

ISSN 2181-7200



ФАРФОНА ПОЛИТЕХНИКА

ИНСТИТУТИ

# ИЛМИЙ-ТЕХНИКА ЖУРНАЛИ



НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ      SCIENTIFIC – TECHNICAL  
ЖУРНАЛ Фер. ПИ              JOURNAL of Fer. PI

2014. спец. вып.



ISSN 2181-7200

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА  
МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

---

ФАРҒОНА ПОЛИТЕХНИКА ИНСТИТУТИ

# И Л М И Й – Т Е Х Н И К А Ж У Р Н А Л И



═══════════ 2014 (спец. вып.) ════════════  
═══════════

**НАУЧНО–ТЕХНИЧЕСКИЙ  
ЖУРНАЛ Фер. ПИ**

**SCIENTIFIC –TECHNICAL  
JOURNAL of Fer. PI**

ФАРҒОНА – 2014

## ФарПИ ИЛМИЙ-ТЕХНИКА ЖУРНАЛИ

1997 йилдан буён нашр этилади.  
Йилига 4 марта чоп қилинади.

ЎзР Олий аттестация комиссияси  
Раёсатининг 2013 йил 30 декабрдаги  
№201/3 қарори билан журнал ОАК нинг  
илмий нашрлари рўйхатига киритилган

Бош муҳаррир	О.Х. ОТАҚУЛОВ
Бош муҳаррир ўринбосари	О. Сулаймонов
Масъул котиб	А.Х. Хайдаров

### Тахрир хайъати:

#### Физика-математика фанлари:

1. Мўминов Р.А., академик, ф.-м.ф.д., проф. - Ўз ФА ФТИ
2. Каримов М.М., ф.-м.ф.д., проф. - Ўз ФА ЯФИ
3. Расулов Р.Я., ф.-м.ф.д., проф. - Фар ДУ
4. Сиддиқов Б.М., Prof. of Mathem. - Ferris State University, USA
5. Ўринов А.К., ф.-м.ф.д., проф. - Фар ДУ
6. Юлдашев Н.Х., ф.-м.ф.д., проф. - Фар ПИ

#### Механика:

1. Алиматов Б.А., т.ф.д., проф. – Белгород ДТУ, Россия
2. Бойбобоев Н., т.ф.д., проф. – Нам МПИ
3. Мамаджанов А.М., т.ф.д., проф. – Тош ДТУ
4. Тожиёв Р.Ж., т.ф.д., проф. – Фар ПИ
5. Тўхтақўзиёв А., т.ф.д., проф. – Ўз ФА МЭИ

#### Қурилиш:

1. Аббасов Ё.С., т.ф.д. – Фар ПИ
2. Абдурахмонов Й.И., арх.ф.д. проф. – Тош АҚИ
3. Аскарлов Ш.Ж., арх.ф.д. проф. – Тош АҚИ
4. Коробовцев Г.И., арх.ф.д. проф. – Тош АҚИ

#### Энергетика, электротехника, электрон қурилмалар ва ахборот технологиялар

1. Арипов Н.М., т.ф.д. – Тош ТИИ
2. Қасымқунова А.М., т.ф.д., проф. – Фар ПИ
3. Эргашев С.Ф., т.ф.д. – Фар ПИ
4. Муҳитдинов Ж.Н., т.ф.д., проф. – Тош ДТУ
5. Рахимов Н.Р., т.ф.д. – Новосиб. ГУ., Россия
6. Расулов А.М., т.ф.д. – Фер ПИ

#### Қимёвий технология ва экология

1. Абдурахимов С.А., т.ф.д., проф. – Тош ДТУ
2. Ибрагимов А.А., к.ф.д., проф. – Фар ДУ
3. Ибрагимов О.О., к.х.ф.д. – Фар ПИ

#### Ижтимоий-иқтисодий фанлар

1. Икромов М.А., и.ф.д., проф. – Тош АИ
2. Искандарова Ш.М., фил.ф.д., проф. – Фар ДУ
3. Исманов И.Н., и.ф.д. – Фар ПИ
4. Қудбиев Д., и.ф.д., проф. – Фар ПИ
5. Юлдашев А., фал.ф.д. – Фар ПИ

## НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ Фер.ПИ

Издаётся с 1997 года.  
Выходит 4 раза в год

Постановлением Президиума Высшей  
аттестационной комиссии РУз №201/3  
от 30 декабря 2013 г. журнал включен  
список научных изданий ВАК.

Главный редактор	О.Х. ОТАҚУЛОВ
Зам. главного редактора	О. Сулаймонов
Ответственный секретарь	А.Х. Хайдаров

### Редакционная коллегия:

Ё.С. Аббасов, С.А. Абдурахимов, А. Абдурахмонов, Б.А. Алиматов, Н.М. Арипов, Н. Бойбобоев, А.А. Ибрагимов, О.О. Ибрагимов, М.А. Икромов, Ш.М. Искандарова, И.Н. Исманов, А. Юлдашев, М.М. Каримов, А.М. Қасымқунова, Д. Қудбиев, А.М. Мамаджанов, Ж. Муҳитдинов, Р.А. Муминов, А.М. Расулов, Р.Я. Расулов, Н.Р. Рахимов, Б. Сиддиқов, Р.Ж. Тожиёв, А.А. Тўхтақўзиёв, А.К. Уринов, С.Ф. Эргашев, Н.Х. Юлдашев (ответственный редактор)

## SCIENTIFIC – TECHNICAL JOURNAL of Fer.PI

It is published since 1997.  
There are 4 times in a year.

The decision of Presidium of the Supreme  
Attestation Committee of the RUz №201/3  
from December, 30th, 2013 Journal is included  
in the list of scientific editions of the SAC.

Editor-in-chief	О.Н. ОТАКУЛОВ
Editor-chief deputy	О. Sulaymonov
Executive secretary	A. Kh. Haydarov

### Editorial board members:

Yo.S. Abbasov, S.A. Abdurahimov, A. Abduraxmonov, B.A. Alimatov, N.M. Aripov, N. Boyboboev, A.A. Ibragimov, O.O. Ibragimov, M.A. Ikramov, Sh.M. Iskandarova, I.N. Ismanov, A. Yuldashev, M. M. Karimov, A.M. Kasimahunova, D. Kudbiev, A.M. Mamadjanov, J.N. Muhitdinov, R.A. Muminov, A.M. Rasulov, R.Ya. Rasulov, N.R. Raximov, B. Siddikov, R.J. Tojiev, A.A. Tuxtakuziev, A.K. Urinov, S.F. Ergashev, N.Kh.Yuldashev (Executive Editor)

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий специальный выпуск журнала посвящен материалам III Международной конференции по «Оптическим и фотоэлектрическим явлениям в полупроводниковых микро - и наноструктурах», проведенной в Ферганском политехническом институте 14-15 ноября 2014 г. Представленные здесь статьи отобраны редакционной коллегией «Материалы международной конференции ...» по степени научных уровней и технических оформлений. Они посвящены современным проблемам физики полупроводников, полупроводниковых микро - и наноструктур таких как, фотоэлектрические и оптические явления в низкоразмерных полупроводниковых структурах, включая фотонные кристаллы, прикладные вопросы фотоэлектрических явлений в полупроводниковых солнечных элементах и тонкопленочных структурах, экситоны в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах, взаимодействие излучения с поверхностью полупроводников.

E.L. Ivchenko. <b>Topological states in resonant photonic crystals</b> .....	5
Селькин А.В., Кособукин В.А., Уклеев Т.А., Шевченко Н.Н., Юрасова Д.И. <b>Диффузное рассеяние света в фотонных кристаллах при сильной брэгговской дифракции</b> .....	9
Салиев Т.М., Лутпуллаев С.Л., Кутлимратов А. Муталов Н.Т. <b>Получение алмазных пленок CVD-методом на сапфировых подложках и исследование их электрофизических и оптических свойств</b> .....	12
М.В. Дурнев. <b>Спиновое расщепление валентных подзон в квантовых ямах</b> .....	16
Zakirov A.S., Yuldashev Sh.U., Khamdamov J.J., Mamadalimov A.T., Umarova S.U., Adhamov A.N., Khakimova N.K. <b>Investigation of the optical properties of zno/cotton fiber nanocomposites</b> .....	19
Керими М.Б. <b>Рекомбинация носителей заряда на границе плоскопараллельных слоев твердотельной структуры</b> .....	22
Илиев Х.М., Мавлонов Г.Х., Бахадырханов М.К., Аюпов К.С., Хайдаров К. <b>Фотомагнитные свойства кремния с магнитными кластерами атомов марганца</b> .....	26
Шарибаев М., Борковская Л., Исмаилов К., Тагаев М., Отениязов Е. <b>Излучение, связанное с протяженными дефектами в эпитаксиальных слоях ZnTe/GaAs</b> .....	28
Хасанов Т. <b>Эллипсометрия в нанотехнологии</b> .....	31
Sharibaev M., Jumanazarov A., Seytimbetova G., Bijanov A. <b>Effect of <math>\gamma</math>-irradiation on the photoluminescence of CdTe/ZnTe quantum dots</b> .....	33
Рахматуллаев И.А., Горелик В.С., Азаматов З.Т., Редкоречев В.И., Курбанов А.К., Тураев Б.М. <b>Фотолюминесценция микропорошков селенида и оксида цинка при лазерном возбуждении</b> .....	36
Нормуродов А.Б., Махкамов Ш.М., Мухтаров А.П., Ташметов М.Ю., Сулайманов Н.Т., Умарова Ф.Т. <b>Квантовохимическое моделирование междоузельной примеси атома водорода в кластере кремния Si<sub>29</sub></b> .....	38
Атучин В. В., Солдатенков И. С., Хасанов Т.Х. <b>Обнаружение анизотропии при отражении от наноразмерных пленок железа</b> .....	41
Атучин В.В., Мутилин С.В., Покровский Л.Д., Хасанов Т.Х. <b>Двуокись титана как перспективный диэлектрик</b> .....	42
М.К. Бахадырханов, А.Ш. Мавлянов, У. Х. Садиков. <b>Кремний с бинарными нанокластерами примесных атомов – как новый класс материалов для фотоэнергетики.</b> .....	45



Б.Э. Эшпулатов, А. Жумабоев, Ш. Бектемиров, Г. Ширинов. <b>Частотная зависимость сечения комбинационного рассеяния света с участием двух оптических фононов квантовой ямой</b> .....	48
Б.Ж. Ахмадалиев, О.М. Маматов, Маматхонова Г.Ш., Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев <b>Фотовольтаические свойства тонких поликристаллических пленок CdTe в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции</b> .....	51
Б.Ж. Ахмадалиев, Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев <b>Затухания экситонов в спектрах поляритонной люминесценции кристаллов типа CdTe</b> .....	54
Ахмадалиев Б. Ж., Юлдашев Н.Х. <b>Слабая гиротропия в спектрах экситон-поляритонной люминесценции</b> .....	58
Е. Л. Ивченко. <b>Фототоки в полупроводниковых наноструктурах</b> .....	60
Крис Ферекидес, К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов. <b>Исследование структурных, морфологических и электрических свойств пленок CdTe полученных методом ХМПО для тонкопленочных солнечных элементов</b> .....	64
Yu. Vaitkus., S. Otajonov, N. Alimov. <b>Investigation of polycrystalline silicon and cadmium telluride based structures properties</b> .....	68
N.I. Jurayeva, A.K. Mukhamaddiyev. <b>Magnetic properties rare earth ion Er<sup>3+</sup></b> .....	71
Р.А. Муминов, С.А. Раджапов, Ё.К. Тошмурадов, Ш.А. Сайфуллоев, Муллагалиева Ф.Г. <b>Системы Si(Li) p-i-n – фотодетекто-пластмассовый сцинтиллятор</b> .....	4
Р.Я.Расулов, Б.Б.Ахмедов, М.Кучкаров, В.Р.Расулова, М.Маматова. <b>К теории эффекта фотонного увлечения в полупроводниковой размерно квантованной структуре</b> .....	75
М.Н.Турсунов, Х.Собиров, Б.М.Турдиев. <b>Изменения фотоэлектрических параметров фототеплопреобразователей с использованием концентратора</b> .....	79
Т.А.Джалалов, Э.З.Имамов, Р.А.Муминов. <b>О предельном значении эффективности солнечных элементов</b> .....	81
Каримов А.В., Абдулхаев О.А., Джураев Д.Р., Тураев А.А. <b>Особенности фотоэлектрических характеристик фотодиодной Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-структуры</b> .....	83
Алиназарова М.А., Икрамов Р.Г., Исманова О.Т., Ражапов И.Т., Каримжонова М.К. <b>Зависимость коэффициента заполнения фото ВАХ СЭ от потенциального барьера</b> .....	85
К.П.Абдурахмонов, З.Хайдаров, Х.Т.Йўлдашев, Б.З.Хайдаров. <b>Исследование пространственной стабилизации тока в газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом</b> .....	87
Ермаков В.П., Рахимов Р.Х., Хатамов С.О., Юлдашев Н.Х. <b>Изготовление многослойных полимерных плёнок на основе функциональной керамики и полиэтиленовой пленке</b> .....	90

Мелебаев Д. Гигантская фоточувствительность GaP МДП наноструктур в ультрафиолетовой области спектра .....	92
Каримов А.В., Абдулхаев О.А., Джураев Д.Р., Тураев А.А. Особенности фотоэлектрических характеристик фотодиодной Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-структуры .....	96
M. Hou, A.A. Dzhurakhalov, A.M. Rasulov, G. Hautier, P. Moskovkin, T. Van Hoof, V. Kharlamov, E.E. Zhurkin. Cluster models: structural, morphological and thermodynamic properties of bi-metallic particles .....	98
<b>Kanat M. Mukashev, Kunsulu S. Shadinova, Farid F. Umarov.</b> Radiation damageability of the alloys on basis of titanium and positron spectroscopy .....	102
Донаев С.Б., Умирзаков Б.Е., Ташмухамедова Д.А., Турахаджаев С. Электронная структура наноразмерных структур созданных на поверхности GaAs методом ионной имплантации.....	107
Д.В. Алябьев, А.А.Джурахалов, В.Г. Стельмах, И.Д. Ядгаров, А.М. Расулов, О.А. Кулдашев. Образование примесных атомов углерода и водорода на графене при низкоэнергетическом осаждении этих атомов .....	110
Кулагин И.А., Жўраева Ф.М., Усманов Т. Генерация высших гармоник лазерного излучения в плазме, созданной на поверхности полупроводников .....	112
Расулов А.М., Ядгаров И.Д., Мирзакаримов Б.А., Кулдашев О.А., Стельмах В.Г., Алябьев В.Д. Компьютерное моделирование процесса роста тонкой плёнки при осаждении поверхности Ag(100) смешанными кластерами Co <sub>x</sub> Ag <sub>y</sub> .....	116
Тагаев М.Б., Даулетмуратов Б.К., Аметов Б.Т., Бекбергенов С.Е., Даулетмуратов Б.Б. Механизмы акустического излучения во время процесса плавления приповерхностного слоя CdTe и GaAs при импульсном лазерном облучении.....	118
Рысбаев А.С., Хужаниезов Ж.Б., Бекпулатов И.Р., Холмухамедова В.Х., Файзуллаев Р.Ф., Шоабдурахманова Н.Ш., Эшонкулов Ж. Об изменениях элементного и химического состава приповерхностной области кремния происходящих при имплантации ионов щелочных элементов с низкой энергией .....	121
У.О.Кутлиев, М.Курбанов, М.Каримов. Распыления тонких плёнок , покрытой на поверхность Au(111) при бомбардировке ионами Ar <sup>+</sup> .....	125
Кулагин И.А., Джумаев Ю.А., Гиёсова Ш. Лазерная абляция поверхности полупроводников и металлов в жидкостях и вакууме .....	129
Р.А.Муминов, Ё.К.Тошмуродов, С.А.Раджапов, Б.С.Раджапов, К.И.Вахобов Координатно-чувствительные детекторы рентгеновского излучения .....	32
Стельмах В.Г., Лейдерман А.Ю. Влияние экспоненциального распределения концентрации рекомбинационной примеси на вольт-амперную характеристику р-і-п-структуры .....	133
Махмудов Ш.А., Махкамов Ш., Каримов М., Сулайманов А.А., Рафиков А.К., Эргашев Х.А. Исследование времени жизни носителей заряда в нейтронно-легированном кремнии в зависимости от концентрации исходного бора .....	135



И. Нуритдинов, Ж.Д. Ашуров, С.Х. Умаров, Э.Т. Рахимов. <b>Удельные сопротивления и тензорезистивные характеристики кристаллов твердых растворов системы <math>TlInSe_2 - CuInSe_2</math></b> .....	137
A.U.Maksudov. <b>Installation for registration of flows of earthquakes foreshock</b> .....	140
Зайнобиддинов С., Икрамов Р.Г., Нуриддинова М.А., Жалалов Р.М. <b>Метод определения плотности электронных состояний в валентной зоне от спектров дефектного поглощения</b> .....	143
Шамирзаев С.Х., Зиёваддинов Ж.К. <b>Влияние избыточного светового потока на усталостную повреждаемость напряжённой полупроводниковой гетероструктуры</b> .....	144
Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев, У.И.Эркабоев, М.О.Косимова <b>Влияние температуры на непараболичность энергетических зон в сильном магнитном поле</b> .....	145
Рахматуллаев И.А., Горелик В.С., Азаматов З.Т., Редкоречев В.И., Курбанов А.К., Тураев Б.М. <b>Малогобаритное устройство для экспресс-анализа спектров вторичного излучения микро- и нанодисперсных сред</b> .....	148
Аллаяров И. М., Цой Э. Н. <b>Динамика фронтов в средах с усилением и затуханием</b> ..	151
Саидов Ч.С., Тураев Э.Ю., Тураева М. <b>Применение эмиссионной мессбауэровской спектроскопии при изучении оксидов меди</b> .....	153
Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев <b>Исследование термодинамической плотности состояний и край фундаментального поглощения</b> .....	154
Эргашева М.А., Власов С.И., Кучкаров Х.О., Комилов Х. <b>Влияния защитного слоя поверхности МДП структур на вольт-фарадные характеристики</b> .....	156

**ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ, ВКЛЮЧАЯ ФОТОННО-  
КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ**

УДК 535.4

**TOPOLOGICAL STATES IN RESONANT PHOTONIC CRYSTALS**

E.L. Ivchenko

*Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg 194021, Russia  
ivchenko@coherent.ioffe.ru*

**1. Introduction. Topology in geometry and band theory of solids**

Topology is a branch of mathematics concerned with geometrical properties of objects that are insensitive to smooth deformations. For example, a sphere can be continuously deformed into many different shapes, such as the surface of a disk or a pialat, Fig. 1. Another example of geometrical topological equivalence is a torus (doughnut) which can be transformed into a cup.

