біосумісності пористого кремнію (ПК) вивчаються перспективи його використання в біології та медицині. Значний інтерес представляє використання ПК в сенсорах як активного матеріалу підкладінок, оптичні властивості якого є чутливими до біомолекулярного середовища [1]. Було запропоновано також використовувати нанокристали кремнію в якості флуоресцентних проб для біологічних застосувань [2]. Описані вище біомедичні напрямки використання ПК вимагають його контакту з водними розчинами і тому виникає необхідність дослідження процесу формування властивостей наноструктурованого кремнію у воді. В даній роботі здійснюється

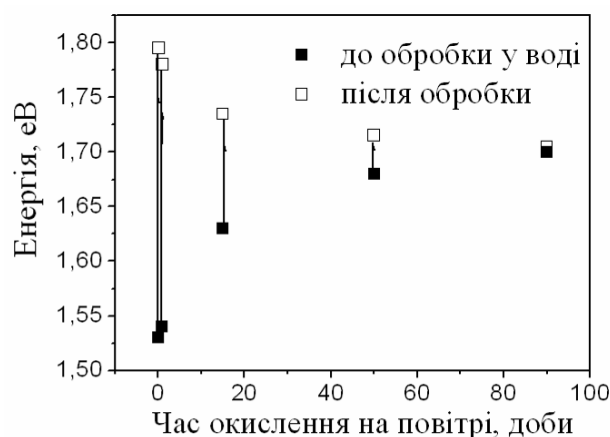
комплексне дослідження модифікації фотолюмінесценції (ФЛ) та хімічного складу наноструктурованого пористого кремнію в процесі взаємодії з водними розчинами в залежності від ступеню попереднього окислення зразка та рН водного розчину.

Зразки пористого кремнію формувалися методом електрохімічного анодування пластини орієнтації (111) р-кремнію з питомим опором 10 Ом·см при густині струму 10мА/см<sup>2</sup>. Зразки з різним ступенем окислення на повітрі витримувалися в дистильованій воді або водних розчинах з різним рН, що змінювався в діапазоні 4-8,5.

ІЧ та ФЛ дослідження показали, що модифікація хімічного складу ПК під час взаємодії з водою відбувається в два етапи. На першій стадії переважно відбувається зростання кількості зв'язків Si-OH, а також ймовірна реакція розчинення кремнію з утворенням кремнієвої кислоти. На другому етапі завдяки реакції конденсації та окисленню кремнію розчиненим у воді киснем відбувається формування стехіометричного оксиду кремнію.

Поведінка ФЛ ПК при обробці в водних розчинах виявилась залежною від мікрофазового складу зразків, що визначався тривалістю зберігання на повітрі. Для щойно виготовленого зразка спостерігалась немонотонна залежність інтенсивності ФЛ зразка від часу витримки в водних розчинах, в той час як для частково окисленого зразка інтенсивність ФЛ тільки збільшувалась до моменту стабілізації його ФЛ характеристик. Такі результати можна пояснити в термінах квантово-розмірної моделі [3], згідно якої причиною зростання інтенсивності ФЛ є зменшення розмірів нанокристалітів з урахуванням якості пасивації поверхні ПК.

Зсув максимуму спектра ФЛ в короткохвильовий бік, що спостерігався для всіх зразків при їх витримці у водних розчинах, також може бути пояснений в термінах квантово-розмірної моделі. На Рис. 1 показано кінцевий зсув максимуму спектру ФЛ в результаті обробки у водному розчині для різних часів попереднього старіння зразка на повітрі.



**Рис. 1.** Залежність зсуву максимуму ФЛ від часу попереднього окислення ПК на повітрі.

Величина зсуву зменшується зі збільшенням ступеню попереднього окислення. Ймовірно, зменшення розмірів наноструктури за рахунок розчинення ПК в більшій мірі відбувається для попередньо слабо окислених на повітрі зразків.

Для всіх зразків зміна рН розчину в діапазоні 4-8.5 впливала лише на швидкість процесів окислення/розчинення ПК у воді та темп еволюції спектрів ФЛ.

Отже, отримані результати демонструють можливість контролю властивостей ПК у водних розчинах.

1. G. Di Francia, V. La Ferrara, S. Manzo and S. Chiavarini, *Biosensors and Bioelectronics*. – 2005. – Т. 21. – 661.
2. S. Sato, H. Yao and K. Kimura. *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures: Reviews and Short Notes to Nanomeeting, Minsk* – 2007. – P. 285-292.
3. E.P. Boonekamp and J. J. Kelly *J. Appl. Phys.* – 1994. – Т. 75. – P. 8121.

### **Formation of luminescent nanostructured silicon layers in water solutions**

Shevchenko V.B., Makara V.A., Dacenko O.I., Veblaya T.S.

*Kyiv Taras Shevchenko National University, Kyiv, Ukraine*

Modification of the IR absorption spectra and photoluminescent properties of nanostructured silicon as a result of its interaction with water solutions is investigated. The effect of air pre-oxidation and the solution pH on the interaction is studied.

### **Стимульовані структурні перетворення в халькогенідних нанокompозитних шарах**

Шипляк М.М.

*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

Серед аморфних твердих тіл халькогенідні матеріали є унікальними за рахунок наявності в них широкого спектру специфічних властивостей і ефектів. Не дивлячись на добре розвинуті технологічні методи одержання одинарних, подвійних і більш складних систем матеріалів на основі халькогенідних стекол проблема модифікації складу цих унікальних функціональних матеріалів ще існує. В принципі є різні шляхи модифікації властивостей цих матеріалів і серед них в першу чергу можна виділити розробку деяких нових технологічних аспектів в методах керування їх властивостями на різних стадіях синтезу та нанесення плівкових структур, застосування керованих процесів твердофазного синтезу чи спеціальної обробки відповідних об'ємних та плівкових елементів або створення штучних структур.

Багатошарові структури (БС) були одержані методом циклічного вакуумного термічного осадження, який є найбільш зручний і економічно виправданий при виготовленні тонких плівок з халькогенідних склоподібних напівпровідників (ХСН) та добре задовільняє технології таких матеріалів. Період модуляції одержаних БС складав 3-10 нм при загальних товщинах БС в межах 0,5-5,0 мкм. Контроль періодичності БС здійснювався методом малокутової рентгенівської дифракції (МРД). По часовим залежностям зміни величини піків в спектрах МРД під час світлової та термічної обробки проведені дослідження процесів взаємної дифузії між складовими частинами БС. Такі дослідження показали, що результатом стимульованого змішування субшарів БС є загальна зміна густини всієї БС, а також зміна оптичних параметрів, що є основою запису *in situ* амплітудно-фазового поверхневого рельєфу.

Показано на можливість застосування створених багатошарових структур в якості середовищ для амплітудного оптичного та голографічного запису інформації. Оптимізація параметрів запису можлива за рахунок підбору взаємодифундуючих компонент БС, чутливих до освітлення певної довжини хвилі, геометричних параметрів структури (період модуляції, товщина активних шарів) та умов освітлення.

## **Stimulated structural transformations in nano-layered composites**

Shyplyak M.M.

*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

Investigations of stimulated structural transformations and related changes of optical parameters in amorphous chalcogenide layers were further towards the establishment of their dependence on the compositional modulation of the material at nanoscale-dimensions (3-10 nm) and possible improvement of optical recording parameters as well.

## **Синтез і м'ясобауерівські дослідження нанокристалічних феритових порошків**

Ющук С.І.<sup>1</sup>, Юр'єв С.О.<sup>1</sup>, Мокляк В.В.<sup>2</sup>, Цюпко Ф.І.<sup>1</sup>, Ніколайчук В.Й.<sup>3</sup>

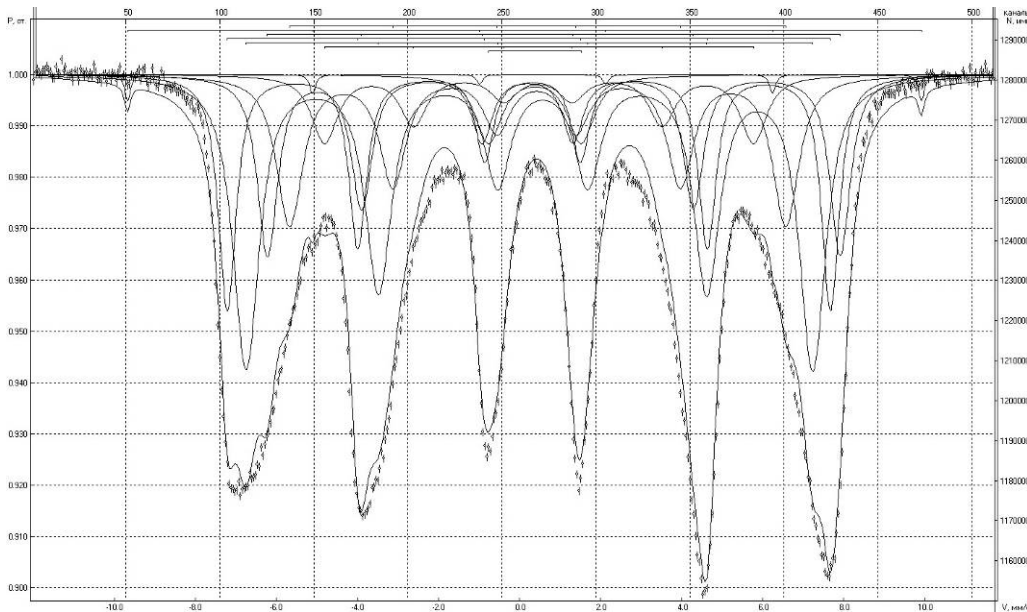
<sup>1</sup>Національний університет "Львівська політехніка", Львів, Україна

<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

<sup>3</sup>Рівненський інститут водного господарства, Рівне, Україна

Синтезовано нанокристалічний ферит заліза, збагачений 2% мас. ізотопом  $Fe^{57}$ . Для цього змішували 0,1 н. розчини хімічно чистої солі Мора –  $Fe(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$  та хлориду заліза (III), що містили 0,01 моля  $FeO$  і 0,01 моля  $Fe_2O_3$  відповідно. Розчин хлориду заліза (III) був

попередньо приготовлений шляхом розчинення в соляній кислоті суміші 2%  $Fe_2^{57}O_3$  та 98%  $Fe_2O_3$  марки *o.s.c.* природного ізотопного складу. Осадження проводили з допомогою концентрованого розчину аміаку до  $pH = 8$ . Одержаний розчин з осадом гідрооксидів нагрівали до кипіння і залишали охолоджуватись на добу. Після фільтрації та промивання дистильованою водою осад сушили 2 доби при кімнатній температурі і 2-3 год. при  $105\text{ }^\circ\text{C}$  до постійної маси.