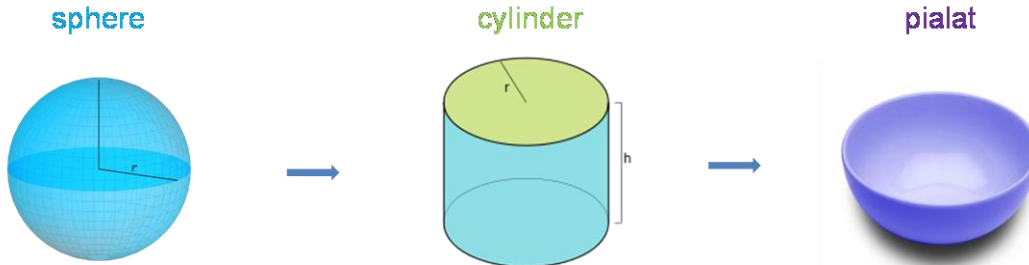


Fig.1. Three topologically equivalent surfaces.

Thus, the topological equivalence in geometry means a possibility to transform one surface into another by a smooth deformation. An insulator is a material that has an energy gap for electronic excitations which separates the ground state from all excited states. This allows for a notion of topological equivalence based on the principle of adiabatic continuity of the Hamiltonians: Insulators are equivalent if they can be transformed into one another by a smooth transformation of one Hamiltonian into the other without the gap closure [1-3].

In geometry, there exists a topological invariant, the same for all equivalent surfaces. It is the Euler characteristic

$$\chi = \frac{1}{2\pi} \int_S K dS ,$$

where  $K$  is the Gaussian curvature,  $S$  is the surface and  $dS$  is the surface area element. For a sphere, one has  $\chi = 2$  and, for a torus,  $\chi = 0$ . In the topological band theory there also exist topological invariants. Thus, in a particular case the role of the Gaussian curvature is played by the Berry curvature and the role of the Euler characteristic is played by the Chern number. The Berry curvature  $F(\mathbf{k})$  is expressed via the Berry connection  $\mathbf{A}(\mathbf{k})$  as

$$F(\mathbf{k}) = \frac{\partial A_y(\mathbf{k})}{\partial k_x} - \frac{\partial A_x(\mathbf{k})}{\partial k_y} = [\nabla_{\mathbf{k}} \times \mathbf{A}(\mathbf{k})]_z .$$

In its turn the Berry connection is expressed in terms of the electron Bloch function  $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  by

$$A(\mathbf{k}) = -i \int u_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) \frac{\partial u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{k}} d\mathbf{r} .$$

For the 2D system, the Chern number is defined by

$$C = \frac{1}{2\pi} \int_{\text{BZ}} F(\mathbf{k}) d^2\mathbf{k} .$$

Here the integration is performed over the whole 2D Brillouin zone. The Chern number of the free space equals zero.

Let us consider a spatial interface between two topologically distinct insulators as shown in Fig. 2. If the sums of the Chern numbers  $C_1+C_2$  and  $C_1+C_2'$  are different, then somewhere along the

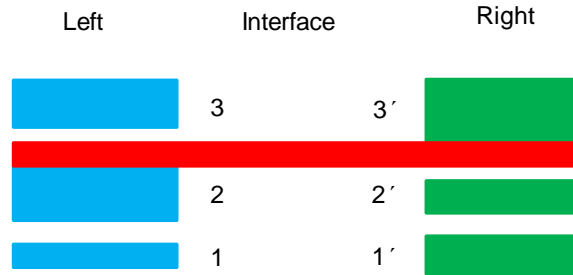


Fig. 2. The schematic presentation of the interface between two materials, left- and right-hand-side. The shaded rectangles show the allowed bands, and the white stripes between them show the band gaps. The long stripe represents the intersection of two gaps between the allowed bands 2 and 3 of the left material and the allowed bands 2' and 3' of the right material.

normal to the interface the energy gap has to go to zero, because otherwise the two phases would be equivalent. The gapless states are edge states, see Fig. 3, that are topologically protected and exhibit conducting properties.

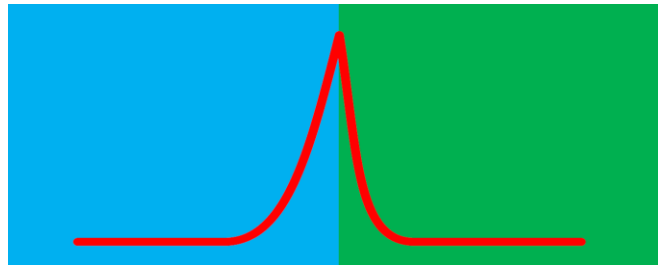


Fig. 3. The schematic illustration of an edge state on the boundary between two topologically nonequivalent insulators.

It follows then that, in addition to metals and conventional insulators (and semiconductors), there is a new class of solids, topological insulators, which have electron band gaps in their interior like ordinary insulators but possess conducting states on their edges or surfaces, Fig. 4.

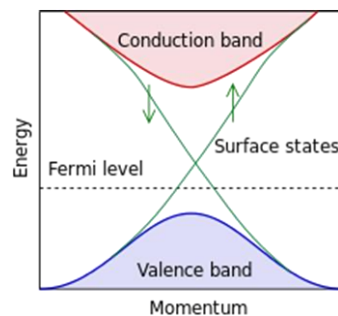


Fig. 4. Idealized band structure of a topological insulator.

The photonic analogues of the electronic topological insulators are defined in the same way [4,5] although the photons are bosons and carry no electric charge. This talk concerns the studies of the photonic topological systems.

## 2. Two-dimensional lattice of ring resonators

Figure 5 borrowed from Ref. [5] illustrates the system designed to model the photonic topological insulator.

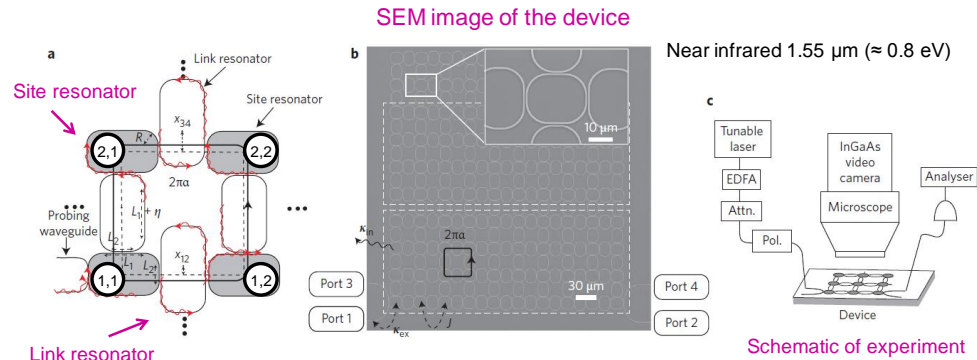


Fig. 5. (a) Four site ring resonators coupled by the link ring resonators. (b) Scanning electron microscope image of the system of  $10 \times 10$  array of site ring resonators. (c) Schematic of the experimental set-up. Each site is characterized by two integers  $(n,m)$ . [5]

The Hamiltonian describing the nearest-neighbor coupling between the site resonators is given by

$$\mathcal{H} = -J \sum_{n,m} (\hat{a}_{n,m}^\dagger \hat{a}_{n-1,m} + \hat{a}_{n,m}^\dagger \hat{a}_{n,m-1} e^{2\pi i b n}) + \text{h.c.}$$

where  $b$  is dependent on the positioning of the link resonators. For  $b=1/3$ , the system is periodic with the period 1 along the vertical direction  $y$  and the period 3 along the horizontal direction  $x$ . The band structure and the Chern numbers of the allowed bands are shown in Fig. 6. The edge states have been observed experimentally [5].

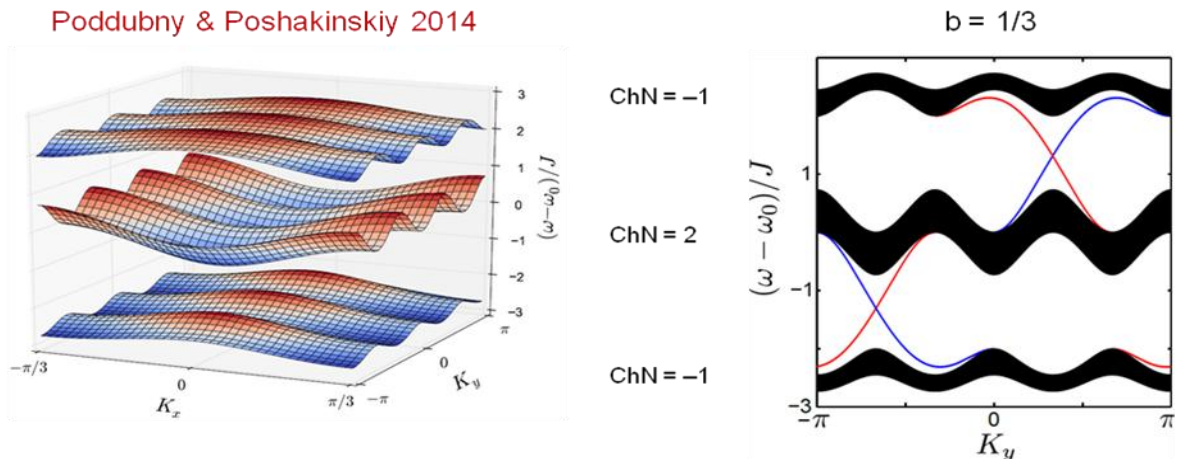


Fig. 6. (Left panel) The dispersion of the modes in the photonic topological insulator [5] for  $b=1/3$ .  $\omega_0$  is the resonance frequency of the ring resonator,  $J$  is the modulus of the coupling parameter,  $K_x$  and  $K_y$  are the components of the 2D wave vector. The Brillouin zone is defined by the conditions  $-\pi/3 \leq K_x \leq \pi/3$ ,  $-\pi \leq K_y \leq \pi$ . (Right panel) The allowed and forbidden bands. The curves show the dispersion of the edge states. The symbol ChN means the Chern number of the corresponding allowed band. [6]

## 3. Radiative topological states in 1D resonant photonic crystals

In Ref. [7] we have shown how the ideas of 2D topological systems can be used to analyze the edge

states in one-dimensional (1D) structures. For definiteness, we consider a multi-quantum-well structure with identical wells centered according to the bichromatic sequence

$$z_n = d \left[ n + \eta \cos \left( \frac{2\pi n}{3} + \varkappa + \frac{\pi}{6} \right) \right],$$

where  $n$  is an integer,  $\eta$  is the dimensionless parameter smaller than unity, the phase  $\varkappa$  is defined between  $-\pi$  and  $\pi$ , the additional phase  $\pi/6$  is introduced for convenience. The structure is shown schematically in Fig. 7, it is periodic with the period  $D = 3d$ . Let us replace the index  $n$  by the double index  $(s,l)$ , where  $s=0, \pm 1, \pm 2, \dots, l = 1, 2, 3$ . In the infinite structure the normal modes are

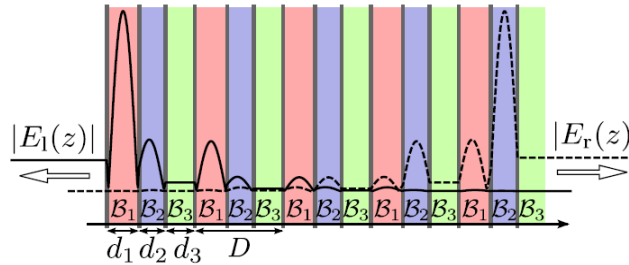


Fig. 7. Illustration of the periodic structure with three quantum wells in the unit cell. Vertical lines indicate the wells, the labels  $B_1, B_2$  and  $B_3$  mark the barriers of different thicknesses. The solid line shows the electric field distribution for the state localized on the left edge, the dashed line corresponds to the right-edge state. [7]

described by the Bloch waves  $P(z_{sl}) \equiv P_l(s) = e^{iksD} P_l$ , where the wave vector  $k$  lies between  $-\pi/D$  and  $\pi/D$ . Here  $P(z_{sl})$  is the exciton polarization in the quantum well  $(s,l)$ , the three values  $P_l$  satisfy the equations

$$\hbar(\omega - \omega_0) P_l(k, \varkappa) = \sum_{l'=1,2,3} \mathcal{H}_{ll'}(k, \varkappa) P_{l'}(k, \varkappa).$$

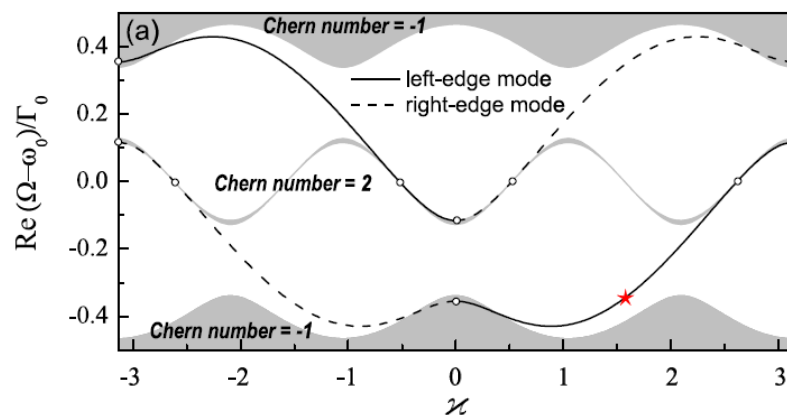


Fig. 8. The band structure as a function of the “ancestor” lattice wave vector  $\varkappa$  characterizing the distribution of three quantum wells in the unit cell. The gray regions are the allowed exciton-polariton bands, while the white regions are the stop-bands. The lines show the dependence of the polariton frequency of the left-edge (solid) and the right-edge (dashed) mode. Circles indicate points where the edge modes are absent. The star shows the value of  $\varkappa$  in the analysis made in Ref. [7].

We explicitly take into account the dependence of the modes on  $\kappa$  and consider this parameter as the second component of the effective 2D wave vector  $(k, \kappa)$ . Then the Hamiltonian  $H_{II}(k, \kappa)$  effectively becomes that of the “ancestor” 2D lattice and one can analyze the topological properties of such the lattice. Figure shows the dependence of frequency of the edge modes on the parameter  $\kappa$ . The possible methods of experimental observation of the calculated edge modes is discussed in Ref. [7].

### Literature

- [1] Shun-Qing Shen, “Topological insulators. Dirac equation in condensed matters”, Springer, 2012.
- [2] “Topological Insulators”, eds. M. Franz and L. Molenkamp, Elsevier, 2013.
- [3] B.A. Bernevig with T.L. Hughes, “Topological insulators and topological superconductors”, Princeton Uni. Press, 2013.
- [4] M. Hafezi, E.A. Demler, M.D. Lukin, J.M. Taylor, “Robust optical delay lines with topological protection”, Nature Phys. **7**, 907–912 (2011)
- [5] M. Hafezi, S. Mittal, J. Fan, A. Migdall, J. M. Taylor, “Imaging topological edge states in silicon photonics”, Nature Photon. **7**, 1001 (2013).
- [6] A.V. Poshakinskiy, A. N. Poddubny, private communication (2014).
- [7] A.V. Poshakinskiy, A. N. Poddubny, L. Pilozzi, E. L. Ivchenko, “Radiative topological states in resonant photonic crystals,” Phys. Rev. Lett. **112**, 107403 (2014).

УДК 535.4

### ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ СИЛЬНОЙ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Селькин А.В.<sup>1,2</sup>, Кособукин В.А.<sup>1</sup>, Уклеев Т.А.<sup>1,2</sup>, Шевченко Н.Н.<sup>3</sup>, Юрасова Д.И.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Российская Федерация

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Российская Федерация

<sup>3</sup> Институт высокомолекулярных соединений РАН, С.-Петербург, Российская Федерация

[Alexander.selkin@mail.ioffe.ru](mailto:Alexander.selkin@mail.ioffe.ru)

Упругое рассеяние света в конденсированной среде возникает вследствие ее пространственной неоднородности [1]. Если такая неоднородность связана со статистическими флуктуациями диэлектрических (структурных) параметров среды, то рассеяние имеет диффузный характер, который описывается индикатрисой, зависящей от углов рассеяния и частоты излучения. При наличии в среде оптических резонансных состояний в спектре рассеяния появляются четко выраженные особенности, которые можно использовать для изучения структуры образца и его поверхности. Например, была продемонстрирована [2] возможность характеристики шероховатостей нанометровой высоты на поверхности полупроводника с помощью его спектров диффузного отражения света в области экситонных резонансов.

Брэгговская дифракция световых волн в пространственно-периодических структурах (фотонных кристаллах [3]) обеспечивает новый тип резонансных условий рассеяния, особенно важный при наличии большого диэлектрического контраста (сильной дифракции). В случае диэлектрических и полупроводниковых фотонных кристаллов (ФК) сигнал диффузной составляющей электромагнитного поля формируется на фоне регулярной (брэгговской) дифракционной компоненты. Эффекты диффузного рассеяния света в ФК, где брэгговская дифракция электромагнитных волн происходит с участием регулярных мод блоховского типа, ранее систематически не изучались.



В нашей работе исследовано упругое рассеяние света, резонансный характер которого обусловлен электромагнитной брэгговской дифракцией в одномерных (1D) и трехмерных (3D) ФК со случайными нарушениями периодичности. Анализируются спектральные характеристики индикатрисы рассеяния. Результаты сравнения наблюдавшихся спектров рассеяния и брэгговского отражения света интерпретируются с учетом закона дисперсии собственных световых мод ФК.

Были изготовлены опалоподобные 3D ФК в форме пленок толщиной около  $5 \mu\text{m}$ , состоящих из монодисперсных частиц полистирола диаметром  $\sim 280$  нм, которые образуют ГЦК решетку. Исследовались спектры диффузного рассеяния света под углами  $\theta'$  и брэгговского отражения ( $\theta'=\theta$ ) при падении волны на поверхность роста (111) ФК под углом  $\theta$  (см. вставку к рис. 1 (а)). Спектры возбуждались и регистрировались в  $s$ -поляризации, при этом плоскости падения-отражения и плоскость регистрации диффузного рассеяния совпадали. Плоскость падения была перпендикулярна наклонным кристаллическим плоскостям (002) и  $(11\bar{1})$  ФК. Анализ спектров брэгговского отражения в условиях многоволновой дифракции проводился на основе процедуры, предложенной в работе [4].

Показанный на рис. 1 (а) спектр рассеяния света (сечение  $\sigma_{ss}$ ) опалоподобного ФК был измерен при  $\theta'=40^\circ$  в случае нормального падения ( $\theta=0^\circ$ ). Этот экспериментальный спектр сопоставлялся с законом дисперсии световых мод ФК в зависимости от волнового вектора  $K_z$  по нормали к поверхности (рис. 1 (б)). Дисперсионные кривые рассчитывались в рамках динамической теории многоволновой дифракции [5] с использованием данных эксперимента по брэгговскому отражению света от исследованного образца. Максимальная интенсивность диффузного рассеяния на 3 - 4 порядка меньше интенсивности зеркальной (брэгговской) компоненты отражения.

Спектр диффузного отражения  $\sigma_{ss}$  характеризуется богатой структурой: в спектре на рис. 1 (а) имеется пять пиков, обозначенных цифрами 1 - 5. Положение пиков в спектре  $\sigma_{ss}$  коррелирует с краями запрещенных фотонных зон (рис. 1 (б)), причем рассеяние максимально на краях фотонных стоп-зон, где плотность состояний максимальна. Угловые зависимости спектров рассеяния при фиксированном  $\theta$  показывают, что спектральные положения пиков 3 - 5 определяются углом рассеяния  $\theta'$ , а спектральные положения пиков 1 и 2 не зависят от  $\theta'$ . Из рис. 1 (а) и (б) следует, что положения пиков рассеяния 1 и 2 в спектре рассеяния коррелируют с положениями спектральных экстремумов  $\omega_i^\pm$  собственных мод по падающему свету ( $\theta=0^\circ$ ).

Пики 3 и 4 соответствуют спектральным экстремумам  $\omega_s^\pm$  по рассеянному свету ( $\theta'=40^\circ$ ). Пик 5 формируется в области особенности  $\omega_s^x$ , где проявляется многоволновая дифракция, т.е. одновременная дифракция света на системах плоскостей (111) и  $(11\bar{1})$ .

Чтобы подтвердить выводы о проявлении закона дисперсии электромагнитных мод 3D ФК в спектрах диффузного рассеяния, мы рассмотрели близкую по физическому содержанию теоретическую задачу о диффузном рассеянии света 1D ФК с шероховатыми интерфейсами [6]. Эффективные геометрические и диэлектрические параметры одномерно периодической структуры подбирались так, чтобы спектры брэгговского отражения, рассчитанные для 1D ФК при  $\theta \approx 0^\circ$ , совпадали с соответствующими экспериментальными спектрами 3D ФК. Такое совпадение обеспечивалось условиями равенства в сравниваемых 1D и 3D структурах (а) пространственных периодов  $d$ , (б) средних значений диэлектрической проницаемости и (в) амплитуд в разложении диэлектрической проницаемости в ряд Фурье по векторам  $\mathbf{G}$  обратной решетки, соответствующих значению  $|\mathbf{G}_{111}| = 2\pi/d$  для направления [111] в опале. При этом подразумевалось, что коэффициенты заполнения структур оптически более плотным материалом имеют одинаковые значения. Шероховатые интерфейсы моделировались

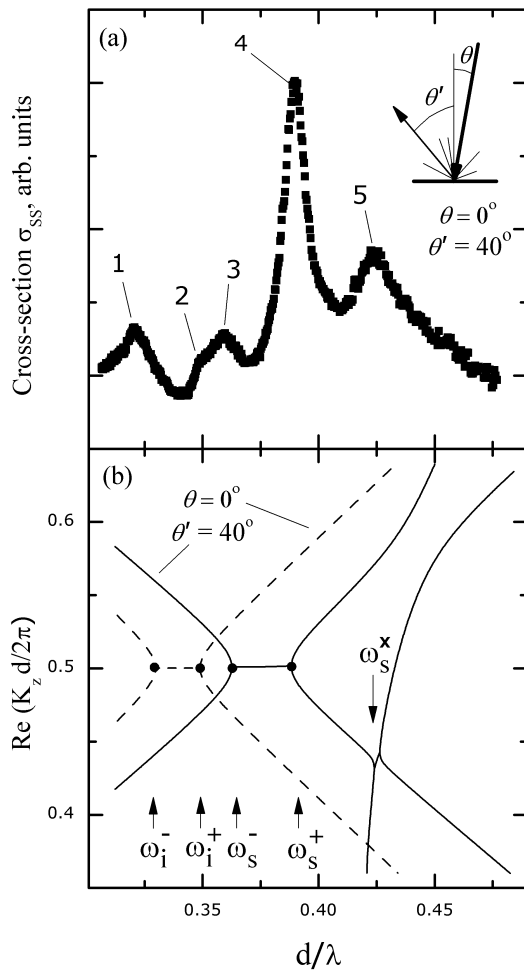


Рис. 1. (а) Экспериментальный спектр  $\sigma_{ss}$  диффузного рассеяния света 3D ФК под углом наблюдения  $\theta'=40^\circ$  при нормальном падении ( $\theta=0^\circ$ ). Геометрия рассеяния показана на вставке. (б) Дисперсионные кривые собственных  $s$ -поляризованных мод при  $\theta=0^\circ$  и  $\theta'=40^\circ$  ( $\lambda$  - длина волны света,  $d$  – период ФК в направлении [111] нормали к поверхности,  $K_z$  – проекция волнового вектора на эту нормаль). Вычислено для полимерного (полистирол) опалоподобного ФК.

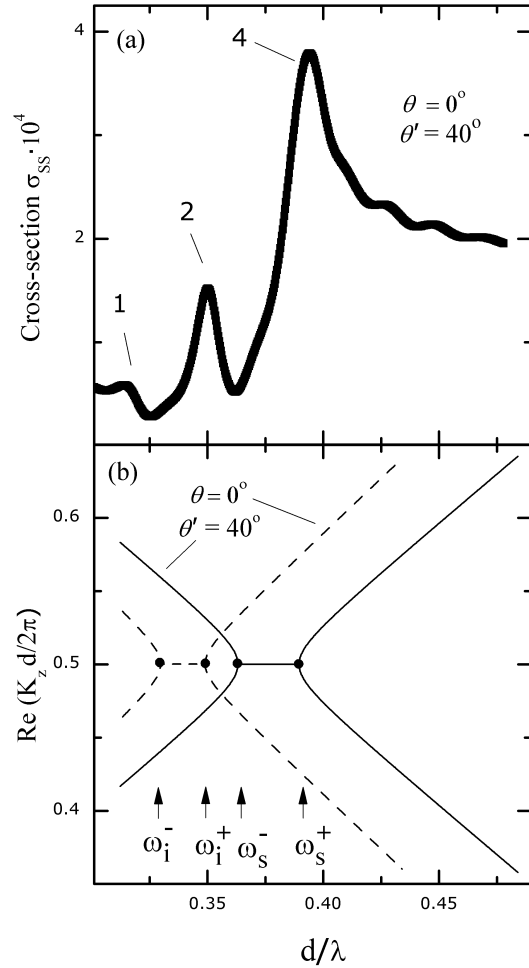


Рис. 2. (а) Рассчитанный спектр  $\sigma_{ss}$  диффузного рассеяния света 1D ФК ( $\theta=0^\circ$ ,  $\theta'=40^\circ$ ). Параметры выбраны так, чтобы теоретические спектры брэгговского отражения 1D ФК совпадали с измеренными спектрами опалоподобного 3D ФК. (б) Дисперсионные кривые собственных  $s$ -поляризованных мод 1D ФК структуры, формирующих спектр рассеяния ( $\lambda$  - длина волны света,  $d$  – период ФК в направлении нормали  $Z$  к поверхности,  $K_z$  -  $z$ -проекция волнового вектора).

Спектры диффузного рассеяния и дисперсия собственных мод 1D ФК показаны на рис. 2 (а) и (б), соответственно. Из рис. 2 следует, что рассеяние резонансно усиливается в областях спектра, где групповая скорость мод аномально уменьшается, а плотность электромагнитных состояний максимальна. В спектре рассеяния, рассчитанном для 1D ФК, интенсивность в области высокоэнергетических фотонных зон больше, чем

интенсивность рассеяния в области низкоэнергетических зон. Действительно, рис. 2 (а) показывает, что в спектре рассеяния существенны пики 2 и 4, соответствующие верхним краям фотонных стоп-зон  $\omega_l^+$  и  $\omega_s^+$ . При этом важно подчеркнуть, что в случае 1D ФК

многоволновая дифракция отсутствует. Как следствие, в спектре на рис. 2 не проявляется особенность вблизи частоты  $\omega_s^x$ , имеющаяся на рис.1.

В данной работе наблюдались оптические спектры диффузного рассеяния света опалоподобными 3D ФК, имеющие резонансные особенности, которые обусловлены брэгговской дифракцией. Выполнен анализ этих спектров в рамках динамической теории дифракции с учетом закона дисперсии собственных электромагнитных мод 3D ФК. Спектры рассеяния исследованы также в модели 1D ФК методом матриц переноса, который дает, в частности, одномерное уравнение дисперсии собственных блоховских электромагнитных волн.

Предложенный сравнительно простой аналитический подход дает физически ясное понимание механизма формирования наблюдаемых оптических спектров ФК. В результате объяснены резонансные оптические эффекты в спектроскопии отражения и упругого рассеяния света ФК при наличии многоволновой брэгговской дифракции. Представленные результаты имеют общее значение для оптической спектроскопии ФК, изготавливаемых из материалов, обладающих диэлектрическими и полупроводниковыми свойствами.

#### Список литературы

- [1] С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский, Введение в статистическую радиофизику, часть II - Случайные поля, Москва «Наука», 1978, 464 с.
- [2] V.A. Kosobukin, A.V. Sel'kin, Solid State Communications, **66**, 313-318, (1988).
- [3] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (2nd edition), Princeton University Press, Princeton, 2008, 304 p.
- [4] А.Г. Баженова, А.В. Селькин, А.Ю. Меньшикова, Н.Н. Шевченко, Физика твердого тела, **49**, 2010-2021, (2007).
- [5] V.G. Fedotov, A.V. Sel'kin, T.A. Ukleev, A.Yu. Men'shikova, N.N. Shevchenko, Phys. Status Solidi B, **248**, 2175-2179, (2011).
- [6] A.V. Sel'kin, V.A. Kosobukin, Yu.N. Lazareva, A.K. Zharinov, Proc. of 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, 2010, 312-313.
- [7]
- [8]

УДК 666.03.017.

### ПОЛУЧЕНИЕ АЛМАЗНЫХ ПЛЕНОК CVD-МЕТОДОМ НА САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖКАХ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Салиев Т.М., Лутпуллаев С.Л., Кутлимратов А. Муталов Н.Т.

*Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,  
г.Ташкент ул.Бодомзор йули 2<sup>Б</sup>, Saliev@uzsci.net*

В последнее время разработчики полупроводниковых приборов ищут альтернативу кремнию, так как он исчерпал свои возможности в производстве приборов микроэлектроники. Конкурентоспособным заменителем кремния при изготовлении приборов оптоэлектроники и интегральных микросхем, применяемых главным образом в вычислительной технике, является кристалл сапфира и выращенные на нем алмазные пленки. Тем более, что исследователям уже удавалось создавать алмазные транзисторы. Так, японские ученые смогли сконструировать

транзистор с алмазным затвором толщиной всего 100 нанометров. Японский Национальный институт передовых наук и технологий (National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, AIST) разработал светодиод дальнего ультрафиолетового (УФ) излучения, который использует алмазный полупроводник. Алмаз уникален не только по своим механическим свойствам, но он представляет особый интерес и по своим твердотельным физическим характеристикам, таким как высокая решеточная теплопроводность, радиационная, тепловая, химическая стойкости и т.д.

По этой причине в последнее время алмазные пленки, полученные на сапфировых подложках, привлекают большое внимание как перспективный материал опто- и СВЧ-электроники, а также как детекторный материал, устойчивый к воздействию жесткой радиации [1]. Приборные структуры, полученные на их основе, привлекательны тем, что они обладают малой паразитной емкостью и высокой теплопроводностью (как алмаз, так и сапфир обладают высокой теплопроводностью). Кроме того, сапфир и алмаз – очень хорошие изоляторы, но они обладают еще уникальными полупроводниковыми свойствами, необходимыми для развития специального микроэлектронного приборостроения на их основе.

Такая область применения диктует свои требования к микроэлектронным приборам, которые должны отличаться не только высокой производительностью, но и стабильной работой в самых тяжелых условиях. Этим требованиям и отвечает электроника, созданная на основе сапфировых и алмазных кристаллов. Применение искусственных алмазов – алмазных пленок, имеющих небольшую толщину (в несколько десятков микрометров), получаемых на относительно дешевых подложках (например, на сапфировых подложках) методом химического осаждения из парогазовой фазы экономически оправдано. Однако эпитаксиальные пленки алмаза с заданными свойствами, полученные на различных, относительно дешевых подложках, пока еще недостаточно изучены и являются наиболее интересными объектами, как для науки, так и для практики [2].

Настоящая работа посвящена получению гетероэпитаксиальных алмазных пленок на сапфировых подложках и исследованию их электрофизических и оптических свойств. Приведены фотоснимки поверхности подложки до и после газофазной эпитаксии алмазной пленки, исследовались ВАХ и электролюминесценция М – П – М гетероструктуры, созданные на основе гетероэпитаксиальной алмазной пленки, выращенной на сапфировой подложке CVD-методом.

Целью работы является показать возможности получения алмазных пленок на сапфировых подложках CVD-методом и исследовать электрофизических и оптических характеристик структур полупроводниковых приборов, созданных на их основе.

Выбор сапфира в качестве подложки обусловлен тем, что сапфир является прозрачным во всем диапазоне видимого излучения. Это играет большую роль для создания на его основе приборов оптоэлектроники (фотоприемников, светодиодов и лазеров ультрафиолетового диапазона и т.д.), т.е. для ввода квантов видимого диапазона извне и вывода генерируемого светодиодом или лазером излучения.

Преимуществом светодиодных структур, созданных на основе алмаза, является то, что алмазные светодиоды выделяют свет вследствие генерации экситонов. Экситон является электронно-дырочной парой, которая ведет себя как один из видов частиц. Обычно они чувствительны к температуре и часто распадаются с большой скоростью. Однако генерируемые алмазным светодиодом экситоны очень стабильны и не разрушаются до температуры 600°C. Поэтому в настоящей работе нами были проведены исследования по получению алмазных пленок на сапфировых подложках CVD-методом с целью установления возможности получения светодиодных структур с белым свечением, работающих в условиях высоких температур (до 600°C).

Имеются различные модификации сапфира [3], однако в микроэлектронной промышленности в основном используется искусственный прозрачный сапфир (так называемый лейкосапфир ( $Al_2O_3$ )). В своих экспериментах мы использовали готовые пластины искусственно полученного сапфира (лейкосапфира).

Подготовка поверхности подложек является критичной для роста качественных эпитаксиальных слоев, в том числе и алмазной пленки [4]. Для изготовления подложек были использованы готовые (шлифованные и полированные) пластины лейкосапфира толщиной 350-400 мкм, из которых вырезались подложки с размерами 10 мм × 10 мм. Затем их обезжировали в четыреххлористом углероде ( $CCl_4$ ), высушивали и промывали в проточной дистиллированной воде. Подложки непосредственно перед процессом газофазного осаждения алмазной пленки шлифовались алмазным порошком с размером зерен 1 мкм и подвергались химической обработке для улучшения адгезии растущей фазы и тщательно промывались в проточной дистиллированной воде.

На рис.1а показана фотография поверхности подготовленной к эпитаксии сапфировой подложки, снятая с помощью электронной цифровой фотокамеры “Coolpix” E3200 фирмы Nikon, (Япония) прямо перед загрузкой в реактор для газофазного выращивания алмазной пленки.