**Рис. 1.** Месбауерівський спектр нанокристалічного фериту заліза (непрокаленого порошку) та його інтерпретація.

Електронномікроскопічні дослідження показали, що отриманий порошок складається з частинок з середнім розміром 12...18 нм. Окремі порції порцій порошоків піддавали термообробці на повітрі при температурі 200, 300 та 400  $^\circ\text{C}$  протягом 2 год.

ЯГР-дослідження проводили при  $T = 295\text{ K}$  на установці з сталим прискоренням. Використовували джерело резонансних  $\gamma$  – квантів  $Co^{57}(Cr)$ . На рис. 1 наведено спектр  $Fe^{57}$  в непрокаленому порошок.

**Таблиця 1.**

№	Рез. л.	Сполука	$I_s, \text{мм/с}$	$Q_s,$	$H, \text{кЕ}$	$S^*, \%$	$G,$
1	Sext.1	$\alpha\text{-}FeOOH$	0,43	0,03	380	17,6	0,78
2	Sext.2	$\gamma\text{-}Fe_2O_3$	0,52	0,65	439	16,6	0,61
3	Sext.3	$Fe^{3+}(A),$	0,27	- 0,09	462	18,8	0,53
4	Sext.4	$Fe^{3+}(B),$	0,41	- 0,33	434	34,4	0,78
5	Sext.5	метал. залізо	0,47	0,03	329	7,9	0,78
6	Doublet	сіль Мора	0,38	2,29	-	3,8	0,78

Спектр складається з 6-и дуже розширених резонансних ліній, які пов'язані із зеєманівським розщепленням ядерних рівнів. Спектр розклали на 5 секстиплетів і один дублет. Проведений аналіз показав, що

отримані зразки складаються з 5-и фаз, параметри їх мьосбауерівських спектрів наведені в табл. 1 ( $I_s$  – ізомерний зсув,  $Q_s$  – квадрупольне розщеплення,  $H$  – ефективне магнітне поле на ядрі  $Fe^{57}$ ,  $S^*$  – відносна інтенсивність, пропорційна вмісту фази заліза у %,  $G$  – півширина резонансної лінії).

### **Synthesis and mossbauer studies of nanocrystalline ferrite powders**

Yushchuk S.I.<sup>1</sup>, Yuryev S.O.<sup>1</sup>, Moklyak V.V.<sup>2</sup>, Tsyupko F.I.<sup>1</sup>, Nikolaichuk V.J.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*National University "Lviv'ska Polytechnica", Lviv, 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*

<sup>3</sup>*Rivne Institute of Water Industry, Rivne, Ukraine*

Method of nanocrystalline ferrite powders synthesis is proposed and their mossbauer studies is realized. The phase composition of obtained material is set.

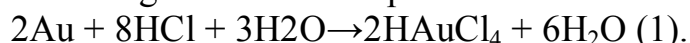
### **Formation of gold surface nanostructures by chemical etching**

Boltovets P.M., Kravchenko S.O., Snopok B.A.

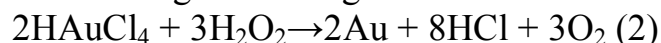
*V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Kyiv, Ukraine*

Novel technologies applied in obtaining island metal films on insulating substrates extend our capabilities to form nanostructured surface architectures of preset functionality. Such architectures are used in sensors and systems of medical diagnostics and environmental monitoring (in particular, those based on the transducers of local plasmon resonance) [1]. At present, there exist many methods for obtaining surface-bound nanoparticles. However, search for novel techniques to form such structures is continuing with undiminished intensity. Here we consider a simple chemical technique of obtaining surface nanostructures from a continuous metal film on an insulating substrate. The key element of the proposed approach is arrangement of such etching conditions under which the process of gold dissolution occurs predominantly in such areas whose sizes are over those characteristic of the required nanostructures. Such an approach makes an alternative to the known means of mechanical block of surface in the colloidal lithography method used for obtaining of nanoporous structures.

To determine the optimal modes of gold layer etching, we performed our investigations with thin (50 nm) gold films sputtered through a chromium adhesion layer (thickness of 1-1.5 nm) onto glass plates. The ratio between the etchant components,  $VH_2O:VHCl:VH_2O_2$ , varied from 1:1:1 to 8:1:1. With the given etchant, the reaction of gold dissolution proceeds in the following way:



Because of etching, the trivalent gold compound (readily soluble in water) is formed. Because of high electrode potential of gold, the above reaction is proceeding slowly; long exposures of thin films to hydrochloric acid solutions do not result in any noticeable changes of their properties. To increase the gold reactivity, some oxidizer as hydrogen peroxide has to be added to gold solutions. It considerably reduces the electrode potential of gold. If such oxidizer as hydrogen peroxide is present, then, along with the process (1), monodisperse gold sols are formed according to the Zsigmondi reaction:



The mechanism of concurrent proceeding of the reactions (1) and (2) still has not been studied adequately and requires additional analysis. At the same time, one should note that the results of spectrophotometric studies, namely, absence of specific for gold nanoparticles absorption bands after etching the gold film off show that either concentration of the particles formed or their size are too small to be detected spectrophotometrically.

Presence and chemical properties of an adhesion interlayer (chromium, titanium) that is applied usually to improve mechanical stability of the gold film have a profound impact on the process of surface nanostructures formation. It is known that such interlayer can not only reduce the plasmon resonance intensity but prevent from formation of an island film (due to strong adhesion of gold) as In this connection, we used TF1 glass plates (refraction coefficient  $n = 1.61$ ) with an as-sputtered gold layer (thickness of 50 nm): (a) without an adhesion interlayer, (b) through a chromium adhesion interlayer (thickness of 13 nm) and (c) through a titanium adhesion interlayer.

For the samples with chromium adhesion layer, the process of complete etching off requires somewhat less time than in the case of a titanium layer. No further changes of spectra were observed at bigger times. A comparative analysis of the Au~Cr spectra and those of Cr on the same substrate showed absence of any pronounced features not related to reflection in thin films. In particular, we did not observe absorption peaks in the region characteristic of both single gold nanoparticles (about 520–560 nm) and their clusters (about 560–670 nm). This indicates absence of the corresponding nanostructures at the surface.

At the same time, when etching the gold film deposited through the titanium adhesion layer) in the 5:1:1 etchant without citric acid, two absorption peaks appear within the 65–120 min. time interval. They lie near 542 and 576 nm and are characteristic of the gold nanostructures. Further exposure led to disappearance of those peaks. This indicates structure breakdown due to complete etching off the surface. Addition of 2 mg of citric acid to the 5:1:1 etchant solution (total volume of 7 ml) resulted in increase of both the intensity of the above absorption bands (the peaks were at the same wavelengths as in the absence of citric acid) and the time interval of their appearance. The observed effects were pronounced clearer for the peak near 542 nm that corresponded to

single nanoparticles. Further etching led to complete breakdown of the surface structure in this case too. Interpretation of the dependences obtained requires invoking the data on chemical properties of the metals used in the adhesion layers, in particular, on different character of their interaction with the etchant solution.

Thus we consider a simple chemical technique of obtaining surface nanostructures from a continuous metal film on an insulating substrate by use of citric acid. This technique makes it possible to form a spatially stable organic construction that envelops a gold particle due to formation of coordination bonds between the carboxyl groups of citric acid and gold atoms

1. A. Vaskevich, I. Rubinstein. Localized surface plasmon resonance (LSPR) spectroscopy in biosensing. In *Handbook of Biosensors and Biochips*; Marks, R.S., Ed.; Willey and Sons: New York – 2007.

### **Comparison of optical properties of thin films based on $As_2S_3$ obtained by vacuum evaporation and spin-coating.**

Meshalkin A.<sup>1</sup>, Ciornea V., Iaseniuc O.<sup>1</sup>, Shepel D.<sup>2</sup>, Lupan E.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Applied Physics of Academy of Sciences of Moldova *Chisinau, Moldova*

<sup>2</sup>*Institute of Chemistry of Sciences of Moldova*

Chalcogenide glasses have been widely studied for their various and unique optical properties which make them very promising materials for use in optical and micro-optical elements such as gratings, optical recording media, fiber optics and waveguided devices in integrated optics since they exhibit a good transparency in the infrared region. Thin films of As-S chalcogenides proved as materials for applications e.g. as registration media with high resolution, holography, infrared and non-linear optics. Chalcogenide thin films could be prepared by many experimental methods (vacuum thermal evaporation, pulsed laser deposition, vacuum sputtering) resulting in some differences in structure and physicochemical properties of prepared films. The Lauks group [1] showed that amorphous chalcogenide films can be prepared also from organic solutions by spin deposition techniques commonly used for depositing organic polymer photoresists. Spin-coated films have demonstrated similar properties and potential applications [2] as vacuum deposited films but the spin-coating deposition method is technologically easier and cheaper. In the publications [3-6] the preparation, properties and some applications of vacuum evaporated and spin-coated amorphous chalcogenide films have been described. In this paper we present a comparison of optical properties of thin films based on  $As_2S_3$  obtained by vacuum evaporation and spin-coating.

Vacuum evaporated and spin-deposited thin films based on  $As_2S_3$  are studied by optical and infrared spectroscopy. Solutions of the chalcogenide were made by dissolving the powdered glass  $As_2S_3$  in anhydrous monoethanolamine.



Spin-coated films were prepared by spin deposition from organic solution onto substrates held at room temperature. Infrared transmittance spectra over range of 4000 to 400  $\text{cm}^{-1}$  provide information about chalcogenide-solvent interaction and the nature of the bonding structure and suggest that the structure of the as deposited film is influenced by the remains of the organic solvent, but upon annealing the solvent related peaks are significantly reduced. The EDX analyses of spin-coated and vacuum evaporated  $\text{As}_2\text{S}_3$  films showed that stoichiometric ratio of  $\text{As}_2\text{S}_3$  remained the same as in  $\text{As}_2\text{S}_3$  bulk glass.

The optical transmittance spectra of vacuum-evaporated and spin-coated films were measured in the spectral region 200 to 900 nm using a UV-VIS spectrophotometer Secord M40, in the region 800 to 3000 nm using NIR spectrophotometer Specord 61 NIR, and in the IR region 2,5 to 25  $\mu\text{m}$  (4000 to 400  $\text{cm}^{-1}$ ) using spectrophotometer Perkin Elmer Spectrum 100 FT-IR.

The optical constants (refractive index  $n$ , and absorption coefficient  $\alpha$ ) were calculated from the transmittance spectra using the method proposed by Swanepoel [7]. The values of refractive index of spin-deposited  $\text{As}_2\text{S}_3$  are slightly lower than those of the vacuum-evaporated film of identical compositions indicating a difference in the chemical bonding structure. All the curves are similar in but are displaced to higher values of  $n$  for  $\text{As}_2\text{S}_3$  vacuum evaporated films. In comparison with refractive index of  $\text{As}_2\text{S}_3$  bulk glass  $n = 2.4$  all prepared films with the same composition have lower index of refraction, i.e. for vacuum evaporated films  $n = 2.3$ , spin-coated films  $n = 2.1$  ( $\lambda = 650$  nm).