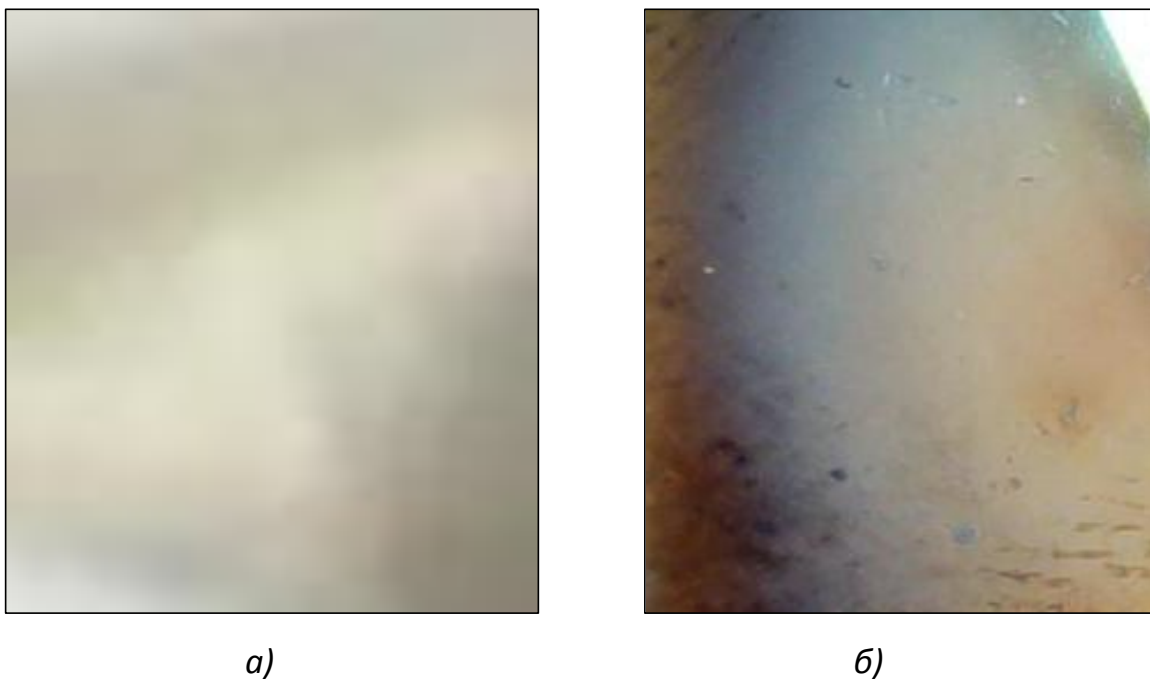


Рис.1. Фотографии поверхности сапфировой подложки перед осаждением алмазной пленки (а) и образца структуры сапфир – алмаз со стороны алмазной пленки (б), снятые с помощью электронной цифровой фотокамеры “Coolpix” E3200 фирмы Nikon, Япония.

Известно, что постоянные решетки алмаза и сапфира существенно отличаются, что может привести к появлению сжимающих или растягивающих упругих напряжений в алмазной пленке. Кроме этого, примеси и ростовые дефекты структуры, а также дефекты, формируемые в условиях пластической деформации, также могут способствовать напряженному состоянию алмазных пленок, в результате чего могут изменяться структурные параметры решетки и электронные свойства алмазной пленки. Все это требует решения ряда вопросов, связанных с улучшением свойств выращиваемых алмазных пленок. В работе [4] приведен метод улучшения получаемых эпитаксиальных слоев кремния, выращиваемого на сапфире путем предварительной аморфизации поверхности сапфировой подложки высокоэнергетическими



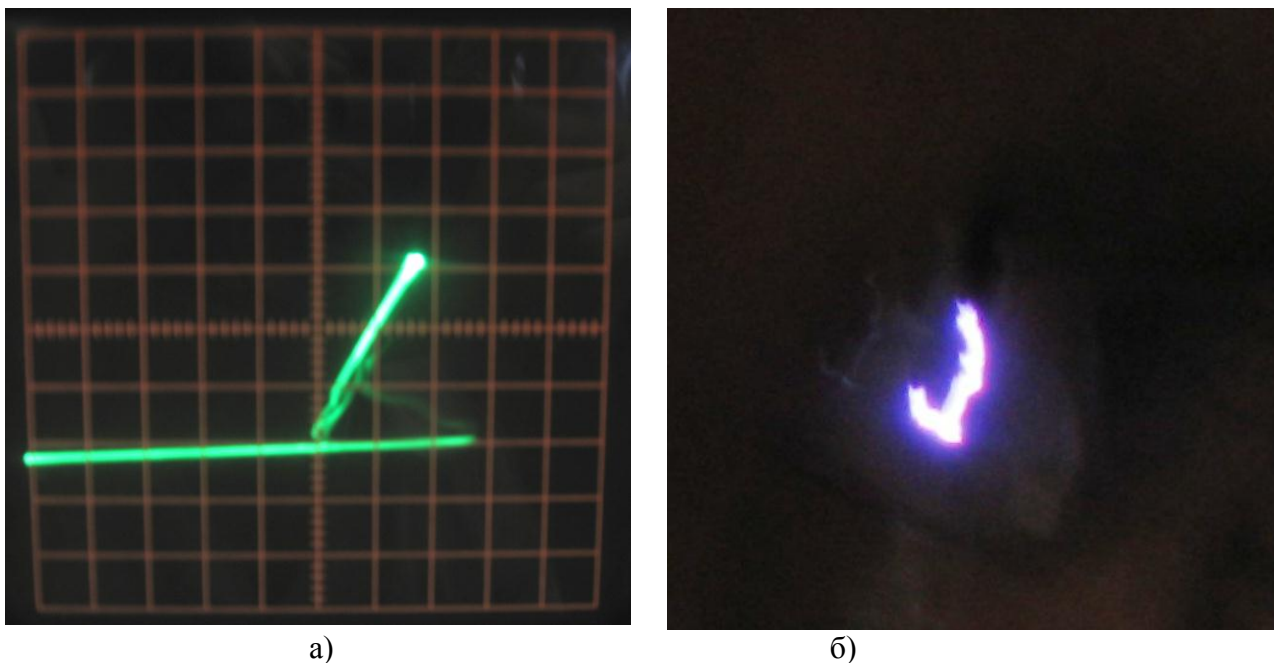


Рис.2. Фотоснимки вольтамперной характеристики, снятой с экрана характериографа и белого свечения (при 300 К) металл – полупроводник – металл гетероструктуры, полученной на основе алмазной пленки, выращенной на сапфировой подложке.

Мы в своих экспериментах для получения качественных эпитаксиальных алмазных пленок на сапфировых подложках, перед ростом эпитаксиального слоя отжигали подложку при температуре 1400°C в течение  $t_{отж}$  - 30-35 мин для удаления остаточного загрязнения с поверхности подложки, а также относительного сглаживания дефектов и напряжений кристаллической решетки, имеющих в поверхностном слое подложки.

В мировой практике для выращивания гетероэпитаксиальных алмазных пленок на различных подложках широко используется метод химического парогазового осаждения (ХПГО – CVD-метод), так как этот метод является более дешевым и доступным методом получения относительно качественных эпитаксиальных алмазных пленок [3], пригодных для создания приборов микроэлектроники. Для выращивания алмазных пленок на сапфировых подложках газофазным методом был применен CVD реактор, специально сконструированный нами для выращивания алмазных пленок на различных подложках [5].

В этом методе рост пленок алмаза производится в атмосфере водорода ( $H_2$ ) с добавлением газообразных веществ или паров органических жидкостей (метан [2], этан, ацетон [1], метанол и т.п.) в качестве источника углерода. При разложении этих веществ в реакторе выделяется углерод (C), который, осаждаясь на подложке, образует алмазную пленку. Слой алмаза осаждается на нагретую подложку.

Температура подложки в наших экспериментах имела значения в интервале 700 – 1000°C. Концентрация метанола в газовой смеси управлялась путем изменения температуры метанола в барботёре в интервале 20 – 45°C.

Для подтверждения роста пленок алмаза нами была измерена микротвердость выращенных пленок, снимались спектры Рамановского рассеяния в области энергий, соответствующих пикам алмаза, а также проводились измерения типа проводимости выращенных пленок и подвижности электронов методом Холла при магнитных полях  $5,5 \cdot 10^3$  Эрстед. Размеры зерен пленок



Как известно, сапфир является диэлектриком, и поэтому при измерениях вольтамперной характеристики и электролюминесценции омические контакты к образцам были изготовлены со стороны пленки в виде двух пятчиков с диаметром 1 мм из сплава, разработанного нами специально для высокоомных и широкозонных материалов [6]. Таким образом, получалась структура в виде металл – полупроводник – металл (М – П – М) и нами была измерена ВАХ М – П – М- перехода. Результаты измерений ВАХ представлены на рис.2а.

Как видно из рис.2а, форма ВАХ частично соответствует динисторному эффекту, т.е. на вольтамперной характеристике наблюдается эффект «переключения».

Во время измерения ВАХ было наблюено белое свечение с сине-фиолетовым оттенком (рис.2б). Излучение было в виде кажущейся плазмы, т.е. свечение было похоже на плазменное излучение, исходящее из электрической дуги. Из фотоснимка белого свечения, представленного на рис.2б, видно, что свечение структуры происходит в промежутке между двумя контактами, т.е. свечение исходит из области, расположенной между кончиками зонда первой и второй контактной площадки.

Однако, механизм электролюминесценции пока нами до конца не установлен, так как обычно электролюминесценция происходит в р – n-переходе, а в этом случае происходила в слое алмазной пленки, выращенной на изолирующей подложке (сапфире).

Таким образом, нами показана возможность получения электролюминесцентного белого свечения на базе гетероэпитаксиальных алмазных пленок, выращенных CVD-методом на сапфировых подложках.

Работа выполнена в рамках гранта № 4-14 ФПФИ АН РУз.

#### Список литературы

- [1]. Брудный В.Н., Кособуцкий А.В., Колин Н.Г. и др. Изменение структурных параметров решетки и электронных спектров пленок n-GaN на сапфире при облучении реакторными нейтронами. //ФТП, 2011, том 45, выпуск 4. –С.461-467.
- [2]. В.М.Байдакова, А.Я.Вуль, В.Г.Голубев и др. ФТП, 2002, вып. 36, -С.651.
- [3]. Элуэлл Д. Искусственные драгоценные камни: Пер. с англ. –М: Мир, 1986, -160с., ил.
- [4]. Павлов Д.А., Шияев П.А., Пирогов А.В. и др. Анализ закономерностей роста при гетероэпитаксии кремния на сапфире. //ФТП, 2013, том 47, выпуск 6. –С.854-858.
- [5]. Салиев Т.М. Пленки алмаза, выращенные методом химического парагазового осаждения на различных подложках. / УФЖ, 2011, № 2. –С.23-26.
- [6]. Т.М.Салиев, А.Кутлимуратов, И.Г.Атабаев. Сплавы для получения высокотемпературных омических контактов к кристаллам и пленкам SiC. \Труды межд.конф. «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», посвященной 15-летию независимости Узбекистана. Г.Ташкент, 26-27 октября 2006 г. –С.289-291.

## СПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ВАЛЕНТНЫХ ПОДЗОН В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

М.В. Дурнев

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26,  
Санкт-Петербург, 194021 durnev@mail.ioffe.ru*

В докладе будет представлена 14-зонная **kp**-модель, позволяющая рассчитывать спиновые расщепления дырочных подзон в квантовых ямах. Будет предложен вид граничных условий на 14-компонентную огибающую, которые естественным образом описывают смешивание состояний тяжелой и легкой дырки, индуцированное низкой симметрией интерфейса (001). Расчеты в рамках представленной модели показывают, что линейное по волновому вектору **k**

спиновое расщепление тяжелой дырки в ямах GaAs/AlGaAs может быть сравнимым с расщеплением зоны проводимости даже в отсутствие интерфейсного смешивания дырок. Будет показано, что учет интерфейсного смешивания приводит к существенному увеличению констант линейного по  $k$  расщепления тяжелых и легких дырок.

### Введение

Отсутствие центра пространственной инверсии в полупроводниках типа GaAs приводит к спин-орбитальному расщеплению электронных зон, которое описывается линейными и кубическими по волновому вектору электрона  $k$  слагаемыми в эффективном гамильтониане [1]. К настоящему времени спин-орбитальное расщепление состояний зоны проводимости в объемных полупроводниках и квантовых ямах на их основе хорошо изучено как экспериментально, так и теоретически, см., например, [2]. В то же время расчет дисперсии и спиновых расщеплений дырочных подзон в квантовых ямах представляет намного более сложную задачу вследствие того, что состояния валентной зоны в объемном материале четырехкратно вырождены.

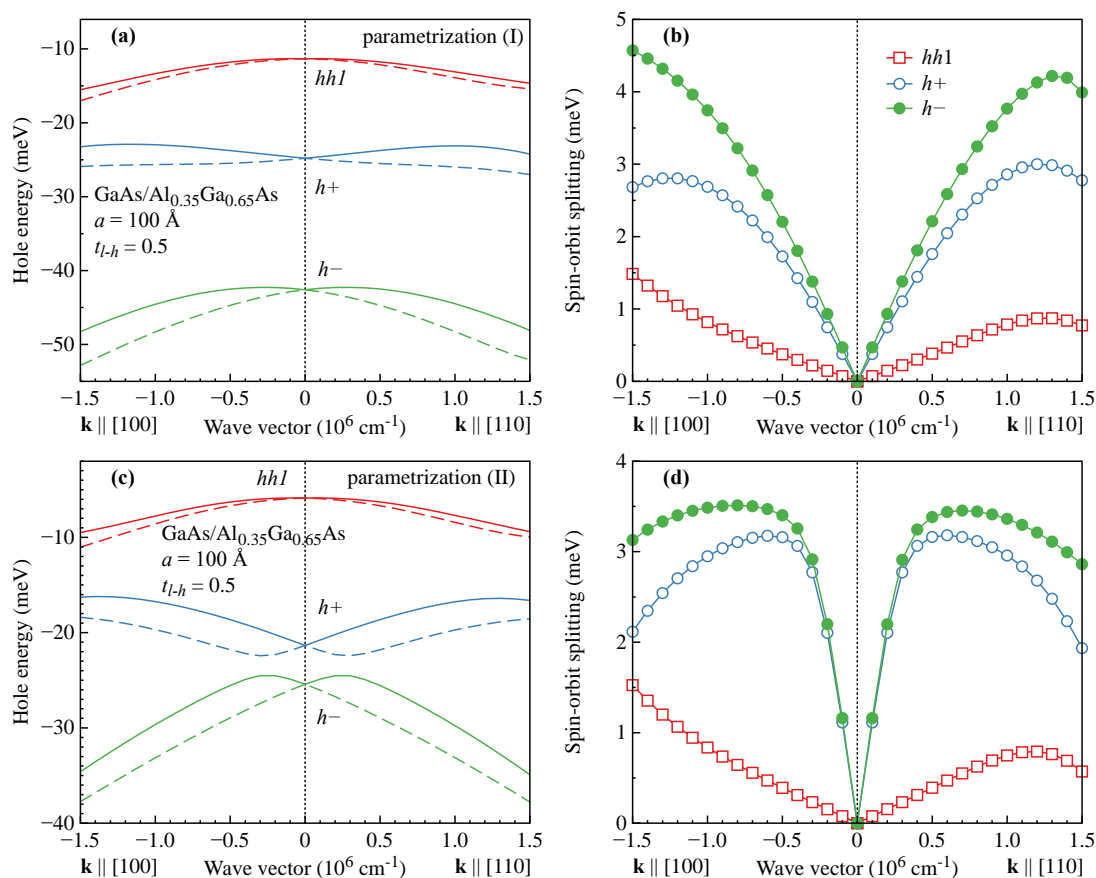


Рис. 1. Дисперсии (а, с) и спиновые расщепления (с, d) валентных подзон в квантовой яме GaAs/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As при  $t_{l-h} = 0.5$ . Вычисления выполнены для двух параметризаций 14-зонной модели, взятых из работы [6] (параметризация (I)) и работы [1] (параметризация(II)).

Спиновое расщепление Дрессельхауза основных подзон тяжелой и легкой дырок в квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль оси [001], было впервые рассчитано Э. И. Рашбой и Е. Я. Шерманом [3]. Для расчета использовался эффективный гамильтониан объемной дырки (матрица  $4 \times 4$ ), состоящий из гамильтониана Латтинжера, и спин-зависимых кубических по волновому вектору слагаемых. В

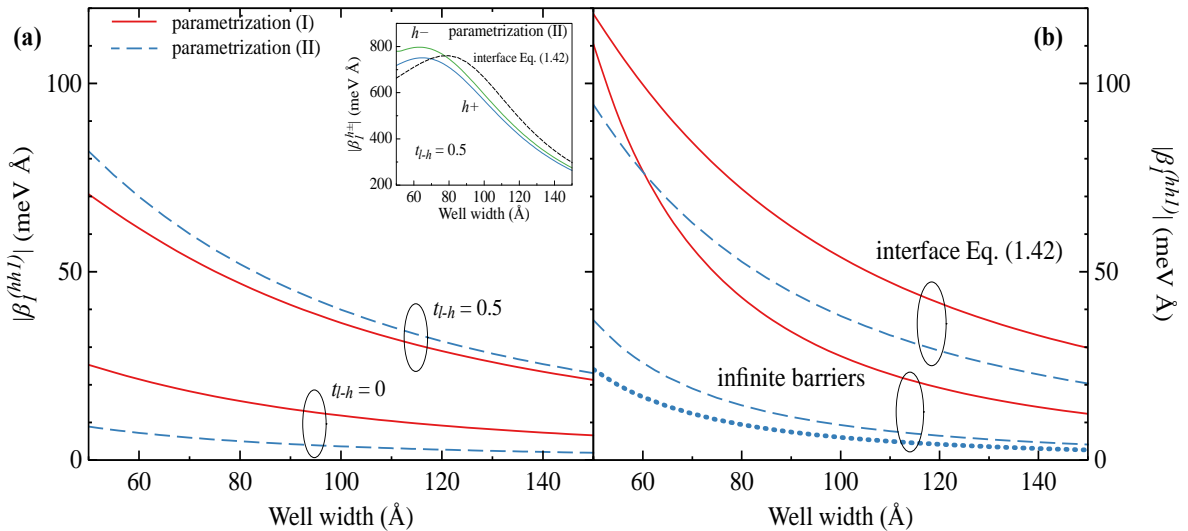
качестве граничных условий использовались простейшие условия обращения в ноль четырехкомпонентной волновой функции дырки на границах квантовой ямы, что соответствует приближению ямы с бесконечно высокими барьерами. Такой подход позволяет получить аналитические выражения для линейных по  $k$  членов в эффективных гамильтонианах двумерных дырочных подзон, однако его невозможно обобщить на случай структур с конечным барьером из-за наличия члена  $\sim k_z^3$  в спин-зависимом слагаемом объемного гамильтониана  $4 \times 4$ , приводящего к сингулярности оператора потока через интерфейс. В дополнение, при шивке волновых функций валентной зоны в реалистичных структурах необходимо также учитывать дополнительные слагаемые, связанные с анизотропией химических связей на интерфейсах ямы и приводящие к смешиванию тяжелой и легкой дырки [4]. Расчеты спиновых расщеплений валентных подзон, выполненные с помощью атомистических методов, предсказывают линейные по  $k$  члены, достигающие 100 мЭВÅ в подзоне тяжелых дырок, однако не позволяют разделить роль объемных и интерфейсных вкладов в спиновое расщепление [5].

### Результаты и обсуждение

В данной работе представлена 14-зонная  $kp$  модель для расчета спиновых расщеплений дырочных подзон в квантовых ямах. В эффективном  $kp$  гамильтониане учтены лишь не зависящие от  $k$  и линейные по  $k$  межзонные элементы. Показано, что простейшие граничные условия, описывающие смешивание тяжелых и легких дырок на интерфейсе (001), имеют вид

$$\begin{aligned} (f_{X'})_A &= (f_{X'})_B + t(f_X)_B, \\ (f_{Y'})_A &= (f_{Y'})_B + t(f_Y)_B, \end{aligned} \quad (1)$$

с единственным феноменологическим параметром  $t$ . Здесь  $f_R$  – огибающие блоховских функций валентной зоны ( $R = X, Y$ ) и далекой зоны проводимости ( $R = X', Y'$ ). Параметр  $t$  связан с введенным в работе [4] параметром  $t_{l-h}$  с помощью межзонного матричного элемента  $Q$  [7].



**Рис. 2.** Константа линейного по  $k$  спинового расщепления подзоны  $hh1$  в квантовой яме GaAs/AlGaAs. (a) Численные расчеты в рамках 14-зонной модели для двух наборов параметров (сплошные и штриховые линии) и двух значений параметра интерфейсного смешивания:  $t_{l-h} = 0$  и  $t_{l-h} = 0.5$ .

На вставке сплошными линиями приведены результаты расчетов для подзон  $h+$  и  $h-$  при  $t_{l-h} = 0.5$  с использованием параметризации (II). Штриховой линией приведен расчет в резонансном приближении. (b) Аналитический расчет  $\beta_I^{(hh1)}$ . Три нижние уривые получены в приближении бесконечно высоких барьеров по формуле (8) работы [5]: сплошная уривая соответствует параметризации (I), точечная и штриховая линии – рассчитаны для параметризации (II). Две верхние кривые изображают аналитически рассчитанный вклад, связанный с интерфейсным смешиванием дырок.

На панелях (а, с) и (b, d) рис. 1 представлены, соответственно, энергетические дисперсии и спиновые расщепления первых трех дырочных подзон в яме GaAs/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As. Расчеты

приведены для двух направлений волнового вектора в плоскости ямы  $\mathbf{k} \parallel [100]$  и  $\mathbf{k} \parallel [110]$  и двух параметризаций 14-зонной модели взятых из работ [1] и [6]. Видно, что учет интерфейсного смешивания дырок приводит к заметным спиновым расщеплениям как основного состояния тяжелой дырки ( $hh1$ ), так и основного состояния легкой дырки ( $h+$ ) и первого возбужденного состояния тяжелой дырки ( $h-$ ). Для сравнения расчет константы линейного по  $\mathbf{k}$  расщепления  $hh1$ ,  $\beta_1^{(hh1)}$ , для аналогичной ямы при  $t_{l-h} = 0$  и параметризации [6] дает значение  $\beta_1^{(hh1)} = 15$  мэВÅ, в три раза меньше, чем представленное на рис. 1.

На рис. 2 представлено сравнение расчетов констант линейного по волновому вектору расщепления подзон тяжелых и легких дырок, выполненных в рамках 14-зонной модели и 4-зонной модели гамильтониана Латтинжера. В последнем случае расчет вклада в расщепление, связанного с объемной инверсионной асимметрией, проводился в упрощенной модели ямы с бесконечными барьерами. Из анализа рисунка можно сделать вывод, что модель бесконечных барьеров сильно переоценивает объемный вклад в спиновое расщепление, рассчитанный в 14-зонной модели при  $t_{l-h} = 0$ . Видно также, что в широких квантовых ямах основной вклад в спиновое расщепление дырок связан с интерфейсной асимметрией, и для его расчета могут использоваться аналитические выражения, полученные в рамках 4-зонной модели.

#### Список литературы

- [1]. R. Winkler, Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems, Springer (2003).
- [2]. I. Zutic, J. Fabian, S. Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [3]. Г.Е. Пикус, В.А. Марушак, А.Н. Титков, ФТП **22**, 185 (1988).
- [4]. И.Л. Алейнер, Е.Л. Ивченко, Письма ЖЭТФ **55**, 662 (1992).
- [5]. E.I. Rashba, E.Ya. Sherman, Phys. Lett. A **129**, 175 (1988).
- [6]. J.-W. Luo, et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 066405 (2010).
- [7]. M. V. Durnev, M. M. Glazov, and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B **89**, 075430 (2014).

## INVESTIGATION OF THE OPTICAL PROPERTIES OF ZnO/COTTON FIBER NANOCOMPOSITES

Zakirov A.S., Yuldashev Sh.U., Khamdamov J.J., Mamadalimov A.T.,  
Umarova S.U., Adhamov A.N., Khakimova N.K.

*Department of Physics, National University of Uzbekistan, Tashkent 100175,  
Uzbekistan, [mamadalimov@rambler.ru](mailto:mamadalimov@rambler.ru)*

The application of nanoparticles to textile materials has been the object of several studies aimed at producing finished fabrics with different performances. In this respect nanotechnology can provide high durability for fabrics, because nanoparticles have a large surface area-to-volume ratio and high surface energy, thus presenting better affinity for fabrics and leading to an increase in durability of the function. Therefore the use of nanotechnology in the textile industry has increased rapidly. This is mainly due to the fact that conventional methods used to impart different properties to fabrics often do not lead to permanent effects, and will lose their functions after laundering or wearing.

Nanostructure metal or metal oxides deposited on textile substrates can be used to make smart functional textiles, which have great potential for applications ranging from antibacterial materials to conductive shields and electronic sensors. Other functions can be added to cotton fabric by nano ZnO treatment. Therefore, ZnO has been considered as a promising nanomaterial for a variety of useful applications such as surface acoustic wave filters, piezoelectric nanogenerators, light-emitting diodes,

photodetectors, gas sensors, and solar cells [1-5]. The introduction of nano-ZnO into polymers could improve the mechanical and optical properties of the polymers due to a strong interfacial interaction between the organic polymer and the inorganic nanoparticles and nanoparticles small size and large specific area, and quantum effect, respectively [5].

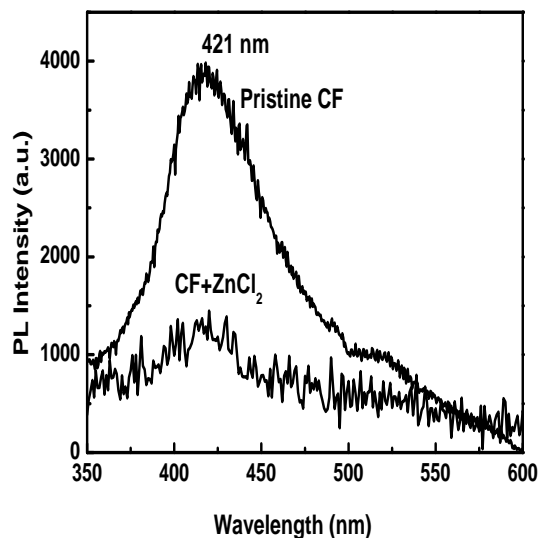
In this paper, we report on a new method for preparing cotton fibers (CF) with new functional properties obtained through an in situ homogeneous phase reaction between zinc chloride and oxygen gas at low temperature. In order to evaluate the effects of the experimental conditions on the particle size and morphology, the oxygen flow rate in the reaction medium were changed. In addition, this method is green and simple chemistry approach because it does not involve any toxic materials and inexpensive.

The raw cotton fibers were used in this experiment. In order to remove impurities and noncellulosic components that attached on the surface, the raw cotton fibers were pretreated in 2% aqueous NaOH solution for 90 min at 95°C temperature. Thus the initially inert cellulose fiber surface is “activated” and the surface hydroxyl groups present in cellulose structure are favorable to effective adsorption of zinc ions onto cellulose fibers. The precursors used were, zinc chloride ( $ZnCl_2$ ) salt solutions and oxygen gas ( $O_2$ ). Change in the cellulose fibers color from white to light yellow after drying of samples was observed, confirming the reduction of the  $Zn^{+}$  ions and a subsequent formation of metallic Zn particles. In the next stage, the impregnated samples were rapid-thermal annealed (RTA) at temperature of 80°C for 1 h under flowing  $O_2$  gas. For comparison control samples also were prepared in the same annealing conditions at air ambient.

The morphologies and CL spectra of samples were investigated by using a scanning electron microscope (SEM) (XL-30 PHILIPS) with Mono CL system. For studying its optical properties, absorption and photoluminescence (PL) methods have been applied. The  $I-V$  characteristics of the samples with typical dimensions of  $5 \times 10 \text{ mm}^2$  and double-sided silver paste electrodes were measured by using a Keithley 617 semiconductor parameter analyzer at room temperature. Photocurrent responses of the devices were measured under illumination of a  $0.3 \text{ mW/cm}^2$  Xe lamp.

The surface morphologies of CF after being rinsed in  $ZnCl_2$  solution and annealed under flowing  $O_2$  gas of 60 sccm are studied by SEM., clearly confirms the formation of ZnO NPs in the range of 10-30 nm in diameter on the surface of fiber. The broad nature of the XRD peaks could be attributed to the presence of nanosized particles [6].

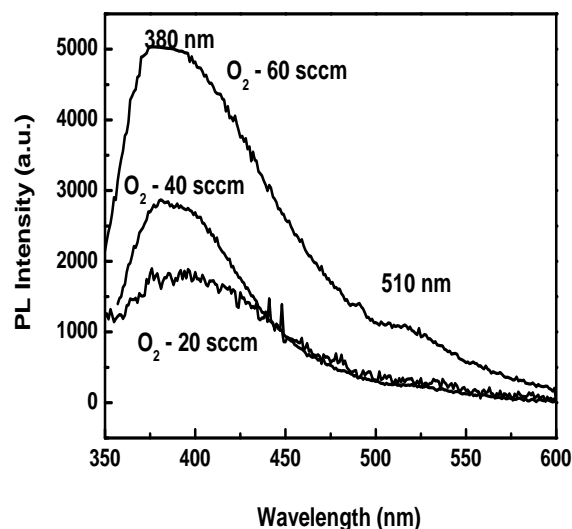
However, impregnated with  $Zn^{+}$  cotton fibers show much higher adsorptions, and this revealed that most of the incorporated  $Zn^{+}$  ions were bound to cellulose macromolecules probably via electrostatic (i.e., ion-dipole) interactions, because the electron-rich oxygen atoms of polar hydroxyl and ether groups of cellulose are expected to interact with electropositive transition metal cations [7]. While the optical absorption edge at 290 nm was observed for Zn only impregnated samples, annealed samples showed a red shift with increasing oxygen flow rate and exhibited an absorption edge between 300 and 350 nm where the absorption of ZnO was observed. After annealing in oxygen flowing at 60 sccm for 1 h, the spectral shape of the transmittance not changed, but the absorption intensity slightly decreased, and a steep absorption edge appeared around 370 nm. Thus we conclude that the porous structure of cellulose fibers is indispensable for efficient incorporation of metal ions and subsequent formation of metal oxide nanoparticles.





In order to further confirm the formation of ZnO NPs, the PL spectra are also examined because zinc oxide is known for its PL properties. Therefore, the PL spectroscopy is a useful technique for identification and also characterization of ZnO nanocrystals in nanocomposites. As shown in figure 1 the PL of the bare CF in blue region and covers the spectral range from 360 to 600 nm with peaks at 421 nm.

One possible origin of the blue PL of the CF is the radiative recombination of e–h pairs generated within localized states. We suggest that the key point for the blue light emission is the additional carbonyl and carboxyl groups which would have been formed during the purification process, due to the oxidation of primary hydroxyl group in the cellulose chain. After being rinsed in 2 M ZnCl<sub>2</sub> aqueous solution the spectral shape and the emission peak energy (2.95 eV) did not shift markedly. It suggests that the density of states at the top of the valence band and the band gap were not influenced upon Zn doping. However, the luminescence intensity decreased drastically, as is also evident in figure 1. The decrease in PL yield is attributed to quenching of the CF PL emission by the Zn atoms acting as an electron accepting species, where significant charge separation takes place. Furthermore, the subsequent PL quenching with longer reduction may be the result of percolation among these zinc–cellulose complex configurations, facilitating transport of excitons to nonradiative recombination sites. As shown, the PL spectra of annealed samples shifted to high-energy side comparing with pristine samples and demonstrate the formation of ZnO. Each annealed sample exhibits a RT PL peak around 380 nm and a very weak PL band peaked at ~510 nm, which are the characteristic PL peaks ascribed to ZnO free exciton recombination and defects such as Zn interstitials or O vacancies.



The intensity of this peak is observed to grow with increasing oxygen flow rate. This strong UV emission shows that the impregnation of Zn and subsequent treatment by oxygen in this study can result in near-band-edge emission luminescence which is stronger than the surface defect-related green emission by a factor of 5, contrary to previous observations for ZnO nanocrystals [8]. Figure 2 also shows that there is a small blueshift of the PL peak position from 395 to 380 nm with increased oxygen flow rate. The apparent shift of emission spectrum suggests that a broad size distribution of the nanoparticles would result in a wide distribution of the band gap and a featureless emission spectrum. Thus, the high-energy shift observed in PL (Fig. 2) can be attributed to the formation of ZnO QDs, as confirmed by the SEM and FT-IR results.

ZnO nanoparticles were fabricated in cotton fibers by formation of metallic Zn particles and subsequent thermal annealing in an O<sub>2</sub> atmosphere. The advantage of this approach is that the ZnO NPs form not only on the surface, but also exist within the CF matrix. In the present work the feel of the treated fibers remained unchanged after the treatment, and thus the treated fibers are able to retain soft handling and flexibility. After formation of CF/ZnO NPs complex an exciton absorption peak at 360 nm was observed. Two emission peaks appeared in the PL spectrum of ZnO nanoparticles, i.e., one UV peak at 380 nm and the other a very weak green peak at 510 nm. The high spectral selectivity combined with high photosensitivity suggest the possibility of using a new functional CF/ZnO NPs composite as “visible-blind” UV photodetectors for commercial, military, and sensor applications.



### References

- [1] Wang ZL and Song J *Science* 2006 312, 242
- [2] Sun XW, Ling B, Zhao JL, Tan ST, Yang Y, Shen YQ, Dong ZL and Li XC 2009 *Appl. Phys. Lett.* 95, 133124
- [3] Liu, K., Sakurai, M. and Aono M. 2010 10 8604
- [4] Briseno AL, Holcombe TW, Boukai AI, Garnett EC, Shelton SW, Fre'chet JJ and Yang P 2010, *Nano Lett.* 10 334
- [5] Xiong HM, Wang ZD and Xia YY 2006 *Adv. Mater.* 18 748
- [6] Ruan D, Huang Q and Zhang L 2005 *Macromol. Mater. Eng.* 290 1017
- [7] He J, Kunitake T and Nakao A 2003 *Chem. Mater.* 15 4401
- [8] Lee JK, Tewell CR, Schulze RK, Nastasi M, Hamby DW, Lucca DA, Jung HS and Hong KS 2005 *Appl. Phys. Lett.* 86 183111

УДК 621

## РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ГРАНИЦЕ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СЛОЕВ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ

Керими М.Б.

*Центр технологий АНТ, Ашхабад, Туркменистан, mb2krmi@yahoo.com*

Современные твердотельные структуры, используемые для создания фотоприемников разных типов и солнечных элементов в том числе, обычно имеют плоскопараллельное строение и являются многослойными. Толщина некоторых слоев в таких структурах может быть много меньше диффузионной длины носителей заряда  $L$ , но заметно больше длины волны электронов  $\lambda_e$ , т.е., она может быть субмикронных или нано размеров. В этом случае при изучении явлений переноса в тонких слоях структуры следует использовать не феноменологические физические модели, а кинетическую [1] или квантовую теорию.

Исследования поверхностей и границ слоев твердотельных структур методами зондовой микроскопии, показали, что границы могут иметь сложное и очень разнообразное строение [2-3]. В частности, границы имеют микрорельеф, неоднородное в субмикронном и нано масштабе распределение фазовых состояний, в том числе кластеров, электрического потенциала и плотности граничных (поверхностных) состояний, а также возможно наличие анизотропии в указанных распределениях. Поэтому состояние границы или поверхности «в деталях» сложно описать одним параметром или характеристикой.