The 4000 to 400  $\text{cm}^{-1}$  region of the infrared transmittance spectra of the freshly deposited spin-coated  $\text{As}_2\text{S}_3$  films contain a series of absorption bands associated with the organic solvent. These bands are not present in the vacuum-evaporated  $\text{As}_2\text{S}_3$  film. To analyze the possible chemical bonding between the solvent and chalcogenide glass during dissolution the middle-far infrared spectra were measured for pure solvent monoethanolamine, solution of  $\text{As}_2\text{S}_3$ -monoethanolamine and as-deposited  $\text{As}_2\text{S}_3$  film. So, there were revealed absorption bands of -OH, >CH- and -CH<sub>2</sub>-, >NH functional groups. A comparison of the observed absorption bands reveals some evidence for the possible chemical bonding in the spin-coated films.

#### ACKNOWLEDGMENTS

*This work was supported by the SCSTD, project no. 09.819.05.03A.*

1. G.C. Chern, I. Lauks, Spin-coated amorphous chalcogenide films, J. Appl. Phys. – 1982. – T. 53, № 10. – C. 6979-6982.
2. T. Kohoutek, T. Wagner, Mir. Vlcek, Mil. Vlcek, M. Frumar, Spin-coated  $\text{As}_{33}\text{S}_{67-x}\text{Se}_x$  thin films: the effect of annealing on structure and optical properties, J. Non-Cryst. Solids. – 2006. – 352. – C. 1563-1566.

3. D.L. Recht, Z. Liu, K.R. Rahman, C.F. Gmachl, C.B. Arnold. Quantum Cascade Lasers Tuned by Amorphous  $\text{As}_2\text{S}_3$  Claddings, Proceedings of the SPIE. – 2005. – Vol. 5713. – P. 293-300.
4. M. Krbal, T. Wagner, T. Kohoutek, P. Nemeč, J. Orava, M. Frumar. The comparison of  $\text{Ag-As}_{33}\text{S}_{67}$  films prepared by thermal evaporation (TE), spin-coating (SC) and a pulsed laser deposition (PLD), J. Phys. Chem. Solids 68 – 2007. – C. 953-957.
5. A. Andriesh, S. Serghiev, G. Triduh, A. Meshalkin, Diffraction optical structures on the basis of chalcogenide glasses and polymers, J. Optoelectron. Adv. Mater. – 2007. – Vol. 9, No. 10. – P. 3007-3012.
6. A. Andriesh, A. Meshalkin, S. Buzurniuc, V. Verlan, Some optical and recording properties of composite material  $\text{As}_2\text{S}_3$ -PVP, J. Optoelectron. Adv. Mater. – 2007. – Vol. 9, No. 10. – P. 3002-3006.
7. R. Swanepoel, J. Phys. E: Sci. Instrum. – 1983. – 16. – 1214.

### **Phase transitions in the lattice model of intercalation.**

Mysakovych T.S., Krasnov V.O., Stasyuk I.V.

*Institute for Condensed Matter Physics, Lviv, Ukraine*

In this work the lattice model which can be employed for the description of intercalation of metal ions in semiconducting crystals is considered. Pseudospin formalism is used in describing the interaction of ions with electrons.

It is shown that the effective attractive interaction between ions is formed due to the pseudospin-electron interaction and the condition of the appearance of phase transition of the first order with jumps of the ion and electron concentration is established [1,2]. This interaction also leads to the shift of the electron band positions. It is found that the total capacity of the system increases near phase transition point. The influence of donor impurities on these transitions and electrostatic capacity of the system is investigated.

The possibility of hopping of intercalated ions between different positions is taken into account. The thermodynamics of the model is investigated in the mean field approximation. The possibility of phase transitions of the first and second order to the modulated phase is revealed. Phase diagrams in the plane the chemical potential of the ions-parameter of the ion transfer are built. It is shown that at high values of the parameter of ion transfer, the phase transition to the modulated phase disappears.

4. T.S. Mysakovych, I.V. Stasyuk. Pseudospin-electron model of intercalation // J. Phys. Stud. – 2007. – T. 11. – P. 195-199.
5. T.S. Mysakovych, V.O.Krasnov, I.V. Stasyuk. Phase transitions in the lattice model of intercalation // Condens. Matter Phys. – 2008. – T. 11. – P. 663-667.

## About the Electrical Properties of the CeNi<sub>5</sub> Compound Thin Films

Todoran R., Todoran D.

*North University of Baia Mare, Baia Mare, Romania*

The investigation of the physical properties of the intermetallic compounds of rare earths with 3d transition elements, both under massive form and under thin layers, have a special meaning both scientifically and technologically due to the multiple applications of this class of materials.

The researches made for the layers of the CeNi<sub>5</sub> compound show that there is a change in the specific resistivity of these layers depending on thickness, of approximately 5 dimensional sizes. These results determined us to study the electrical conductivity in a large field of temperatures depending of the thickness  $h$  of the layer.

This paper presents the results of the investigation conducted on electrical conductivity of the thin layers of compound CeNi<sub>5</sub> in the 78-293K temperature range. We used the method of the four point probes for the experimental determinations of the electrical conductivity. The compound CeNi<sub>5</sub> were prepared by melting the constituent elements in an electric arc furnace in an argon controlled atmosphere. Metals of high purity 99.99% were used for the preparation of the compound. The structure and the composition of the thin layers were studied using the diffraction of X-rays

We have determined the thickness of the metallic layers with the help of the interferometric microscope. A linear dependency is established between the thickness  $d$  of the layer and the number of pulses of laser radiation used in obtaining the sediment under the form of a thin layer.

The electrical conductivity of the metal layers depends on the temperature, according to the equation:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2(T)$$

where  $\sigma_1$  represents the part of the conductivity that is conditioned by the spreading of the electrons by the static defects in the layer, and  $\sigma_2$  is the part of the conductivity that depends on the spreading mechanism of the electrons by the phonons.

The electrical conductivity of CeNi<sub>5</sub> layers presents a slow decline together with the raise of the temperature only in the layers with thicknesses greater than or equal to 250 nm. For thicknesses  $\geq 250$  nm of the thermal coefficient layers of the conductivity at temperatures higher than 80 K is negative, which confirms the metallic behaviour of the thin layer. In a totally different way the electrical conductivity at thicknesses  $d \leq 110$  nm is presented. The experimental results can be interpreted based on an insular model of forming the CeNi<sub>5</sub> layers with energetic barriers between them of  $\Delta E_a$  size. The thermal activation average energy in the temperature ranges of 100÷ 140 K is

equal to about 4 meV and in the temperature ranges of 200÷ 300 K the electrical conductivity is determined by energetic thresholds of approximately 38 meV.

The experimental results are interpreted taking into account the spreading of the mobile-charge carriers at the surface layers.

The dependencies of the electrical conductivities of the CeNi<sub>5</sub> strata on temperature are presented. The experimental results were interpreted based on an insular formation model of the strata with the energetic boundaries between them, the electrical conductivity of the strata at higher temperatures than 280 K, no matter what thickness, getting the tendency of complying to the massive strata laws (negative temperature coefficient) as opposed to thin layers.

1. H.R. Kirchmager, E. Burzo, pp.145, Landolt-Börstein, New series II/19d2, – 1990. – 175.
2. T. Izuyama, D.J.Kim, R. Kubo, J. Phys. Soc. Jap. – 1963. – 18, 1025.
3. B.T. Matthias, R.M. Bozorth, Phys. Rev. – 1958. – 100, 604.

### **Force microscopy investigations during the one-step holographic recording of surface relief gratings in amorphous chalcogenides**

Trunov M.<sup>1</sup>, Lytvyn P.<sup>2</sup>, Nagy P.M.<sup>3</sup>, Kokenyesi S.<sup>4</sup>, Dyachyns'ka O.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine*

<sup>2</sup>*Institute of Semiconductors NAS Ukraine, Kiev, Ukraine*

<sup>3</sup>*Central Institute of Chemical Researches, HAS, Budapest, Hungary*

<sup>4</sup>*University of Debrecen, Debrecen, Hungary*

Holographic gratings are one of the simplest models of the spatially modulated optical media, which can be rather easily created as a picture of interference fringes and recorded in different media due to the stimulated changes of their optical and other (chemical, mechanical, thermodynamical, electrical) parameters. At the same time such recording gives us a lot of information about the mechanism of the above mentioned changes. Last time special interest is increasing to the direct, one step recording processes, especially connected with light-induced surface modulation of chalcogenide glasses at micro- and nanoscales [1]. In a wide class of photo-sensitive materials amorphous chalcogenides are frequently applied for holographic recording. These materials reveal surface deformation, giant surface relief formation effects when hologram is recorded or single beam laser illumination is applied.

Besides the well known photo-induced structural transformation effects and related changes of optical parameters some peculiar effects like photo-plasticity [2] also appear when amorphous chalcogenide layer is illuminated, but up to now these are rather ambiguously correlated with composition and experimental conditions. Nevertheless these data show on the prospects of direct, one-step recording process which may be especially useful for prototyping optical, photonic elements.

Holographic recording of surface relief gratings (SRG) in As-Se chalcogenide films have been carried out at 655 nm. The maximum surface modulation amplitude was more than 400 nm for 2  $\mu\text{m}$  thick films. The properties and the evolution of the recorded SRG were experimentally studied by holographic and force spectroscopy methods. The last investigations rely on repeated nanoindentations by atomic force microscopy (AFM) tip (i.e. force spectroscopic measurements) on a surface spot, during in situ SRG formation under holographic recording. The properties of SRG directly extracted from features of the force–distance curves that monitor the local, specific interactions between the AFM tip (DP-14, spring constant 5 N/m) and the sample.

Surface relief gratings formation is explained by the optical force model and by the photoplastic effect enabling the directional mass transport as the result of structural transformations. The conclusion is made that surface relief gratings are stable but the diffraction efficiency slightly changes and this is due to the dynamic (transient) photoinduced changes of refractive index. Some polarization dependences of reflected diffraction efficiency are found. They are explained by the diffraction anisotropy of gratings and by the photoinduced anisotropy of the recording medium.

The compositional dependence of the process of light-stimulated periodic surface relief formation on  $\text{As}_x\text{Se}_{1-x}$  layers ( $0 \leq x \leq 0.5$ ) was investigated by *in situ* AFM profiling and compared with data on diffraction efficiency  $\eta$  of similar gratings, measured in reflection mode. In our present paper a particular emphasis is given to the generation and development of gratings with deep grooves or high banks, to the giant mass transport which can give some new insight to the mechanism of these special surface deformation processes too.

1. M.L. Trunov. Photoplastic effect in non-crystalline materials // J. Phys D:Appl. Phys. – 2008. – T. 41. – P. 074011.
2. S.N. Yannopoulos. Photo-plastic effects in chalcogenide glasses: Raman scattering studies. Chap. 8 in Photo-induced Metastability in Amorphous Semiconductors, Ed. by A.V. Kolobov, Wiley–VCH, Berlin. – 2003. – P. 119-137.