Свойства локальных субмикронных и нано размерных впадин и выпуклостей, как и фазовых неоднородностей и кластеров различного вида, расположенных на границе, различаются между собой. Очевидно отличие свойств зависит от их поперечных и продольных размеров, особенно когда они имеют нано масштабные размеры, а также от состава и строения фаз и кластеров. Их распределение на границе влияет на пространственное и энергетическое строение границы.

Отличие свойств границы от свойств внутри слоя заметно влияет на распространение различных дифференциальных и интегральных потоков вблизи границы и во всем слое, особенно при малой его толщине. В тонких слоях диффузия носителей заряда происходит при активном участии рассеяния потоков на границах и она отличается от объемной диффузии тем сильнее, чем тоньше слой и существеннее различие в зонных диаграммах соседних слоев.

Современные технологии позволяют менять в широких пределах микрорельеф и распределения разных неоднородностей на границах и поверхностях твердотельных структур. При этом может меняться вероятность рассеяния дифференциальных потоков разных видов – потоков носителей заряда, фононов, фотонов и т.д., как по угловому распределению - меняется индикатриса рассеяния, так и по модулю квазиимпульса и, соответственно, энергии. В частности, это меняет условия распространения потоков носителей заряда через границу, их рекомбинацию на границе и функцию распределения по квазиимпульсу у границы.

Целью работы является корректное определение рекомбинации носителей заряда на границе плоскопараллельных слоев твердотельной структуры в рамках кинетической теории. Для достижения цели необходимо решить задачи корректного описания распространения дифференциальных и интегральных потоков в слоях, в том числе определения граничных условий к кинетическому уравнению, решения кинетического уравнения в каждом слое, согласования решения по всем слоям структуры и корректного определения плотности потока потерь на границе. Указанные задачи являются актуальными и достаточно общими. Они представляют большой научный и практический интерес. Очевидно в случае произвольного распределения неоднородностей и размеров микрорельефа и различного типа неоднородностей на границе данная проблема может иметь очень сложное решение. Однако в частных случаях решение может быть найдено в достаточно общем виде.

Рассмотрим слой плоскопараллельной твердотельной структуры с характерными размерами микрорельефа  $h$  и глубиной проникновения неоднородностей электрического поля  $l_\varphi$ , а также с размерами неоднородных областей по границе, много меньшими длины свободного пробега носителей заряда  $l_e$ , достаточно плотно и равномерно распределенными вдоль границы. В этом случае толщина слоя  $d$  является статистически хорошо обусловленной величиной, когда  $d \geq l_e$ , и сложное строение и состояние границы можно учесть в свойствах плоской макрограницы. При заданных условиях свойства границы (или поверхности) являются гомогенизированными в рамках кинетической теории, т.е. на границе, по всей ее плоскости можно задать единые характеристики, не зависящие от координат. В этом случае трехмерная задача сводится к плоскопараллельной, что существенно облегчает решение кинетического уравнения и интерпретацию результатов.

Решение кинетического уравнения в приближении времени релаксации с учетом рассеяния потоков на границах тонкого слоя при заданных в общем виде вероятностях рассеяния дифференциальных потоков было получено ранее [4]. В граничных условиях, пригодных при равновесии и небольших отличиях от него, в интегральном виде явно, в отличие от известных условий Фукса [1], учитывалось рассеяние всех внутренних и всех внешних падающих на границу дифференциальных потоков носителей заряда:

$$q^+(k, \Omega, a)\mu = q_a^+(k, \Omega)\mu + \int_0^\infty \int_0^{2\pi} P_a^-((k, k_*, \Omega, \Omega_*)q^-(k, \Omega_*, a)\mu) dk_* d\Omega_*, \quad (1)$$

$$q^-(k, \Omega, b)\mu = q_b^-(k, \Omega)\mu + \int_0^\infty \int_{2\pi}^{4\pi} P_b^+((k, k_*, \Omega, \Omega_*)q^+(k_*, \Omega_*, b)\mu) dk_* d\Omega_*. \quad (2)$$

Здесь  $\mu = |\cos(\theta)|$ ,  $d\Omega_* = \sin(\theta_*)d\theta_*d\varphi_*$  а  $q_a^+(k, \Omega)$  и  $q_b^-(k, \Omega)$  - дифференциальные плотности потоков носителей, вошедших в рассматриваемый слой через границы при  $x=a$  и  $x=b$  из соседних слоев, которые имеют аналогичный данным интегралам вид. Интегральные члены описывают вклады в рассматриваемый поток от всех дифференциальных потоков, падающих изнутри рассматриваемого слоя на соответствующую границу, после рассеяния. Вероятности рассеяния  $P_a^+$ ,  $P_a^-$  и  $P_b^+$ ,  $P_b^-$  справа и слева от границ не обязательно одинаковые.

При данных граничных условиях решения в слоях двух- трех- и многослойных структур можно корректно «сшить» и получить общее, согласованное для всей структуры решение [5]. Такое согласованное решение позволяет определить все дифференциальные и интегральные потоки носителей заряда в любом месте расположения сечения структуры, а также рекомбинационные потери носителей заряда на каждой границе между слоями, в том числе на гетерогранице, если она имеется в твердотельной структуре.

Рассмотрим общую физическую картину, происходящую на границе раздела слоев, в рамках представлений кинетической теории. На элементарную площадку  $d\sigma$  в виде круга радиуса  $h \ll r \ll l_e$  на границе, содержащую достаточно много типичных для границы неоднородностей (высотой не более  $h$ ), с разных сторон падают дифференциальные потоки носителей заряда. Это происходит с равновесными и неравновесными носителями заряда, находящимися вблизи границы, в силу наличия у части носителей квазиимпульса, направленного в сторону границы. Движение другой части носителей вблизи границы, у которых квазиимпульс или волновой вектор имеет проекцию, направленную в сторону от границы, уже является результатом рассеяния потока на границе и сразу же они на этой границе в рассеянии не участвуют. Схема рассеяния интегральных потоков приведена на рисунке 1. Часть  $R$ , всех падающих носителей на эту выделенную площадку, отражается, часть  $T$  проходит ее, и часть  $S$  теряется на ней. При этом, очевидно, что должно выполняться условие  $R+T+S=I$  для интегрального потока носителей заряда, падающего на  $d\sigma$  с каждой стороны.

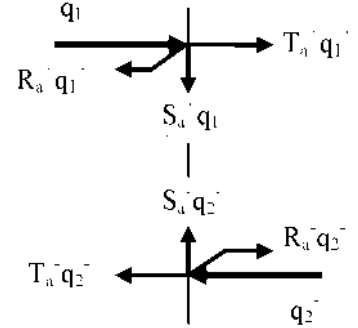


Рис.1. Интегральные потоки на границе смежных слоев.

Алгебраически собирая все интегральные потоки на каждой стороне границы, расположенной например при  $x=a$ , и учитывая, что плотности потоков на границе равны  $q_1(a) = q_1^+(a) - (R_{a1}^+ q_1^+(a) + T_{a2}^- q_2^-(a))$  и  $q_2(a) = (T_{a1}^+ q_1^+(a) + R_{a2}^- q_2^-(a)) - q_2^-(a)$ , не трудно получить феноменологическое выражение плотности потока потерь (как разность потоков):

$$q_r(a) = (1 - R_{a1}^+ - T_{a1}^+) q_1^+(a) + (1 - R_{a2}^- - T_{a2}^-) q_2^-(a). \quad (3)$$

Коэффициенты при  $q_1^+(a)$  и  $q_2^-(a)$ , как и следовало ожидать, равны соответствующим долям потерь  $S=I-R-T$ . Аналогично определяются плотности потерь на любой другой границе плоскопараллельного слоя структуры. Если граница при  $x=a$  является поверхностью структуры, то внешний поток  $q^+(a)$  в потерях отсутствует.

Из данного выражения видно, что рекомбинационные потери состоят из двух частей – потерь с одной и с другой стороны от границы, которые обусловлены различными потоками и коэффициентами  $R$  и  $T$ , связанными с вероятностями рассеяния дифференциальных потоков. Если выразить эти потери как обычно через соответствующие скорости рекомбинации и части концентраций носителей заряда  $n(x) = n^+(x) + n^-(x)$  в слоях у границы, то рекомбинационные потери на границе будут характеризоваться двумя параметрами, каждый из которых не трудно выразить через согласованные – «сшитые» функции распределения носителей заряда соответствующих слоев.

Интегральные плотности потока падающих на границу носителей заряда определяются как  $q_1^+(a) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{V_{B1}^+} f_1(\vec{k}_1, a) \vec{v}(\vec{k}_1) d\vec{k}_1$  и  $q_2^-(a) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{V_{B2}^-} f_2(\vec{k}_2, a) \vec{v}(\vec{k}_2) d\vec{k}_2$  - интегралами от дифференциальных потоков с  $k_{ox} > 0$  и  $k_{ox} < 0$ . Другие потоки определяется аналогично. При этом в случае сферически симметричных законов дисперсии  $\varepsilon_i(\vec{k})$  в слоях ( $\vec{v}(\vec{k}) = \hbar^{-1} \vec{\nabla}_k \varepsilon(\vec{k})$  -

скорость носителей) интегрирование дифференциальных потоков в первом интеграле производится по позитивной части симметричной зоны Бриллюэна  $V_{B1}^+$  (ячейке Вигнера-Зейтца) по волновому вектору  $\vec{k}_1$  слоя 1, а интегрирование дифференциальных потоков  $q_2^-(\vec{k}_2, a)$  во втором - по негативной части зоны Бриллюэна  $V_{B2}^-$  для квазиимпульса  $\vec{k}_2$  слоя 2. Очевидно функции распределения носителей заряда  $f_1(\vec{k}_1, x)$  и  $f_2(\vec{k}_2, x)$ , являющиеся решениями кинетического уравнения в соответствующих слоях например двуслойной структуры, должны быть согласованными на границе слоев структуры [5].

Коэффициенты отражения  $R$  и прохождения  $T$  в (3) можно считать операторами, которые зависят от вероятности рассеяния потоков носителей заряда  $P_a^+(\vec{k}, \vec{k}_*)$  и  $P_a^-(\vec{k}, \vec{k}_*)$  на границе. Они определяют суммарный результат рассеяния (назад и вперед от границы) всех дифференциальных потоков, падающих под разными углами на границу. Результат действия этих операторов зависит также от функций распределения носителей заряда  $f_i(\vec{k}, a)$  на границе  $x=a$  и законов распределения их скоростей в соответствующих слоях.

Для твердотельных материалов со сферически симметричной зависимостью  $\varepsilon(\vec{k})$  плотности потоков, отраженного и прошедшего границу  $x = a$  слоя 2, равны:

$$R_2^- q_2^-(a) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left( \int_0^\infty \int_0^{2\pi} P_{2a}^-(k, k_*, \Omega, \Omega_*) v_2(k_*, \Omega_*) f_2(k_*, \Omega_*, a) \mu_* k_*^2 dk_* d\Omega_* \right) \mu k^2 dk d\Omega \quad (4),$$

$$T_2^- q_2^-(a) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left( \int_0^\infty \int_0^{2\pi} P_{2a}^-(k, k_*, \Omega, \Omega_*) v_2(k_*, \Omega_*) f_2(k_*, \Omega_*, a) \mu_* k_*^2 dk_* d\Omega_* \right) \mu k^2 dk d\Omega \quad (5),$$

где  $P_{2a}^-(k, k_*, \Omega, \Omega_*)$  - вероятность рассеяния падающего потока с модулем волнового вектора  $k_* \equiv k_{*2}$ , направленного в малом телесном угле около  $\Omega_*(\theta_*, \varphi_*)$  в поток с модулем волнового вектора  $k$  (выходящий или отраженный), и направленного в малом угле около  $\Omega(\theta, \varphi)$ .

Если в выражении (3) плотность потока рекомбинационных потерь расписать через действие операторов  $R$  и  $T$  на плотности дифференциальных потоков  $q_1^+(k_*, \Omega_*, a)$  и  $q_2^-(k_*, \Omega_*, a)$  по (4) и (5), содержащих соответствующие согласованные функции распределения  $f_1(k_1, \Omega_1, a)$  и  $f_2(k_2, \Omega_2, a)$ , то данное выражение корректно определит плотность рекомбинационного потока потерь на границе в рамках кинетической теории.

Выражение (3) в равновесии можно представить через равновесные концентрации носителей в виде  $q_r(a) = s_1 n_{o1}^+(a) + s_2 n_{o2}^-(a)$ . Сопоставляя по отдельности слагаемые в (3) с  $s_1 n_{o1}^+(a)$  и  $s_2 n_{o2}^-(a)$  можно получить корректное определение соответствующих скоростей рекомбинации с одной и с другой стороны границы. Если граница является поверхностью структуры (первого ее слоя), то указанный подход определит скорость поверхностной рекомбинации в рамках кинетической теории:

$$s_o = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[ 1 - \int_0^\infty \int_0^{2\pi} P_a^-(k, k_*, \Omega, \Omega_*) \mu k^2 dk d\Omega \right] f_0(k_*, \Omega_*, a) v(k_*, \Omega_*) \mu_* k_*^2 dk_* d\Omega_* / \int_0^\infty \int_0^{2\pi} f_0(k, \Omega, a) k^2 dk d\Omega \quad (6)$$

Выражения (4) и (5) для плотности потока отраженных границей и вышедших из слоя носителей заряда могут служить определениями коэффициента отражения  $R$  и соответственно коэффициента прохождения  $T$ . Если обе части выражений разделить на плотность потока  $q_2^-(a)$ , падающего на границу, выраженную через согласованную функцию распределения  $f_2(\vec{k}, a)$ , то

Материалы III Международной конференции «Оптические и фотоэлектрические явления ...», Фергана-2014  
получаются соответствующие коэффициенты. По данным коэффициентам легко определить долю потерь потока носителей заряда на границе  $S=I-R-T$ .

Приведенные граничные условия (1)-(2) являются более общими и более корректными, чем «условия Фукса». Через вероятности рассеяния потока в них более полно учитывается конкретное рассеяние потока на реальных границах. Поэтому решения кинетического уравнения в плоскопараллельном слое с указанными граничными условиями получаются более точными, как и выражения всех кинетических коэффициентов, содержащих  $f(\vec{k}, x)$ . Более того, данные граничные условия позволили корректно согласовать решения на границе в двухслойной структуре [5]. Они также дают возможность корректного согласования решений в трехслойной и современных многослойных структурах.

В рамках кинетической теории получено выражение плотности потока рекомбинационных потерь на границе смежных слоев твердотельных структур. Показано, что рекомбинационные потери состоят из двух частей – потерь с одной и с другой стороны от границы. Данные потери определены через вероятности рассеяния дифференциальных потоков носителей заряда на границе смежных слоев. Указан способ корректного теоретического определения скорости поверхностной рекомбинации.

#### Список литературы

- [1] Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. М: Наука, 1985, с.278.
- [2] В.Г. Божков, Н.А. Торхов, И.В. Ивонин, В.А. Новиков. Исследование свойств поверхности арсенида галлия методом сканирующей атомно-силовой спектроскопии. ФТП, том 42, вып. 5, с.546-554 (2008)
- [3] С.Г. Конников, А.А. Гуткин, М.В. Заморянская, Т.Б. Попова, А.А. Ситникова, А.А. Шахмин, М.А. Яговкина. Комплексная диагностика гетероструктур с квантово-размерными слоями ФТП, том 43, вып. 9 с.1280-1287 (2009)
- [4] Kerimi M.B. The solution of the kinetic equation with integrated boundary conditions for a plane-parallel layer of solid- state structure. European Science and Technology: 7th International scientific conference. Munich, April 23-24 th , 2014. Materials of the conference, Vol II, p.-473-482.
- [5] Керими М.Б. Согласование решений кинетического уравнения с интегральными граничными условиями для потоков носителей заряда в плоскопараллельных слоях твердотельной структуры. Сборник научных докладов международной научно-практической конференции «Технические науки: теория, методология и практика», РФ, Москва, 17 июня 2014 г., с.68-82.

УДК 621.315.592

### ФОТОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ С МАГНИТНЫМИ КЛАСТЕРАМИ АТОМОВ МАРГАНЦА

Илиев Х.М., Мавлонов Г.Х., Бахадырханов М.К., Аюпов К.С., Хайдаров К.

Ташкентский государственный технический университет, 100095, Ташкент [mavlonov\\_g@mail.ru](mailto:mavlonov_g@mail.ru)

Управление магнитными свойствами полупроводниковых материалов представляет большой интерес для современной спинтроники. Возможность управления магнитными параметрами с помощью освещения как интегрального, так и ИК излучения, позволяет создать новое поколение приборов спинтроники и фотоники. Как известно в этом направлении практически отсутствуют какие-либо исследования, так как существующие магнитные полупроводники практически не чувствительны к свету. В этом плане представляет большой научный и практический интерес кремний с магнитными кластерами атомов марганца, так как кластеры атомов марганца не только обладают достаточно сильным магнитным моментом, но они также являются и многозарядными центрами, которые существенно влияют на фотоэлектрические свойства материала. В таких материалах при комнатной температуре наблюдается аномально высокое отрицательное магнитное сопротивление (ОМС)  $\Delta\rho/\rho \geq 100\%$ ,



значением которого можно управлять в широком интервале с помощью температуры и электрического поля [1,2]. Установлено, что ОМС в основном наблюдается в кремнии p-типа проводимости с кластерами атомов марганца, а его значение при комнатной температуре определяется значением удельного сопротивления такого материала.

Результаты исследований раскрыли новые возможности управления значением ОМС с помощью света. Значение ОМС существенно зависит от интенсивности фонового интегрального света, с ростом интенсивности освещения значение ОМС уменьшается и при высоких интенсивностях происходит инверсия знака магнитосопротивления, т.е. ОМС переходит в ПМС (положительное магнитосопротивление) (Рис. 1).

Установлено, что чувствительность ОМС к свету, а также пороговое значение интенсивности света, при которых происходит инверсия знака ОМС, в основном определяется удельным сопротивлением материала (Рис.2). Как показали результаты исследований, чем больше значение ОМС, тем при более высоких интенсивностях света происходит инверсия знака ОМС. ОМС является очень чувствительным к интенсивности освещения и его значение можно изменить в достаточно широком интервале в области низких интенсивностей освещения (от 2 до 100 раз).

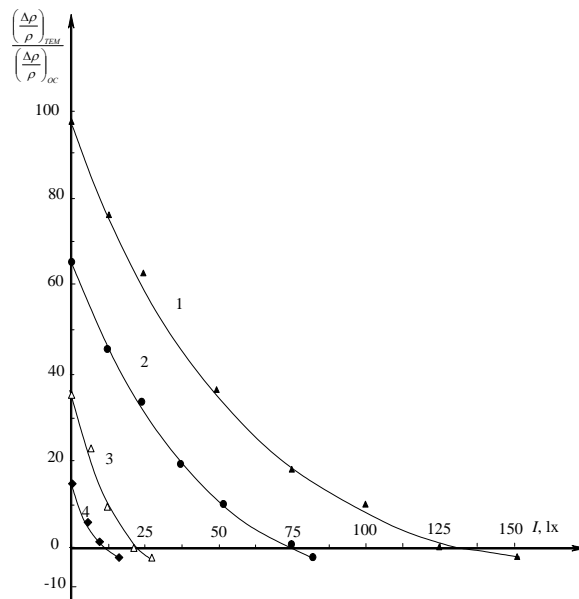


Рис 1. Относительное изменение ОМС от интенсивности освещения в образцах p-типа с различными удельными сопротивлениями. E=100 В/см, B=2 Тл, T=300 К. 1)  $\rho=8 \cdot 10^3$  Ом·см, 2)  $\rho=2 \cdot 10^4$  Ом·см, 3)  $\rho=4 \cdot 10^4$  Ом·см, 4)  $\rho=10^5$  Ом·см.

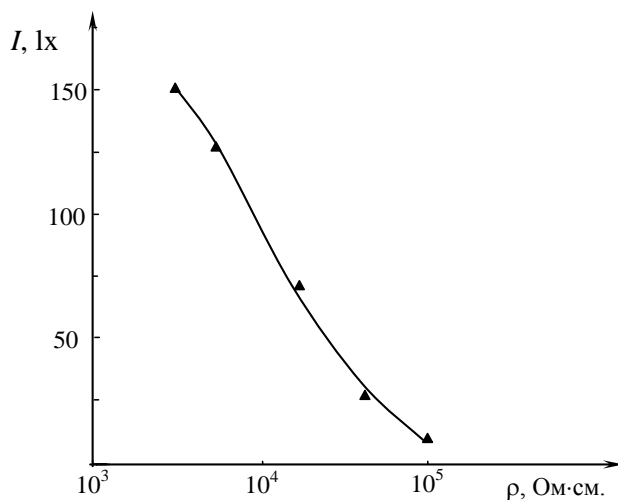


Рис. 2. Зависимость порогового значения инверсия знака МС от удельного сопротивления материала p-типа. E=100 В/см, B=2 Тл, T=300 К.

Результаты исследований показали, что ОМС в кремнии с кластерами атомов марганца не только чувствительны к интегральному свету, но также чувствительны и к ИК – излучению. Установлено, что значение ОМС в таких материалах начинает меняться при освещении ИК светом с энергией  $h\nu=0,15$  эВ ( $\lambda=8$  мкм) и с ростом энергии фотона чувствительность существенно увеличивается и достигает своего максимального значения при  $h\nu=0,8$  эВ ( $\lambda=1,55$  мкм). Таким образом, установлено, что спектральная область чувствительности ОМС находится в интервале  $\lambda=8-1,55$  мкм при мощности ИК-излучения около  $W=10^{-6}$  Вт, которую не чувствуют другие аналогичные приборы.

Следовательно, экспериментально показана возможность управления магнитными свойствами кремния с магнитными нанокластерами атомов марганца в широком интервале с помощью как интегрального, так и монохроматического (ИК) света. Эти результаты показывают уникальные свойства таких материалов, которые не только отсутствуют в других магнитных



полупроводниках, но также позволяют создать принципиально новые фотомагнитные приборы и приборы спинтроники с управляемыми параметрами с помощью освещения. На основе этих результатов можно показать, что кремний с магнитными нанокластерами атомов марганца позволяет раскрыть еще неизвестные физические грани полупроводников с наноструктурами и такие материалы могут служить для развития нового научного направления фотонно-спинтроники.

#### Список литературы

- [1] М.К. Бахадырханов, Г.Х. Мавлонов, К.С. Аюпов, С.Б. Исамов. Отрицательное магнитосопротивление в кремнии с комплексами атомов марганца  $[Mn]_4$  // ФТП, 2010, Т. 44, Вып. 9, стр. 1181-1184.
- [2] М.К. Бахадырханов, Г.Х. Мавлонов, Х.М. Илиев. Управление магнитными свойствами кремния с нанокластерами атомов марганца //ЖТФ, 2014, Т.84, Вып. 10, стр. 139-141.

### ИЗЛУЧЕНИЕ, СВЯЗАННОЕ С ПРОТЯЖЕННЫМИ ДЕФЕКТАМИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ ZnTe/GaAs

<sup>1</sup>Шарибаев М., <sup>2</sup>Борковская Л., <sup>1</sup>Исмаилов Қ., <sup>1</sup>Тагаев М., <sup>3</sup>Отениязов Е.

<sup>1</sup>Каракалпакский государственный университет имени Бердаха (г.Нукус., Узбекистан)

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников НАН Украины, г. Киев.

<sup>3</sup>Каракалпакский институт естественных наук ККО АН РУз.

Известно, что при выращивании эпитаксиальных слоев (ЭС) полупроводников  $A_2B_6$  на подложках GaAs вблизи границы раздела образуется переходной слой с высокой плотностью дислокаций и других протяженных дефектов [1], которые влияют на оптические свойства ЭС, а также стимулируют процессы деградации светоизлучающих приборов, изготовленных на их основе [2]. Это делает актуальным вопрос идентификации полос, связанных протяженными дефектами (в т.ч. дислокациями) в ЭС  $A_2B_6$ .

Известно, что в спектрах фотолюминесценции, ФЛ, и катодолуминесценции ЭС ZnTe, полученных различными методами, а также монокристаллов часто присутствует интенсивная полоса излучения  $I_1^C$  ( $h\nu=2.357$  эВ при 4.2 К). Предполагается, что она обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов, связанных либо на изолированном нейтральном акцепторе ( $Si_{Te}$ ), либо на акцепторе ( $V_{Zn}$ ), расположенном вблизи дислокаций несоответствия (вакансионно-дислокационный комплекс) [2]. Таким образом, природа этой полосы до сих пор окончательно не установлена.

Для выяснения природы центров свечения, ответственных за полосу  $I_1^C$ , в работе изучено влияние на спектры ФЛ буферного ЭС ZnTe: (i)тонкого (~5-10 нм) промежуточного рекристаллизованного слоя ZnTe, расположенного между буферным слоем и подложкой (100) GaAs; (ii)толщины буферного слоя, а также (iii)наращивания квантово-размерных слоев  $Cd_xZn_{1-x}Te/ZnTe$  ( $x=0.2-0.4$ ). Кроме того, исследовались пространственное распределение (по глубине буфера) интенсивности (I) и спектрального положения ( $\lambda_m$ ) полосы  $I_1^C$ , а также температурные зависимости I и  $\lambda_m$ . Одновременно для контроля структурного совершенства ЭС ZnTe были проведены рентгено-дифракционные измерения кривых качания.

#### Зависимость спектров ФЛ от условий получения и толщины слоев

На рис.1 приведен типичный спектр ФЛ буферного ЭС ZnTe/GaAs при 4.2 К в диапазоне длин волн 510-630 нм. Как видно из рисунка, в коротковолновой области спектра присутствуют линии излучения свободного экситона ( $I_{FX}$ ), расщепленного двухосными напряжениями растяжения на две составляющие:  $I_{FX}^{hh}$  ( $X_{IS}; m_j=+3/2$ ) и  $I_{FX}^{lh}$  ( $X_{IS}; m_j=+1/2$ ). При этом компоненте  $I_{FX}^{hh}$  соответствует линия с  $h\nu=2.379$  эВ, а компоненте  $I_{FX}^{lh}$  - линия с  $h\nu=2.374$  эВ, которая, по-

видимому, является суперпозицией  $I_{FX}^{lh}$  и линии излучения экситона, связанного на нейтральном доноре ( $I_2^{Ga}$ ) [3].

Кроме описанных, в экситонной области спектра присутствуют также интенсивная полоса  $I_1^C$  с  $h\nu_m=2.356$  эВ и расположенная вблизи нее с длинноволновой стороны полоса с  $h\nu_m=2.352$  эВ ( $I_2^C$ ) меньшей интенсивности (рис.1). В образцах с квантовыми слоями с коротковолновой стороны от  $I_1^C$  наблюдается дополнительная полоса  $I_X$  с  $h\nu_m=2.359$  эВ (№8 и №6, (рис.2 а, в соответственно). Полоса  $I_1^C$ , по-видимому, не является элементарной, так как в некоторых образцах можно наблюдать отчетливо выраженное плечо на ее длинноволновом краю. Полосы, расположенные вблизи  $I_1^C$ ,

сопровождаются фоновыми повторениями с фактором электрон-фононной связи  $s \approx 0.2$  (рис.1). В более длинноволновой области спектра наблюдались гораздо менее интенсивные (по сравнению с  $I_1^C$ ) полосы  $Y_1$  ( $h\nu_{m1}=2.189$  эВ, 4.2 К) и  $Y_2$  ( $h\nu_{m2}=2.147$  эВ, 4.2 К). Использование промежуточного слоя ZnTe (процесс II), как и увеличение толщины ЭС, приводит к росту интенсивности всех полос в экситонной области и уменьшению интенсивности примесной полосы  $\lambda=650$  нм, а также к уменьшению интенсивности полос  $Y_1$  и  $Y_2$ . При толщине слоев  $\sim 2.7$  мкм эти полосы практически отсутствуют. Следует заметить, что соотношение интенсивностей полос  $I_2^{Ga}/I_{FX}^{hh}$ ;  $I_1'/I_{FX}^{hh}$  при переходе от образца с толщиной 1.5 мкм к образцу с толщиной 2.7 мкм практически не изменяется ( $\lambda_{exc}=0.488$  мкм), а  $I_1^C/I_{FX}^{hh}$  несколько возрастает.

Наряду с изменением интенсивности полос, наблюдается также смещение положения их максимумов (см. табл.). Положение максимума полос свободного  $I_{FX}^{hh}$ , а также связанных экситонов  $I_2^{Ga}$  ( $I_{FX}^{lh}$ ),  $I_1'$  и полосы  $I_1^C$  во всех слоях смещено в сторону меньших энергий по сравнению с их положением в объемном материале ( $E=2.3805 \pm 0.0003$  эВ, 4.2 К [3]), что обусловлено присутствием планарных напряжений растяжения  $\varepsilon$ . При этом величина смещения максимальна в образцах, полученных без промежуточного слоя, а в образцах с промежуточным слоем уменьшается с ростом толщины ЭС, что свидетельствует об уменьшении напряжений. Нанесение сверхрешетки приводит к заметному смещению максимумов полос в сторону меньших энергий, т. е. росту напряжений растяжения. Значения уровней остаточных деформаций приведены в таблице. Их расчет был проведен с использованием констант деформационного потенциала по формулам, приведенным в работе [4]. Существенно, что спектральное положение полос  $I_2^{Ga}$  и  $I_1'$  смещается с ростом напряжений примерно одинаково, а  $I_1^C$  слабее, что согласуется с данными [4].

Поскольку в работе [3], идентифицирующей  $I_1^C$  как экситон, связанный на вакансии цинка вблизи дислокации, предполагалось, что это излучение имеет место преимущественно в области границы раздела GaAs-ZnTe, мы исследовали распределение интенсивности  $I_1^C$  по глубине эпитаксиального слоя, используя послыное травление образцов с шагом  $\sim 0.1$  мкм.

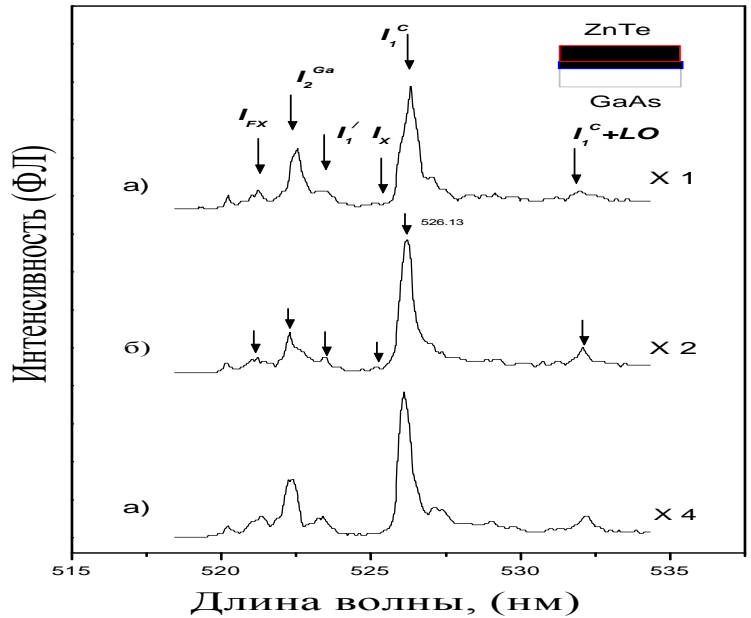


Рис.1 Спектры ФЛ ЭС ZnTe/GaAs толщиной 1.5 мкм и 2.7 мкм (кривая (кривая а,б), выращенных процессом I и процессом II (кривая с).

### Температурная зависимость спектров ФЛ

На рис.2 приведены температурные зависимости интенсивности и положений максимумов ( $\Delta E_{\max} = h\nu_{4.2} - h\nu_T$ ) полос в экситонной области спектра ЭС ZnTe/GaAs толщиной 1.5 мкм с одной квантовой ямой (№5). С повышением температуры выше 15 К интенсивность всех этих полос начинает уменьшаться. При этом интенсивность полосы  $I_2^{\text{Ga}}$  изменяется подобно интенсивности полосы  $I_{\text{FX}}^{\text{hh}}$ . В то же время наклон температурной зависимости полосы  $I_1^{\text{C}}$  в этой области температур (>15 К) заметно резче и соответствует энергии активации  $\Delta E_a \sim 0.008$  эВ. Наряду с падением интенсивности полос ФЛ с повышением температуры происходит смещение в длинноволновую сторону спектрального положения линий излучения свободного ( $I_{\text{FX}}^{\text{hh}}$ ) и связанных ( $I_2^{\text{Ga}}$  и  $I_1^{\text{C}}$ ) экситонов с коэффициентом термического сдвига  $dE/dT \sim 0.16$  мэВ/К в диапазоне температур 20-80 К. В то же время положение линий  $I_1^{\text{C}}$  и  $I_X$  практически не изменяется вплоть до температуры 80 К.

Как видно из приведенных результатов, ряд характеристик полос в группе  $I_1^{\text{C}}$  отличается от соответствующих характеристик как свободных, так и связанных экситонов. Это различие проявляется в отсутствии смещения положения максимумов этих полос,  $\lambda_{\max}$ , при изменении температуры от 4.2 до 80 К, а также в более слабом, чем у  $I_{\text{FX}}^{\text{hh}}$  и  $I_2^{\text{Ga}}$  сдвиге  $\lambda_{\max}$  при изменении величины деформаций. О последнем свидетельствует зависимость положений  $I_1^{\text{C}}$  и линий экситонов от наличия или отсутствия промежуточного слоя и толщины ЭС, а также смещение  $I_1^{\text{C}}$  и  $I_0$  при послойном сравнении последнего. Отметим, что слабый сдвиг положения  $I_1^{\text{C}}$  с ростом толщины ЭС наблюдался также в работе [5] и объяснялся тем, что соответствующие этой полосе излучательные центры расположены преимущественно в более глубоких слоях, прилегающих к границе раздела ZnTe/GaAs, где механические напряжения сжатия вблизи гетерограницы частично компенсируют планарные напряжения растяжения в более приповерхностных слоях. Это, в частности, позволило авторам [3] связать центры, ответственные за полосу  $I_1^{\text{C}}$ , с дефектами вблизи дислокаций несоответствия. Однако, как показывают эксперименты по послойному сравнению ЭС, интенсивность полосы  $I_1^{\text{C}}$  уменьшается вглубь слоя. Существенно, что с ростом толщины ЭС величина упругих деформаций уменьшается, а интенсивность полосы  $I_1^{\text{C}}$  возрастает. Такая антикорреляция  $I_1^{\text{C}}$  и  $\epsilon$  может свидетельствовать в пользу ее связи с протяженными дефектами, но не с дислокациями несоответствия, поскольку  $I_1^{\text{C}}/I_{\text{FX}}$  и  $I_X/I_{\text{FX}}$  убывают после травления.