## ЗМІСТ

<b>З короткої історії всановлення наукової школи з фізико-хімічних проблем тонкоплівкового матеріалознавства Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника</b>	<b>8</b>
--	----------

### ПЛЕНАРНІ ДОПОВІДІ PLENARY SESSIONS

<b>Аксiмeнтъсва О.І., Монастирський Л.С.</b> Наноструктуровані гібридні системи полімер-напівпровідник	<b>18</b>
<b>Анатичук Л.І., Вихор Л.М.</b> Наноструктуровані матеріали в термоелектриці	<b>19</b>
<b>Бабанлы М.Б., Имамалиева С.З., Гусейнов Ф.Н, Салимов З.Э., Дашдиева Г.Б.</b> Физико-химические основы получения новых фаз переменного состава на основе термоэлектрика $Tl_9BiTe_6$	<b>21</b>
<b>Балакін Д.Ю., Осовський В.Д., Петрова Н.В., Птушинський Ю.Г., Яковкін І.М.</b> Утворення наночарової плівки оксиду на поверхні $Mo(110)$	<b>23</b>
<b>Баранський П.І., Гайдар Г.П.</b> Радіаційна і термічна стійкість тонких шарів, гетеросистем і наноструктур, створюваних на основі елементарних напівпровідників і напівпровідникових сполук	<b>25</b>
<b>Блонський І.В., Дмитрук І.М., Дмитрук А.М., Кадан В.М., Коренюк П.І., Павлов І.А., Алексєєнко А.А.</b> Фемтооптика нанокмпозитів на основі благородних металів	<b>26</b>
<b>Бойко Б.Т., Харченко Н.М.</b> Применение метода конденсации в квазизамкнутом объеме для формирования пленок полупроводниковых соединений	<b>27</b>
<b>Бойчук В.І., Білінський І.В., Лешко Р.Я.</b> Дослідження енергетичного спектра акцепторної домішки у центрі сферичної наногетероструктури кристалів типу $GaSb/AlSb$	<b>29</b>
<b>Большакова І.А., Кость Я.Я., Макідо О.Ю., Шуригін Ф.М.</b> Технологія вирощування віскерів напівпровідників на основі нанорозмірних структур	<b>30</b>
<b>Булавін Л.А., Адаменко І.І., Королович В.Ф., Мороз К.О.</b> Вплив тиску на молекулярну структуру водних систем з одностінними вуглецевими нанотрубками	<b>31</b>
<b>Венгер Е.Ф., Горбач Т.Я., Матвеева Л.А., Нелюба П.Л.</b> Квантово-размерный эффект в микрорельефных наносистемах с собственным оксидом	<b>32</b>
<b>Венгреневич Р.Д., Москалюк А.В., Іванський Б.В., Стасик М.О.</b> Розподіл острівців за розмірами в умовах дислокаційно-поверхневої дифузії	<b>34</b>
<b>Гуцул І.В., Маник О.М., Маник Т.О., Олійнич-Лисюк А.В.</b> Динаміка формування хімічного зв'язку в дефектних напівпровідниках, як базових елементів наноструктур	<b>36</b>
<b>Дериглазов В.О., Савкіна Р.К., Смірнов О.Б., Сизов Ф.Ф.</b> Неохолоджуваний фотовольтаїчний фотоприймальний пристрій ІЧ випромінювання	<b>38</b>
<b>Дмитрук М.Л., Коровін О.В., Кондратенко О.С., Романюк В.Р.</b> Субхвилеві металеві плівки як основа сучасної плазмоніки	<b>40</b>
<b>Довгий Я.О.</b> Багатошаровики для позарезонаторної селекції ліній генерації „білих” лазерів	<b>42</b>

<b>Дороган В., Виеру С., Виеру Т.</b> Оптоелектронні властивості наноплівочок з'єднаних III-V	44
<b>Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Нічкало С.І.</b> Особливості створення нанорозмірних кристалів кремнію	46
<b>Зауличний Я.В.</b> Кристалохімічна залежність енергетичного перерозподілу валентних електронів та зміна зонної енергії матеріалів при їх диспергуванні до нанорозмірів	48
<b>Заячук Д.М., Микитюк В.І., Хандожко О.Г., Шлемкевич В.В.</b> Домішки рідкісноземельних елементів гадолінію та європію в телуридах свинцю й олова: поведінка, вплив на властивості і взаємодія з власними дефектами	49
<b>Зінченко В.Ф., Кочерба Г.І., Соболь В.П., Мозкова О.В., Марків В.Я., Белявіна Н.М.</b> Особливості структури та оптичних й експлуатаційних властивостей тонкоплівкових покриттів на основі оксидів, фторидів та халькогенідів металів	50
<b>Киселюк М.П., Власенко О.І., Ляшенко О.В., Велешук В.П.</b> Динаміка зміни параметрів InGaN/GaN наногетероструктур при критичних режимах навантаження	52
<b>Кладько В.П.</b> Використання високороздільної X-променевої дифрактометрії для характеристики тензорних деформаційних полів у напівпровідникових наноструктурах	54
<b>Коваленко О.В., Тищенко В.В.</b> Дослідження ефектів самоорганізації в системі носіїв заряду при високих рівнях збудження квантоворозмірних структур на основі нанокристалів ZnSe	56
<b>Кондрат О.Б., Попович Н.І., Голомб Р.М., Міца В.М., Петраченков О.Є., Стегура С.</b> Першопринципні розрахунки та коливні спектри плівок при заміні As на Sb і Bi в сполуках As(Sb,Bi) <sub>2</sub> S <sub>3</sub> ДВНЗ	57
<b>Конопляник І.В., Мильчанин О.В., Комаров Ф.Ф., Шабєка Е.П., Турцевич А.С., Соловьев Я.А.</b> Низькотемпературне формирование контактных слоев силицидов платины для силовых диодов шоттки	59
<b>Корбутяк Д.В., Крюченко Ю.В., Купчак І.М., Каганович Е.Б., Манойлов Е.Г., Саченко А.В., Среселі О.М.</b> Низькорозмірні структури кремнію та германію: екситонні стани, способи формування та фотолюмінесцентні властивості	60
<b>Котлярчук Б.К., Савчук В.К., Лєсюк Р.І., Бобицький Я.Б., Ошвальдовський М., Жешутек Я.</b> Функціональні шари на основі об'ємних та низькорозмірних напівпровідникових гетерогенних систем	62
<b>Крышталь А.П., Гладких Н.Т., Сухов Р.В.</b> Изменение морфологической структуры при плавлении – кристаллизации пленочных систем	64
<b>Литвин П.М., Оліх О.Я., Литвин О.С., Оліх Я.М., Дячинська О.М., Прокопенко І.В.</b> Акусто-стимульовані наноманіпуляції частинками вибраних розмірів	66
<b>Литовченко В.Г., Євтух А., Григорьев А., Хартнагель Б., Ілмазоглу О., Павлидис Д.</b> Визначення фундаментальних характеристик напівпровідникових плівок методом холодної емісії	68
<b>Лукієнко І.М., Харченко М.Ф.</b> Поздовжній ефект Керра в багат шарових наноплівках [Co/Cu(111)] <sub>n</sub> в магнітному полі	69
<b>Макогон Ю.М., Павлова О.П., Сидоренко С.І., Бєддіс Г., Вербицька Т.І., Шкарбань Р.А.</b> Формування термостабільних нанорозмірних плівок NiSi на монокристалічному кремнії	71

<b>Малашкевич Г.Е., Шевченко Г.П., Семкова Г.И., Потапенко Л.Т., Першукевич П.П., Прусова И.В.</b> Влияние наночастиц и ионов серебра на спектрально-люминесцентные свойства редкоземельных активаторов в оксидных пленках	73
<b>Меглей Д.Ф., Дынту М.П., Дону С.В.</b> Нитевидные кристаллы теллурида свинца-олова легированные индием	75
<b>Мриглод І.М., Бзовська І.С.</b> Каталітичні властивості металічних поверхонь: моделювання впливу домішок на прикладі реакції окислення монооксиду вуглецю	76
<b>Мудрий С., Штаблавий І., Шеверного І.</b> Структурні особливості формування нанофаз в процесі взаємодії ультрадисперсних частинок з рідкометалевою матрицею	77
<b>Никифоров К.Г., Антонов А.В., Романова Н.И., Редин В.В.</b> Спинтронные наноструктуры на основе Cd(Hg)Cr <sub>2</sub> Se <sub>4</sub>	78
<b>Остафійчук Б.К., Будзуляк І.М.</b> Модифікація фізико-хімічних властивостей нанопористого вуглецю	80
<b>Перекрестов В.И.</b> Самоорганизация околоравновесной стационарной конденсации металлов	83
<b>Перминов П.А., Заботнов С.В., Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И., Малевич В.Л., Головань Л.А., Ежов А.А., Кашкаров П.К.</b> Наноструктурирование поверхности кристаллического кремния лазерными импульсами	85
<b>Птащенко О.О., Птащенко Ф.О., Шугарова В.В., Ємець О.В.</b> Эффект поля, індукований адсорбційними процесами в р-п-переходах	86
<b>Рубіш В.М.</b> Особливості формування нано- і квазікристалічних включень заданої морфології в матриці халькогалогенідних стекол та плівок	88
<b>Рувінський М.А.</b> Рівноважне електромагнітне випромінювання в мезо- і наносистемах	90
<b>Семикина Т.В., Венгер Е.Ф., Комащенко В.Н.</b> Современные нанотехнологии: метод атомного послойного осаждения (обзор)	91
<b>Склярчук В.М., Склярчук О.Ф., Захарук З.І., Ковальчук М.Л., Колісник М.Г., Раренко І.М.</b> Однорідні, великої площі фотоприймачі на поверхнево-бар'єрних структурах нікель – монокристалічна підкладка ртуть-індієвого телуриду	92
<b>Солонін Ю.М.</b> Структуроутворення в тонких плівках фулериту C <sub>60</sub>	93
<b>Стасюк З.В., Бігун Р.І., Пенюх Б.Р.</b> Електронні явища в ультратонких електрично суцільних плівках металів	94
<b>Стасюк І.В.</b> Граткові моделі у фізиці іонних провідників та інтеркальованих систем	96
<b>Стріха М.В., Гасан-заде С.Г., Шепельський Г.А.</b> Зниження симетрії кристалів як спосіб отримання нових фізичних характеристики об'ємних напівпровідників	97
<b>Стронський О.В.</b> Халькогенідні склоподібні напівпровідники – властивості та застосування	99
<b>Ткач М., Сеті Ю., Матієк В.</b> Особливості еволюції квазістаціонарних станів електрона у плоских трибар'єрних РТС	101
<b>Фесів І.В., Фодчук І.М., Струк Я.М.</b> Муарові зображення дефектів у рентгенівській трикристалійній інтерферометрії	103
<b>Фреїк Д.М.</b> Наноструктури сполук A <sup>IV</sup> B <sup>VI</sup> , вирощені з парової фази	105



<b>Цыбульская Л.С., Пуровская О.Г., Поводайло В.А., Гаевская Т.В.</b> Получение и исследование ультрачерных пленок	109
<b>Шелюк І.О., Томашик В.М., Лукіяничук Е.М.</b> Хіміко-механічне полірування монокристалів GaAs, GaSb, InAs та InSb травниками H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> -HBr-лактатна кислота	110
<b>Лень А.Є., Тимочко М.Д., Шендеровський В.А.</b> Щодо українського аспекту в розвитку фізики напівпровідників	112
<b>Шпеник О.Б., Попик Т.Ю., Ортіков Р.О.</b> Зворотне розсіювання повільних електронів поверхнями Cu, Mo, Ta і шарами Mg	114
<b>Шпилевский Э.М.</b> Металл-фуллерновые тонкие плёнки: достижения и перспективы	116
<b>Юрков Г.Ю., Лашкарьов Г.В., Пирятинський Ю.П., Радченко М.В., Січковський В.І., Османов Т.Ш., Домуховський В., Стори Т.</b> Фотолюмінесценція наночастинок CdS, іммобілізованих в поліетиленовій матриці	118
<b>Boyko V., Nedilko S., Revo S., Scherbatskii V.</b> Physical properties of polymer films incorporated with nanoparticles of carbon and lanthanide luminescent compounds	119
<b>Gurevich Yu.G.</b> Thin-Film Thermoelectric Cooling	120
<b>Karachevtseva L.A., Glushko O.E., Konin K.P., Morozovska D.V., Lytvynenko O.O., Parshin K.A., Tsybrii Z.F.</b> 2D oxide matrix formation on macroporous silicon structures	121
<b>Khyzhun O.Yu., Bekenev V.L., Solonin Yu.M.</b> Electronic structure of ultrafine CuWO <sub>4</sub> as determined from first-principles FP-LAPW calculations and X-ray spectroscopy studies	123
<b>Klym H., Hadzaman I., Shpotyuk O.</b> High-reliable thick films based on semiconductor and dielectric spinel-type ceramics for multifunctional sensors application	124
<b>Kudryavtsev Y.V., Uvarov V.N., Rudenko E.M., Lee Y.P.</b> Heusler alloy films as potential spin-injectors for spintronic applications: atomic disorder effects	126
<b>Lutsyk V.I., Zelenaya A.E.</b> T-x-y diagrams computer models of immiscible systems for micro- and nanostructures design in heterogeneous materials	127
<b>Lyakhovetski V., Borshch A., Brodyn M., Rudenko V., Volkov V., Semenov A., Pusikov V.</b> Nonlinear optical properties of silicon carbide thin nanocrystal films	128
<b>Mladenov G.M., Vutova K.J., Koleva E.G.</b> Computer simulation of electron and/or ion beam lithography of nanostructures	129
<b>Ostrovskaya L., Ralchenko V., Saveliev A., Vlasov I., Zavedeev E., Gordeev S., Korchagina S.</b> Comparative study of the nanocrystalline and ultrananocrystalline diamond films wettability	131
<b>Šliužienė K., Lisauskas V., Butkutė R., Vengalis B., Simokaitienė J., Lygaitis R., Gražulevičius J.V.</b> Preparation and Electrical Properties of Organic/Non-Organic Heterostructures. ( <i>Semiconductor Physics Institute, Vilnius, Lithuania; Kaunas University of Technology, Kaunas, Lithuania</i> ).	132
<b>Studeniyak I., Stephanovich V., Makauz I., Vojnarovich I., Charnovich I., Daroczi L., Kokenyesi S.</b> Development of Chalcogenide Glass-Superionic Nanocomposite	133
<b>Sukach G.A., Bogoslovskaya A.B.</b> Present Status and Future Prospect in White LED Lighting	134

<b>Takats V., Vojnarovich I., Shipljak M., Makauz I., Cheresnya V., Pinzenik V., Kokenyesi S.</b> Stimulated Structural Transformations In Metal-Chalcogenide Nanocomposite Films	136
<b>Virt I.S., Bilyk I.S., Kolek A., Ptak P., Zawislak Z.</b> Noises properties in epitaxial films HgCdTe and HgTe	138
<b>Yuzepovich O.I., Bengus S.V., Mikhailov M.Yu., Buchstab E.I., Fogel N.Ya., Sipatov A.Yu.</b> Interfacial superconductivity in bilayer and multilayer AIBVI semiconductor heterostructures	138
<b>Zyman Z.</b> Advanced Bioactive Nanomaterials Based on Hydroxyapatite	140

**Секція 1**

**Технологія тонких плівок (метали, напівпровідники, діелектрики, провідні полімери) і методи їх дослідження**  
(усні доповіді)

**Session 1**

**Thin films technology (metals, semiconductors, dielectrics, conductive polymers) and their research methods**  
(oral)

<b>Авраменко К.А., Беляев А.Е., Кладько В.П., Коломыс А.Ф., Слободян М.В., Стрельчук В.В. Витусевич С.В.</b> Особенности деформационного состояния и кристаллической структуры GaAlN/GaN слоев выращенных на сапфире	144
<b>Агеев Л.А., Белошенко К.С., Маковецкий Е.Д., Милославский В.К.</b> Имплантация в кварцевое стекло периодических структур, образованных частицами серебра в фоточувствительных пленках AgCl-Ag	146
<b>Башев В.Ф., Мухін А.А., Овруцький А.М., Расщупкіна М.С.</b> Моделювання конденсації тонких бінарних плівок систем Fe-Cu та Ni-Ag з газової фази	148
<b>Бекиш Ю.Н., Цыбульская Л.С., Гаевская Т.В.</b> Исследование поверхностных слоев пленок никель-бор методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии	150
<b>Беляев А.Е., Болтовец Н.С., Иванов В.Н., Камалов А.Б., Капитанчук Л.М., Конакова Р.В., Кудрик Я.Я., Миленин В.В., Насыров М.У., Неволин П.В.</b> Механизм протекания тока в омическом контакте Au-TiV <sub>x</sub> -AuGe-n-GaP	151
<b>Белозерцева В.І., Овчаренко А.П., Зионг Тхи Нью Чань, Стронский А.В.</b> Расчет экспозиционных зависимостей оптических констант светочувствительных пленок	153
<b>Бондаренко Б.Ф., Журба Г.В.</b> О роли условий возникновения разряда и внутризеренной ликвиации при процессах обсыкивания	155
<b>Вуйчик М.В., Цибрій З.Ф., Свеженцова К.В., Білевич Є.О., Сизов Ф.Ф.</b> Дослідження гетеросистеми PbTe-CdTe методами атомно-силової мікроскопії та ІЧ-спектроскопії	157
<b>Гацкевич Е.И., Ивлев Г.Д., Левченко В.И., Постнова Л.И.</b> Воздействие импульсного лазерного излучения на тонкие пленки In	158
<b>Говорун Т.П., Черноус А.М.</b> Взаємозв'язок електрофізичних властивостей та дифузійних процесів в плівках Cu, Ni і Co з тонким покриттям	159
<b>Данько В.А., Індутний І.З., Минько В.І., Литвин О.С., Шепелявий П.Є.</b> Субмікронне профілювання поверхонь з використанням двошарового неорганічного фоторезисту	161

<b>Денисюк Р.О., Томашик В.М., Томашик З.Ф., Чернюк О.С., Гриців В.І.</b> Хіміко-динамічне розчинення твердих розчинів $Cd_{1-x}Mn_xTe$ травильними сумішами $H_2O_2$ – $HCl$ –лакратна кислота	163
<b>Довганюк В.В., Литвинчук Т.В., И.М. Фодчук, Кладько В.П., Слободян М.В., Святек З.</b> Структурные превращения в кристаллах кремния, облученных высокоэнергетическими электронами	165
<b>Євтушенко А.І., Лазоренко В.Й., Лашкаръов Г.В., Карпина В.А., Храновський В.Д., Батурич В.А., Карпенко О.Ю., Луніка М.М.</b> Високочастотне магнетронне напилення плівок $ZnO$ методом пошарового осадження	167
<b>Іващенко Л.А., Іващенко В.І., Порада О.К., Карпець М.В., Бутенко О.О., Закієв І.М.</b> Порівняльні дослідження плазмохімічних плівок $SiCN$ , отриманих із різних прекурсорів	169
<b>Козак М.І., Феделеш В.І., Лоя В.Ю., Студеняк І.П.</b> Еліпсометричне дослідження кінетики термоіндукованих рефракційних перетворень в тонкопліткових структурах халькогенідних склоподібних напівпровідників	170
<b>Конакова Р.В., Кудрик Я.Я., Неволін П.В., Свешников Ю.Н.</b> Исследование влияния СВЧ излучения на свойства барьерных контактов $Au-TiB_x-n-GaN$	173
<b>Кононенко І.М., Денисенко В.Л., Перекрыстов В.І.</b> Аморфні металеві плівки сплавів цирконія отриманні при квазірівноважній стаціонарній конденсації	175
<b>Ластівка Г.І., Хандожко О.Г., Ковалюк З.Д.</b> Вплив фронту кристалізації на систему дефектів в $InSe$	176
<b>Лоп'яно М.А.</b> Математичні методи планування і оптимізації технологічних процесів вирощування тонких плівок і наноструктур $A^{II}B^{VI}$ та $A^{IV}B^{VI}$ з парової фази	178
<b>Луцик Н.Ю.</b> Умови формування тонкопліткових твердих розчинів. $(GaSb)_{1-x}(Ge_2)_x$	182
<b>Манько О.О., Манько В.О., Сукач Г.О., Бойко В.В.</b> Корекція передаточних характеристик багат шарових оптичних структур за рахунок внесення градієнтності в показник заломлення окремого шару.	183
<b>Меглей Д.Ф., Дынту М.П., Дону С.В.</b> Технология нанесения проводящего слоя на поверхность диэлектриков	185
<b>Савчук П.П.</b> Адгезійно-міцнісні характеристики функціональних епоксидних композиційних покриттів, наповнених нанорозмірними частинами	188
<b>Степаненко А.О., Черноус А.М.</b> Процеси фазоутворення у пліткових системах на основі алюмінію та титану	190
<b>Ткач В.Н., Борча М.Д., Баловсяк С.В., Гарабазив Я.Д., Фодчук И.М.</b> Определение структурной однородности искусственных алмазов методом Кикучи-дифракции	192
<b>Федоренкова Л.І.</b> Утворення бормістячих лігатур для модифікування алюмінію та його сплавів	194
<b>Чав'як І.І., Криницький О.С.</b> Парофазні методи вирощування тонких плівок і наноструктур сполук $A^{IV}B^{VI}$	195
<b>Червоненко С.П., Солошенко В.И.</b> Автоматизированная система измерения плотности поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик-полупроводник	197
<b>Шеремет В.Н.</b> Свойства омических контактов к нитриду галлия (обзор)	199
<b>Kysselyuk M.P., Vlasenko O.I., Gentsar P.O., Kruglenko I.V., Lytvyn O.S., Zayats M.S., Vuichyk M.V., Kryskov Ts.A.</b> Influence of orientation of the n-Si surface on morphology and optical properties of thin films $GaSe$	201

**Pakhomov G., Travkin V.V., Pakhomov L.G., Luchnikov A.P., Cherpak V.V., Stakhira P.Y.** Thin films of phthalocyanine: effect of morphology and environment on photoconversion efficiency **203**

**Секція 1**

**Технологія тонких плівок (метали, напівпровідники, діелектрики, провідні полімери) і методи їх дослідження (стендові доповіді)**

**Session 1**

**Thin films technology (metals, semiconductors, dielectrics, conductive polymers) and their research methods (poster)**

**Аллахвердієв К.Р., Андрієнко В.Є., Високолян А.П., Довбешко Г.І., Кайя А.Е.** Характеризація вуглецевих нанотрубок за допомогою комбінаційного розсіювання та електронної мікроскопії **205**

**Байдулаєва А., Велешук В.П., Власенко О.І., Гнатюк В.А., Даулетмуратов Б.К., Левицький С.М., Ляшенко О.В., Мозоль П.О.** Масоперенос індію в телурид кадмію при наносекундному лазерному опроміненні структури In-CdTe **207**

**Баловсяк С.В., Гарабазив Я.Д., Фодчук И.М.** Определение деформаций линий Кикучи с помощью корреляционной функции **209**

**Бережанський В.М., Новосядлий С.П.** Динамічне пірогенне осадження плівок діоксиду кремнію **211**

**Бесов А.В., Долгов Н.А., Зубрецкая Н.А.** Исследование цветовых параметров 3D модели зуба после его восстановления с помощью плазменных покрытий **213**

**Бурлак Г.М., Вилинская Л.Н.** Изучение люминесцентных свойств пленок оксида алюминия в контакте с электролитом **214**

**Величко Е.В., Недоля А.В., Титов И.Н.** Математическое моделирование влияния оптических факторов на процесс лазерно-индуцированного осаждения тугоплавких металлов из газовой фазы на диэлектрическую подложку **215**

**Войтенко А.П., Клевец Ф.Н., Фридман Ю.А., Шапошников А.Н.** Фазовые переходы в пленке  $(\text{BiSmLu})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  вблизи температуры компенсации **217**

**Гаман Д.О., Овчаренко А.П., Зионг Тхи Нью Чань, Ракитин И.И.** Численный метод определения оптических констант и толщины тонких пленок **219**

**Гацкевич Е.И., Ивлев Г.Д., Малевич В.Л.** Предабляционный перегрев расплава GaAs при наносекундном лазерном воздействии **221**

**Горбенко Г.М.** Дослідження впливу власних та домішкових дефектів на оптичні властивості титанату стронцію **222**

**Горват Г.Т., Лоя В.Ю., Крафчик С.С., Соломон А.М., Миголинець І.М.** Кінетичне вивчення взаємодії та розподілу в неоднорідних тонкопліткових структурах на основі  $\text{Ge}_{40}(\text{S,Se})_{60}+\text{In}$  **224**

**Григоров С.Н., Таран А.В.** Структура пленок Cu-In-Se переменного состава, приготовленных методом Векшинского **225**

**Губанова А.О., Криськов Ц.А., Люба Т.С., Мешалкін О.Ю., Рачковський О.М., Стронський О.В., Трідух Г.М.** Оптичні властивості об'ємних зразків і тонких плівок напівпровідникових сполук  $\text{As}_2\text{S}_3$  та  $\text{As}_2\text{Se}_3$  **227**

**Доценко Ф.Ф., Корчак О.С., Башев В.Ф., Рябцев С.І., Гудзенко Л.Н.** Вивчення структури вольфрамівих плівок в аморфному стані **229**

<b>Дроздович В.Б., Чаевский В.В., Жилинский В.В., Углов В.В., Жданок С.А.</b> Синтез, фазовый состав и электрохимические свойства комбинированных Ni– Mo покрытий	230
<b>Задорожный В.Г., Полищук С.Г., Кобрин В.Л.</b> ИК-спектры продуктов конденсации ФТ-3 и ФТ-4 в вакууме с помощью газоразрядных электроннолучевых пушек	232
<b>Задорожный В.Г., Полищук С.Г., Кобрин В.Л.</b> Исследование кристалличности тонких полимерных пленок, полученных в вакууме	233
<b>Задорожный В.Г., Полищук С.Г., Кобрин В.Л.</b> Исследование процесса конденсации продуктов разложения Ф-3 и Ф-4 в низком вакууме	235
<b>Задорожный В.Г., Полищук С.Г., Кобрин В.Л.</b> Расчет температурных полей в испарителе при электроннолучевом испарении полимеров в вакууме	237
<b>Заславський О.М., Кустовський С.С., Капітан О.В.</b> Застосування методу дифракційної електронної мікроскопії для визначення граничної розчинності компонентів в твердих розчинах	239
<b>Заяць М.С., Вуйчик М.В., Генцарь П.О., Литвин О.С., Янчук І.Б.</b> Структурні та оптичні дослідження плівок GaN легованих кремнієм	241
<b>Іванов В.І., Хандожко О.Г., Добровольський В.Д., Слинько Є.І.</b> Магнітні шари в шаруватих кристалах $In_2Se_3<Mn>$	243
<b>Іващенко М.М., Опанасюк А.С., Данильченко С.М., Калініченко Т.Г., Перевертайло В.Л.</b> Структурні та субструктурні характеристики тонких плівок селеніду кадмію	245
<b>Каземірський Т.А., Заплітний Р.А., Литвинчук І.В., Бончик О.Ю.1, Власов А.П., Фодчук І.М.</b> Рентгенодифракційні дослідження структурної досконалості систем CdHgTe/CdTe	246
<b>Карпина В.А., Храновський В.Д., Євтушенко А.І., Лашкар'єв Г.В., Лазоренко В.Й., Батурін В.А., Карпенко А.Ю., Луніка М.М.</b> Фотолюмінесценція тонких плівок ZnO, осаджених на а- і с-сапфір методом магнетронного розпилення	248
<b>Кіпріч В.І., Корніч Г.В.</b> Моделювання росту одновимірних поверхневих нанокристалів в дифузійному наближенні	249
<b>Клето Г.І., Цалий В.З.</b> Отримання і структура тонких плівок PbS	250
<b>Копач Г.И., Волкова Н.Д., Ключко Н.П., Копач В.Р.</b> Наноструктурированные плёнки диселенида меди и индия, изготовленные методом электрохимического осаждения	251
<b>Крикун К.Ю., Хрипунов Г.С., Копач Г.И., Кудий Д.А.</b> Оптические свойства и кристаллическая структура плёнок CdS, полученных химическими и вакуумными методами	253
<b>Лісовський І.П., Литовченко В.Г., Войтович М.В., 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>	255
<b>Махній В.П., Скрипник М.В., Бойко Ю.Н., Павлюк М.Ф.</b> Оптичні властивості квазіепітаксійних плівок CdO, легованих лужними металами	257
<b>Монастирський Л.С., Аксіментьєва О.І., Оленіч І.Б., Ярицька Л.І.</b> Осадження плівок поліаніліну методом високочастотного йоно-плазмового нанесення	258
<b>Москалюк В.О., Фліс В.С., Фліс А.О., Пан В.М., Свєчников В.Л.</b> Осадження купратних ВТНП тонких плівок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з добавками BaZrO <sub>3</sub> та їх наноструктура	259

<b>Москвин П.П., Антонов М.С.</b> Полиассоциативная модель расплава полупроводников $A^2B^6$ и фазовые равновесия в системе Zn – Te	260
<b>Новіков С.М., Фодчук І.М., Федорцов Д.Г., Струк А.Я.</b> Особливості формування X-променевого дифракційного зображення дислокацій в Si	261
<b>Новосядлий С.П., Возняк Ю.В.</b> Технологічний процес формування GaAs-субмікронних структур	263
<b>Окрепка Г.М., Томашик З.Ф., Моравец П., Гешл П.</b> Хімічна обробка поверхні монокристалів CdTe та $Zn_xCd_{1-x}Te$ бромвиділяючими травниками на основі водних розчинів $HNO_3-HBr$	264
<b>Пелешенко Б.Г., Цоцко В.І., Денисенко О.І.</b> Регулювання зони проплавлення тонкошарових матеріалів в умовах локальної теплової дії	266
<b>Пономарьов О.Г, Магілін Д.В., Опанасюк Н.М., Косяк В.В.</b> Дослідження плівок телуриду кадмію методом $\mu$ -PIXE	268
<b>Січка М., Шаркань Й., Кикинеші О., Дароці Л., Кикинеші В., Гегедуш Ч., Попович І.</b> Модифікація плазмово-напиленого одношарового покриття із гідроксилапатиту імпульсним випромінюванням Nd:YAG лазера	269
<b>Ткач В.Н., Фодчук І.М., Ральченко В.Г., Большаков А.П., Ашкинази Е.Е., Гарабазив Я.Д., Баловсяк С.В., Кузьменко Е.Ф.</b> Структурные характеристики алмазных пленок, выращенных в СВЧ-плазме	271
<b>Удовицкая Р.С., Калистый Г.В., Федулов В.В.</b> Моделирование профилей концентрации примесей при ионном легировании $B^+$ гетероструктур CdTe/HgCdTe/CdZnTe	273
<b>Федорів В.Д., Куровець В.В.</b> Рентгеноструктурні дослідження приповерхневого шару плівок $Y_3Fe_5O_{12}$ , опромінених йонами гелію	275
<b>Хомяк В.В.</b> Отримання та властивості тонких плівок CdO	276
<b>Цалий В.З.</b> Отримання тонких шарів $Si_2Te_3$	278
<b>Шкумбатюк П.С.</b> Про метод аналізу зміни концентрації вільних носіїв заряду у напівпровідниках	279
<b>Kusnezh V., P'chuk G., Shapowal P.</b> Chemical surface deposition of CdS thin films from $CdSO_4$ , $CdCl_2$ , $CdI_2$ aqueous solutions	281
<b>Mel'nychuk T.A., Tkachuk P.M., Savchuk S.A., Kleto G.I., Tkachuk V.I.</b> Technology of the surface $TeO_2xSiO_2$ films	283
<b>Mykhaylonka R.Ya.</b> Structure and Adhesion Bias Dependence of TiAlN Thin Films using High Power Impulse Magnetron Sputtering (HiPIMS)	284
<b>Shvaika A.M., Freericks J.K., Matveev O.P.</b> Inelastic electromagnetic waves scattering in the charge-density-wave phase of the spinless Falicov-Kimball model	286
<b>Yermolenko O.A., Kornich G.V.</b> Molecular Dynamics Simulation of Sputtering of Metal Clusters on Hydrocarbon Surfaces	287

## Секція 2

### Нанотехнології, наноматеріали і квантово-розмірні структури (усні доповіді)

## Session 2

### Nanotechnologies and nanomaterials, quantum-size structures (oral)

<b>Анисимов О.В., Максимова Н.К., Севастьянов Е.Ю., Черников Е.В., Сергейченко Н.В.</b> Газочувствительные свойства нанокристаллических тонких пленок Pt/SnO <sub>2</sub> при воздействии H <sub>2</sub> S	288
--	-----

<b>Беркутов І.Б., Андриевский В.В., Комник Ю.Ф., Миронов О.А.</b> Проявлення ефектів перегреву носіїв заряду в квантових ямах SiGe р-типа	290
<b>Бойчук В.І., Гольський В.Б., Кубай Р.Ю., Лукін Р.І.</b> Енергетичні стани двошарових квантових точок у формі витягнутих та сплюснутих еліпсоїдів обертання	291
<b>Братусь О.Л., Євтух А.А., Кизяк А.Ю., Литвин О.С.</b> Електрофізичні властивості нанокompозитних плівок SiO <sub>x</sub> та SiO <sub>2</sub> (Si) отриманих методом йонно-плазмового розпилення	292
<b>Венгреневич Р.Д., Іванський Б.В., Москалюк А.В., Стасик М.О.</b> Узагальнений розподіл Чакраверті-Вагнера	293
<b>Головацький В.А.</b> Енергетичний спектр та хвильові функції електрона у складних сферичних напівпровідникових наносистемах з водневоподібною домішкою	296
<b>Григор'єв А.О.</b> Особливості енергетичного спектра щільних масивів квантових точок	298
<b>Гудима Ю.В., Максимов А.Ю.</b> Придушення оптичного теплового пробою тонкої пластини напівпровідника корельованими шумами	299
<b>Дмитрук М.Л., Коровін О.В., Мамикін С.В., Соснова М.В., Мінько В.І., Литвин О.С.</b> Вплив термічного відпалу на оптичні властивості плазмонних систем на основі масиву золотих нанодротів	300
<b>Ефимова Н.Н., Ткаченко Н.В., Могильченко Н.В.</b> Наноразмерные субструктуры во фрустрированных ферромагнетиках и их влияние на гистерезисные свойства	302
<b>Завальнюк В.В., Марченко С.</b> Телескопічні коливання у багатостінкових вуглецевих нанотрубках	303
<b>Зауличний Я.В., Солонін Ю.М., Петровська С.С., Прилуцький Е.В., Труш О.</b> Рентгеноспектральне дослідження відмінностей електронної структури вуглецевих нановолокон та нанотрубок	304
<b>Ільченко Л.Г., Ільченко В.В., Лобанов В.В.</b> Формування потенціального бар'єру між двома близько розділеними нанорозмірними плівками металу	306
<b>Конопельник О.І., Аксіментьєва О.І., Опайнич І.Є., Польовий Д.О.</b> Спектри поглинання самоорганізованих наночастинок полі-3,4-етилендіоксифену	307
<b>Корнющенко А.С.</b> Формирование наносистем меди при околоравновесной конденсации в сверхчистой инертной среде	309
<b>Коротун А.В., Курбацький В.П., Погосов В.В.</b> Оптична провідність металевих нанодротиків	310
<b>Косминская Ю.А.</b> Проявления аллотропной селективности в условиях близости к фазовому равновесию в системе углеродная плазма-конденсат	311
<b>Котлярчук Б.К., Попович Д.І., Середницький А.С.</b> Дослідження процесів формування нанопорошкового ZnO та його фізико-хімічні властивості	313
<b>Курта С.А.</b> Кінетика та топологія процесів хлорування етилену на поверхні комплексних каталізаторів	315
<b>Лашкар'єв Г.В., Юрков Г.Ю., Дмитрієв О.І., Демидюк П.В., Пірятинський Ю.П., Слинько Є.І., Хандожко О.Г.</b> Властивості йонів Mn <sup>2+</sup> в наночастинках ZnO в поліетиленовій матриці	317
<b>Ліщинський І.М., Бачук В.В., Чавяк І.І.</b> Особливості формування і механізми росту квантоворозмірних структур халькогенідів свинцю на діелектричних підкладках	319
<b>Литвин П.М., Ліщинський І.М., Фреїк Д.М., Сіпатов О.Ю., Юзефович О.І.</b> Топологічні особливості формування наноструктур PbTe з парової фази	321

<b>Литовченко В., Мельник В., Попов В., Романюк Б., Хацевич І.</b> Йонно-імплантаційна технологія формування кремнієвих наноструктурованих плівок $\text{SiO}_x$	<b>324</b>
<b>Литовченко Н.М., Литвин П.М., Медвідь А.П., Мичко А.М., Насєка Ю.М., Стрільчук О.М.</b> Вплив наноструктур, сформованих на поверхні кристалів $\text{CdZnTe}$ методом лазерного сканування, на спектри їх низькотемпературної фотолюмінесценції	<b>326</b>
<b>Мокренко О.А.</b> Закономірності зародження конденсатів алюмінію при осадженні зворотних дифузійних потоків магнетронного розпилювача	<b>328</b>
<b>Настасенко В.О.</b> Новий принцип розділення об'єктів макро та мікросвіту	<b>329</b>
<b>Никируй Р.І., Малашкевич Г.Е., Фреик Д.М.</b> Структура и оптические свойства нанокристаллических пленок теллурида свинца	<b>332</b>
<b>Остафійчук Б.К., Ільницький Р.В., Будзуляк І.І., Сегін М.Я., Гавенчук Ю.В.</b> Властивості електрохімічних систем, сформованих на основі лазерно опроміненого пірогенного $\text{TiO}_2$	<b>334</b>
<b>Пелещак Р.М., Кузик О.В., Даньків О.О., Штим В.С.</b> Частотна модуляція рекомбінаційного випромінювання в гетероструктурі $\text{InAs/GaAs}$ з квантовими точками $\text{InAs}$ під дією ультразвукової хвилі	<b>336</b>
<b>Соколов О.І.</b> Дислокації невідповідностей і рухливість носіїв струму в гетероструктурах на основі халькогенідів свинцю	<b>338</b>
<b>Сукач Г.О., Кідалов В.В., Богословська А.Б., Яценко Ю.І.</b> Процеси випромінювальної рекомбінації в поруватих структурах $n\text{-GaP}$ , отриманих методом електролітичного травлення	<b>339</b>
<b>Сухов Р.В., Гладких Н.Т., Крышталь А.П.</b> Размерный эффект при контактном плавлении в слоистых пленочных системах эвтектического типа	<b>341</b>
<b>Ткач М.В., Фартушинський Р.Б., Войцехівська О.М., Сегі Ю.О.</b> Взаємодія екситона з фононами у відкритих СКТ	<b>343</b>
<b>Філоненко О.В., Лобанов В.В.</b> Квантово-хімічне дослідження гідролізу сферичних порожнистих кремнеземних молекул	<b>344</b>
<b>Шаркань Й.П., Рамсен Дж.Дж., Сакалош І.І., Січка М.Ю., Корпош С.О., Трикур І.І.</b> Одержання та структурні особливості нанокомпозитних плівок фотохромний бактеріородопсин – квантові точки $\text{CdSe/ZnS}$ – мікропориста золь-гельна матриця	<b>346</b>
<b>Dovbeshko G., Fesenko O., Moiseyenko V., Boyko V., Gorelik V.</b> 2D and 3D Photonic Crystals for Biophysical Application	<b>348</b>
<b>Dmytruk A., Dmitruk I., Blonskyu I., Belosludov R., Kawazoe Y., Kasuya A.</b> Caged structures for ZnO magic clusters	<b>350</b>
<b>Stasyuk I.V., Velychko O.V.</b> Lithium intercalated anatase: Model description	<b>351</b>
<b>Studenyak I.P., Kranjčec M., Stephanovich V.O., Panko V.V., Kúš P., Plecenik A.</b> Optical investigations of surface phonons in $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{Br}$ nanocrystalline superionic conductors	<b>352</b>



**Секція 2**

**Нанотехнології, наноматеріали і квантово-розмірні структури**  
(стендові доповіді)

**Session 2**

**Nanotechnologies and nanomaterials, quantum-size structures**  
(poster)

<b>Антонюк В.Г., Бордун О.М., Кухарський І.Й., Довга Є.В.</b> Люмінесценція тонких оксидних плівок при електронному опроміненні	<b>354</b>
<b>Байдуллаева А., Бойко Н.И., Власенко А.И., Даулетмуратов Б.К., Мозоль П.Е.</b> Дальнедействующее влияние импульсного лазерного облучения на процессы формирование наноструктур в кристаллах р-CdTe	<b>355</b>
<b>Бахтінов А.П., Водоп'янов В.М., Ковалюк З.Д., Литвин О.С.</b> Механізми формування квантових точок і нанорозмірних шарів феромагнітного металу Ni на поверхні (0001) GaSe	<b>357</b>
<b>Беркутов И.Б., Андриевский В.В., Комник Ю.Ф., Мионов О.А.</b> Методы определения эффективного g-фактора в квантовых ямах SiGe	<b>359</b>
<b>Бігун Р.І., Стасюк З.В.</b> Вплив сурфактантних підшарів Sb та Ge на структуру плівок Cu і Au	<b>360</b>
<b>Бойчук В.І., Білінський І.В., Шевчук І.С.</b> Дослідження ефекту поляризації на енергію екситона сферичної наногетероструктури кристалів типу CdTe/ZnSe	<b>361</b>
<b>Боледзюк В.Б., Кушнір О.І., Пирля М.М.</b> Вплив впровадження йонів йоду та нанорозмірного графіту на оптичні властивості шаруватих кристалів InSe та GaSe	<b>363</b>
<b>Бордун О.М., Бордун І.М., Бігдай В.Г.</b> Дисперсія показника заломлення тонких плівок Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> отриманих різними способами	<b>364</b>
<b>Борча М.Д.</b> Рентгеновская многоволновая дифрактометрия структурных изменений в многослойных наноразмерных системах	<b>366</b>
<b>Будзуляк І.М., Григорчак І.І., Яблонь Л.С., Морущко О.В.</b> Лазерна модифікація сполук інтеркалювання Li <sub>x</sub> TiS <sub>2</sub> F <sub>y</sub>	<b>367</b>
<b>Габелков С.В., Тарасов Р.В., Полтавцев М.С., Одейчук М.О.</b> Еволюція фазової складу при термічному розкладанні нанорозмірного гідроксиду магнію	<b>369</b>
<b>Галій П.В., Ненчук Т.М., Дверій О.Р., Поплавський О.П., Фіяла Я.М.</b> Нановимірні дослідження поверхні. (100) шаруватого кристала In <sub>4</sub> Se <sub>3</sub>	<b>371</b>
<b>Головацький В.А., Гуцул В.І.</b> Обмежені та інтерфейсні оптичні фоони у напівпровідниковому еліптичному квантовому дроті з аксіальною гетероструктурою	<b>372</b>
<b>Горбенко В.І.</b> Квантово-хімічне моделювання взаємодії газових частинок H <sub>2</sub> -H <sub>2</sub> O з атомами нанографіту	<b>373</b>
<b>Григорчук М.І., Томчук П.М.</b> Сила тиску лазерного променя на сфероїдальну металеву наночастинку поблизу плазмонного резонансу	<b>375</b>
<b>Губа С.К., Головчак Т.Я., Кость Я.</b> Кінетика росту нановіскерів GaAs в хлоридній системі	<b>376</b>
<b>Губа С.К., Юзевич В.М., Курило І.В.</b> Характер температурних змін фізичних характеристик поверхневих шарів гетеронаноструктур In <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As/GaAs	<b>378</b>
<b>Давидюк Г.Є., Божко В.В., Мирончук Г.Л., Шаварова Г.П.</b> Вплив вихідного дефектного стану монокристалів CdS на особливості підпорогового дефектоутворення	<b>380</b>

<b>Диреглазов А.Ю., Каминский Г.Г., Касаткин А.Л., Пан В.М.</b> Диффузия переменного магнитного поля в тонких пленках нормальных металлов и сверхпроводников	382
<b>Доманцевич Н.І., Солоп М.П.</b> Дифузійні характеристики модифікованих полімерних плівок і покриттів	384
<b>Євтух А.А., Кизяк А.Ю., Педченко Ю.М.</b> Властивості нанокompозитних плівок SiOx та SiO <sub>2</sub> (Si) отриманих методом LP CVD	385
<b>Зауличний Я.В., Солонін Ю.М., Прилуцький Е.В., Петровська С.С.</b> Залежність особливостей електронної структури отриманих різними методами вуглецевих нанотрубок від їх діаметрів	387
<b>Зауличний Я.В., Фоя О.О., Бекенев В.Л., Зарко В.І., Гунько В.М.</b> Енергетичний перерозподіл валентних електронів анатазу TiO <sub>2</sub> внаслідок зменшення розмірів наночастинок	389
<b>Заячук Д.М., Круковський С.І., Михащук Ю.С.</b> Особливості отримання епітаксійних структур в системі GaAs/InAs з масивами квантових точок в активній області поєднанням методів ізотермічної та неізотермічної РФЕ	390
<b>Каганович Е.Б., Кізяк І.М., Манойлов Е.Г., Корбутяк Д.В.</b> Імпульсне лазерне осадження наноструктур золота з локальними поверхневими плазмонами	392
<b>Карпець М.В., Великанова Т.А.</b> Формування наноструктур на основі марганцеподібних фаз в спінінгованих сплавах системи Fe-Mo-Cr-C	394
<b>Касаткин А.Л., Цветковский В.П.</b> Динамика вихрей Абрикосова в пленках і монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников с протяженными линейными дефектами	396
<b>Кідалов В.В., Сичікова Я.О., Яценко Ю.І., Сукач Г.О.</b> Дослідження структури поруватого шару n-GaP та n-InP	398
<b>Кінзерська О.В., Кульчинський В.В., Мельник В.В., Ульяницький К.С.</b> Фізичні властивості дифузійних шарів ZnSe:V	399
<b>Костик Л.В., Лучечко А. П., Цветкова О.В., Захарко Я.М., Павлик Б.В.</b> Структурні та люмінесцентні дослідження керамік і нанопорошків гадоліній-галієвого гранату	400
<b>Кревсун А.В., Бондаренко С.И., Коверя В.П., Гнездилова Л.В.</b> Магнитное сопротивление среды из наноразмерных контактов Джозефсона сверхпроводящей керамики YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub>	402
<b>Крушельницька Т.Д., Товстюк Н.К.</b> Термодинаміка інтеркальованих атомів у шаруватому кристалі	406
<b>Куницька Л.Ю.</b> Поведінка наноструктурних систем та дисперсних середовищ в електромагнітному полі	408
<b>Купчак І.М., Калитчук С.М., Корбутяк Д.В.</b> Зсув Стокса в квантових точках CdTe	410
<b>Леонтьев В.Г., Брюквин В.А., Иванова Л.Д.</b> Исследование процессов синтеза наночастиц никеля и теллуридов висмута и сурьмы различного размера и исследование их физических свойств	412
<b>Макара В.А., Тоцький І.М., Попов О.Ю., Лисенко Д.А., Шинкаренко В.В.</b> Особливості впливу низькоенергетичних полів на структуру, електричні та мікромеханічні характеристики тугоплавких композиційних матеріалів	413
<b>Макаровский Н.А., Летяго Л.М.</b> Резонансное поглощение света гранулярными пленками сплавов системы Ag-Al	414
<b>Мандзюк В.І., Миронюк І.Ф.</b> Вплив лазерного опромінення на кінетику процесів електрохімічної інтеркаляції літію в нанокompозит SiO <sub>2</sub> -C	416

<b>Мар'янчук П.Д., Козярьський І.П., Козярьський Д.П., Димко Л.М.</b> Нанорозмірні утворення і зонні параметри кристалів $(3\text{HgS})_{1-x}(\text{Al}_2\text{S}_3)_x$ , $(3\text{HgSe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Se}_3)_x$ , $(3\text{HgTe})_{1-x}(\text{Al}_2\text{Te}_3)_x$ , легованих марганцем	418
<b>Мерена Р.І., Лісовський Р.П., Рачій Б.І.</b> Залежність питомої ємності електрохімічних конденсаторів від типу електроліту	420
<b>Марченко С.В., Завальнюк В.</b> Радіальні та обертальні коливання у двостінкових вуглецевих нанотрубках	422
<b>Миرونчик Е.В., Шишкин Н.Я.</b> Синтез ориєнтованих масивов нанотрубок диоксида титана	423
<b>Михайловська К.В., Індутний І.З., Шепелявий П.Є.</b> Вплив селективного травлення на спектри випромінювання нанокристалів кремнію в матриці $\text{SiO}_x$	425
<b>Настасенко В.О.</b> Світло та його корпускулярні розмірно-масові характеристики нанометричного рівня	426
<b>Никируй Ю.С., Мудрий С.І.</b> Кристалізація аморфних сплавів на основі заліза під впливом лазерного випромінювання	429
<b>Новиков В.В., Нежевенко Е.А.</b> Электропроводность наноструктурных материалов	430
<b>Нужна Т.П., Тріщук Л.І., Савчук О.А.</b> Вибір умов синтезу колоїдних наночасток $\text{CdS}$ хімічним методом	432
<b>Орлова Д.С., Рогачева Е.И.</b> Температурные зависимости гальваномагнитных свойств в пленках висмута, легированного теллуrom	434
<b>Покладок Н.Т., Григорчак І.І., Мокляк В.В.</b> Вплив $\text{FeCl}_3$ -інтеркаляційної модифікації нанопористого вугілля на структуру і властивості подвійного електричного шару межі його розділу з електролітом	435
<b>Рувінський Б.М., Рувінський М.А.</b> Поглинання гіперзвуку при внутрішньо зонних електронних переходах в прямолінійному графеновому дроті. (Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, Івано-Франківськ, Україна).	437
<b>Рувінський М.А., Рувінський Б.М.</b> Між зонний механізм поглинання гіперзвуку в графеновому дроті	439
<b>Савчук А.Й., Федів В.І., Остафійчук Д.І., Іванчак С.А., Маковій В.В.</b> Моніторинг процесу росту нанокристалів $\text{CdMnS}$ методами оптичної та магнітооптичної спектроскопії	440
<b>Салій Я.П., Фреїк І.М.</b> Комп'ютерне дослідження деформації і руйнування нанокристалів із структурою флюориту при стискуванні	442
<b>Силенко П.М., Шлапак А.М., Дьячков П.М.</b> Синтез нанорозмірних покриттів $\text{BN}$	443
<b>Студеняк І.П., Бучук Р.Ю., Стефанович В.О., Перечинський С.І., Кікінеші О.О.</b> Структурні та оптичні властивості нанокомпозитів на основі суперіонних провідників $\text{Cu}_6\text{PS}_5\text{X}$ ( $\text{X} = \text{I}, \text{Br}$ )	445
<b>Студеняк І.П., Коперльос Б.М.</b> Формування нанокристалів у склоподібних матрицях систем $\text{Sb-S-I-Me}$ . ( $\text{Me} = \text{Ga}, \text{In}, \text{Sn}, \text{Pb}, \text{Cu}, \text{Ag}$ )	447
<b>Сукач Г.О., Манько В.О., Манько О.О.</b> Нові типи оптичних спектрально-селективних елементів, що використовують ефект розсіювання світла	449
<b>Ткач М.В., Маханець О.М., Довганюк М.М.</b> Стаціонарний та квазі-стаціонарний спектр електрона у циліндричному квантовому дроті з аксіальною гетероструктурою	451
<b>Ткаченко Н., Нестеренко А.</b> Магний-замещенная карбонизированная нанокерамика для костной имплантации	452

<b>Фреїк Д.М., Миколайчук О.Г., Яцишин Б.П., Байцар Г.С.</b> Низькотемпературна електропровідність тонких плівок систем R-Fe-Ge (R = Y, La, Sc)	<b>453</b>
<b>Хацько Е.Н., Рыкова А.И., Черный А.С., Mydlarz T., Warchulska J.</b> Магнитные свойства системы $La_{1-x}Sm_xMnO_3$	<b>455</b>
<b>Шевченко В.Б., Макара В.А., Даценко О.І., Вебляя Т.С.</b> Формування люмінесцентних шарів наноструктурованого кремнію у водних розчинах	<b>456</b>
<b>Шипляк М.М.</b> Стимульовані структурні перетворення в халькогенідних нанокмпозитних шарах	<b>458</b>
<b>Юшук С.І., Юр'єв С.О., Мокляк В.В., Цюпко Ф.І., Ніколайчук В.Й.</b> Синтез і месбауерівські дослідження нанокристалічних феритових порошоків	<b>459</b>
<b>Boltovets P.M., Kravchenko S.O., Snopok V.A.</b> Formation of gold surface nanostructures by chemical etching	<b>461</b>
<b>Meshalkin A., Ciornea V., Iaseniuc O., Shepel D., Lupan E.</b> Comparison of optical properties of thin films based on $As_2S_3$ obtained by vacuum evaporation and spin-coating	<b>463</b>
<b>Mysakovych T.S., Krasnov V.O., Stasyuk I.V.</b> Phase transitions in the lattice model of intercalation	<b>465</b>
<b>Todoran Radu, Todoran Daniela.</b> About the electrical properties of the CENI5 compound thin films	<b>466</b>
<b>Trunov M., Lytvyn P., Nagy P.M., Kokenyesi S., Dyachyns'ka O.M.</b> Force microscopy investigations during the one-step holographic recording of surface relief gratings in amorphous chalcogenides	<b>467</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. 1. / 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. – 484 с.