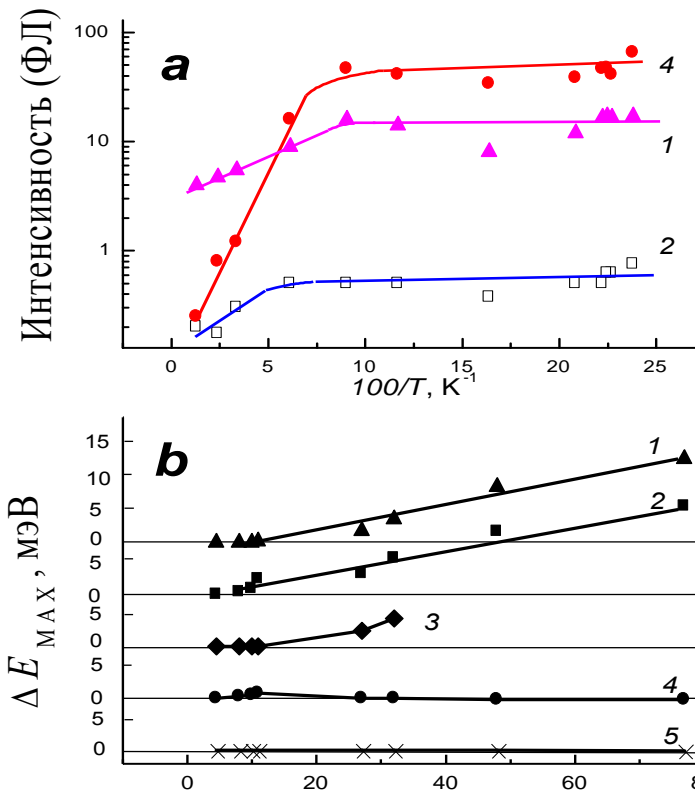


Рис. 2 Температурная зависимость интенсивности (а) и спектра максимума полуширины (б) в диапазоне 4.2÷80 К ЭС ZnTe/GaAs с одной квантовой ямой.

### Заключение

Показано, что изменение технологии выращивания МВЕ эпитаксиальных буферных слоев ZnTe/GaAs: (1) использование тонкого, рекристаллизованного слоя ZnTe ( $d \sim 10$  нм), а также (2) увеличение толщины буферного слоя приводит к улучшению структуры ЭС (уменьшению FWHM, увеличению размеров мозаики), а также увеличению общей интенсивности полос ФЛ в экситонной области спектра и уменьшению в примесной (уменьшению концентрации глубоких центров рекомбинации).

В работе получена также дополнительная информация о природе полосы  $I_1^C$  и обнаруженной вблизи нее полосы  $I_X$ . Отличие температурной и деформационной зависимостей положений этих полос от соответствующих характеристик линий излучения экситонов, а также увеличение их интенсивности с уменьшением деформаций позволили связать эти полосы с протяженными дефектами. Этот вывод подтверждается сходством их поведения с поведением полос ДИ в монокристаллах  $A_2B_6$ . На основании этих данных, а также результатов рентгено-дифракционных измерений предполагается, что центры, ответственные за полосу  $I_1^C$ , связаны с границами субблоков в мозаичной структуре.

### Список литературы

- [1] J. Petruzzello, D.J. Olego, X. Chu, J.P. Faurie, "Transmission electron microscopy of (001)ZnTe on (001)GaAs, grown by molecular beam epitaxy", J. Appl. Phys., 1988, v.63, No5, p.1783-1785.
- [2] S. Guha, J.M. DePuydt, M.A. Haase, J. Qiu, and H. Cheng, "Degradation of II-VI based blue-green emitters", Appl. Phys. Lett., 1993, Vol. 63, No 23, pp.3107-3109.
- [3] Н.И. Тарбаев, Г.А. Шепельский "Одномерные структуры, образованные низкотемпературным скольжением дислокаций - источники дислокационного поглощения и излучения в полупроводниковых кристаллах  $A^{II}B^{VI}$ ", ФТП, 1998, т.32, №6, с.646-653.
- [4] В.Д. Негрий, "Пьезоспектроскопия излучения винтовых дислокаций", ФТТ, 1992, т.34, №8, с.2462-2471.
- [5] K.Kumazaki, F.Iida, K. Ohno, K. Hatano and K. Imai, "Lattice strain near interface of MBE-grown ZnTe on GaAs", J. Cryst. Growth, 2009, vol.117, No , pp.285-289.

УДК:535.5; 535.39; 535.321; 535.012.21; 535.015

## ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ В НАНОТЕХНОЛОГИИ

Хасанов Т.

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева 13, 630090, Новосибирск, Россия, [hasanov@isp.nsc.ru](mailto:hasanov@isp.nsc.ru)*

История развития эллипсометрии и нанотехнологии имеет много общего. Несмотря на то, что нанотехнологии имеют предысторию в сотни лет, их с полным правом можно назвать «технологиями III тысячелетия» [1]. Эллипсометрия также имеет свою предысторию, но интенсивное развитие получила только в конце прошлого тысячелетия. Основными объектами исследования в эллипсометрии являются пленки толщиной от 1 до 100 нм, объемные среды и наноразмерные включения в пленках и объемных средах.

Эллипсометры являются сложными средствами измерений. Они имеют много элементов (оптические, механические, угломерные и так далее), разные модификации и широкий круг применения в микро- и нанoeлектронике, катализе, биологии, медицине. Утверждение,

устоявшееся еще в восьмидесятые годы прошлого столетия, о том, что экспериментальные возможности эллипсометрии существенно превышают уровень развития теории, и в настоящее время остаётся справедливым [2]. Теперь всесторонне доказано превосходство эллипсометрического метода исследования поверхности по сравнению со многими другими известными методами. Например, методы дифракции медленных электронов, дифракция электронов под малыми углами, оже-спектроскопия и другие дают весьма ценную информацию о строении поверхностных слоев упорядоченных кристаллических структур. Однако эти методы малоэффективны или вообще непригодны в случае разупорядоченных (аморфных) твердых тел или кристаллов, покрытых тонкими аморфными слоями [2]. Эллипсометрия является практически единственным методом для подбора и контроля отдельных слоев, обеспечивающим получение сложных многослойных покрытий заданного профиля.

Высокая чувствительность эллипсометров к изменениям параметров объекта исследований (образца) не вызывает никаких сомнений. Однако точность определения искомых параметров образца по многим причинам может оказаться не реализованной. Основными причинами такого обстоятельства являются сложность приборов, их многофункциональность, неправильное представление о методе и неверная трактовка полученных результатов. Поэтому очевидно, что число публикаций, посвященных вопросам областей приложения эллипсометров, их точности и чувствительности, и других подобных аспектов эллипсометрии с каждым годом возрастает. О возможностях измерения объемных параметров изотропных и анизотропных веществ с помощью эллипсометра было подробно изложено в работе [3].

Еще одна важная особенность эллипсометра заключается в том, что большинство его модификаций может работать на просвет, то есть в схеме поляриметра. Следует напомнить, что исторически **эллипсометрия** возникла как оптический метод исследования поверхности жидких и твердых тел и измерения параметров тонких пленок на них. Поэтому под термином **эллипсометрия** в настоящее время, в основном, подразумевается изменение состояния эллипса поляризации (СЭП) светового пучка вследствие отражения и объектом исследования является отражающая система. Под термином **поляриметрия** понимается изменение СЭП светового пучка вследствие прохождения и исследование объемных свойств на пропускание. Однако до 1976 г., до III международной конференции по эллипсометрии, отсутствовало разделение поляриметрии и эллипсометрии. Поэтому многие понятия, термины, особенности взаимодействия поляризованной электромагнитной волны (света) с веществом были запутаны, допускались неправильные трактовки при отражении и пропускании [4,5]. Сочетание поляриметрии и эллипсометрии (СПЭ) открыло принципиально новые возможности в исследовании как пропускающих, так и отражающих систем. [5,6].

Возникновение многих вопросов по поводу реализации такого нового подхода естественно [3]. Например, не охарактеризованы до сих пор свойства отражающей системы, которая используется в качестве вспомогательного элемента. Главным отличительным моментом СПЭ является использование компенсатора в традиционной схеме эллипсометра в качестве объекта исследования, а отражающая система при таком рассмотрении является вспомогательным элементом. [5,6]. СПЭ можно назвать модифицированной поляриметрией, так как объектом исследования являются слабо поглощающие изотропные и анизотропные образцы, которые исследуются на пропускание [5-7]. Как и в традиционной эллипсометрии, при таком подходе возникает вопрос о реализации максимальной точности, чувствительности и воспроизводимости результатов измерений при предположении наличия некоторых погрешностей в известных параметрах.

Таким образом, целью настоящего доклада является развернутое обсуждение о возможностях и ограничениях эллипсометрии, поляриметрии и СПЭ. В докладе рассматриваются последние достижения в исследовании многослойных полупроводниковых



Кстати, во всем мире эллипсометры остаются одним из основных средств контроля в технологических линиях при изготовлении современных интегральных систем в микроэлектронной промышленности. Любопытно заметить, что (насколько известно автору этих строк) в таком крупном суверенном государстве как Республика Узбекистан (с 30 млн. населением) есть только один работающий эллипсометр, находящийся в Ташкентском государственном Университете имени Абу Райхана Беруни. В это же время в городе Новосибирске почти во всех технических институтах имеются эллипсометры. Во многих городах России эллипсометры также широко применяются при проведении научно-исследовательских работ.

Поэтому автор надеется, что предлагаемый доклад будет интересен не только специалистам в этой области науки, но и преподавателям технических высших учебных заведений Республики Узбекистан.

#### Список литературы

- [1] Асеев А.Л. «Нанотехнологии: Вчера, сегодня, завтра» // Наука из первых рук. 2008. Т.23. №5. С.25-41
- [2] Ржанов А.В. Эллипсометрия – эффективный метод исследования поверхности твердых тел и тонких пленок. Современные проблемы эллипсометрии. (Сборник статей) Отв. ред. А.В. Ржанов Новосибирск «Наука» 1980, С. 4-12.
- [3] Хасанов Т. Измерение оптических постоянных подложек на основе отражения // Фундаментальные проблемы современного материаловедения, 2011, т. 8, стр. 62-71.
- [4] Хасанов Т. Терминология поляризационной оптики // Фундаментальные проблемы современного материаловедения 9 (1) (2012) 34-38.
- [5] Хасанов Т. Чувствительный метод определения оптических постоянных одноосных кристаллов // Радиотехника и электроника. 2007. Т.52. Вып.9. С.1160-1166.
- [6] Хасанов Т.Х. «Особенности сочетания поляриметрии и эллипсометрии.» // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2013. Т. 10. № 4. С. 572-579.
- [7] Атучин В.В., Хасанов Т. Высокоточный бесконтактный метод определения химического состава кристаллов ниобата лития // Опт. и спектр. 2009. Т.107. Вып.2. С. 225-

## EFFECT OF $\gamma$ -IRRADIATION ON THE PHOTOLUMINESCENCE OF CdTe/ZnTe QUANTUM DOTS

Sharibaev M., Jumanazarov A., Seytimbetova G., Bijanov A.

*Karakalpak National University, 1 Ch. Abdirov str., 742012, Nukus, UZBEKISTAN*

The effect of  $\gamma$ -irradiation on the photoluminescence characteristics CdTe quantum dots, QDs, in ZnTe matrix was investigated. The data concerning the influence of irradiation on the temperature dependence ( $T=4.2-250$  K) of photoluminescence, PL,; intensity, energy position and PL linewidth from QDs were obtained. The narrowing of PL band shape and blue shift of QD's peak position were observed after irradiation. These results were explained by radiation-enhanced change of QD's size and composition due to interdiffusion Cd and Zn at the interface between QDs and ZnTe barrier. The reduction of QD's and buffer ZnTe layer PL intensity after irradiation was accompanied by the decrease of the activation energy of the QD's emission quenching, that may be connected with the creation of the radiation defects localized near QD's interface. Self-organized quantum dots, QDs, are of great interest for the basic physics that is related to the theoretically predicted discrete atom-like energy levels,  $\delta$ -shape density of states and high excitonic oscillator strength due to extremely localized exciton wave function (comparable to the excitonic Borh radius)<sup>1</sup>. The growth of semiconductor QDs

is an object of practical interest for application in new optoelectronic and low-dimensional photonic devices (single-electron transistors, optical memory structures, highly efficient semiconductor lasers etc.). Much interest was focused on the growth of the self-organized QDs on the basis of III-V semiconductors (strained InAs layers on GaAs substrates<sup>2</sup>, mainly) by well-established molecular-beam epitaxial, MBE, technique<sup>3</sup>. But only several groups reported the fabrication of QDs on the basis of II-VI materials with good optical quality: CdSe/ZnSe<sup>4</sup>, ZnCdSe/ZnSe, CdTe/ZnTe. It is connected with larger ionicities and weaker surface atom diffusion that hamper the growth of these materials.

Recently, in [1-3] Bagaev et al. observed the formation of QDs in grown by MBE method ultrathin CdTe/ZnTe quantum wells, QWs. These structures demonstrated high quantum efficiency in a broad range of visible spectrum. In this work we reported experimental data on the influence of  $\gamma$ -irradiation on the photoluminescence characteristics of the samples with ultrathin CdTe/ZnTe layers. Such irradiation is known to result in generation of point defects and electron-hole pairs in [4] and may be exploit for the change of the optical properties of these structures in a controlled way, analogy to the post-growth rapid thermal treatments, recently used for modification of the structural and optical properties of the InAs/GaAs QDs.

Investigation of irradiation effect on characteristics of QDs may be useful also for elucidation of degradation mechanism in II-VI based devices. D from 1 to 4 MLs in I type of structures and was from 1 to 6 ML in the second one. Both types of the structures were grown on (001) GaAs semiinsulating substrates. After oxide desorption GaAs substrates was cooled from 580° C down to room temperature and covered by an amorphous 5 nm thick ZnTe layer which was then recrystallized by heating up to growth temperature. The subsequent procedure was the growth of a 1.5  $\mu\text{m}$  thick ZnTe buffer layer. Growth rate was  $\sim 0.6\mu\text{m/h}$ . Next the growth order was the deposition of ultrathin

The structures with ultrathin CdTe layers were grown by elemental source MBE technique (I type) or ALE one (II type). The layer thickness varie in CdTe layers of about 1-6 MLs thick with ZnTe 20 nm thick barriers in [5] and 40 nm ZnTe cap layer. The growth temperatures were  $\sim 350^\circ\text{C}$  for ZnTe and  $\sim 300^\circ\text{C}$  for CdTe layers. Samples parameters are listed in the Table.

**Table Parameters of the samples under study**

Sample	Buffer ZnTe layer, $\mu\text{m}$	CdTe layer, ML	Over layer, nm	CdTe (next) layer, ML	Cap layer, nm	$\lambda_{\text{PL}}$ , nm ( $\lambda_{\text{exc}}=514.5\text{nm}$ T=77 K)	Method of the growth
2	3	4	5	6	7	8	9
145	1.5	1	20	(<1ML)x2	40	$\sim 543$	MBE
142	1.5	4	20	1	40	$\sim 623$	MBE
158	1.5	1	–	–	40	$\sim 555$ $\sim 570$ $\sim 580$	ALE
198	1.5	4	–	–	30	$\sim 620$	ALE
198	1.5	6	–	–	30	$\sim 640$	ALE

PL was excited with 488.0 nm and 514.5 nm line of  $\text{Ar}^+$  ion laser and detected with photomultiplier tube in the current-flow regime using grating spectrometer MDR-23. The surface morphology of capped ZnTe-based QDs was examined by atomic force microscopy. AFM investigation was performed with Scanning Probe Nanoscope IIIa in tapping mode. Silicon nitride tip size was 10 nm. ZnTe based structures were irradiated by  $\gamma$ -quanta of  $^{60}\text{Co}$ . The irradiation with  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays was performed at the flux  $\sim 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  up to dose  $2 \times 10^9$  rad.

Fig. 1 a, b shows the typical PL spectra for as-grown CdTe ultrathin layers with the thickness of 1 ML ( $\sim 3\text{\AA}$ ) and 4 MLs ( $\sim 12\text{\AA}$ ), respectively. This spectra exhibit two lines in the excitonic region of ZnTe buffer layer spectra<sup>14</sup>: the line of high-hole component of free exciton ( $I_{\text{FX}}^{\text{hh}}$ ) as well as the line of exciton bound to neutral donor (probably  $\text{Ga}^{16}$ ) that overlaps with light-hole component of free

exciton ( $I_{FX}^{hh} = I_2^{Ga}$ ). The energy positions of these lines were 2.369 eV and 2.3601 eV for structure with 1 ML as well as 2.367 eV and 2.359 eV for structure with 4 ML. At lower energies<sup>4</sup> strong PL line due to quantum dots with  $h\nu = 2.2878$  eV in the case of CdTe 1 ML (linewidth,  $W \sim 11$  meV) and with  $h\nu = 1.99$  eV in the case of CdTe 4 MLs ( $W \sim 80$  meV) were observed.

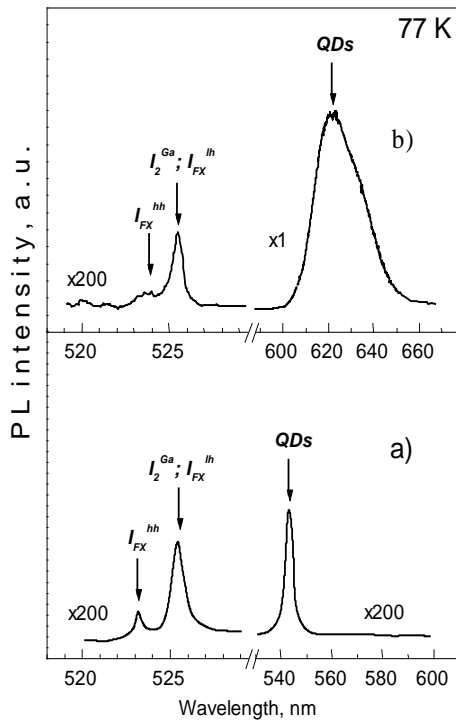


Fig. 1. Photoluminescence spectra of ultrathin CdTe/ZnTe QWs with a well width 1 ML (a) and 4 ML (b). The spectra obtained at 77 K, with  $\lambda_{exc} = 488$  nm,  $P_{exc} = 0.3$  W/cm<sup>2</sup>.

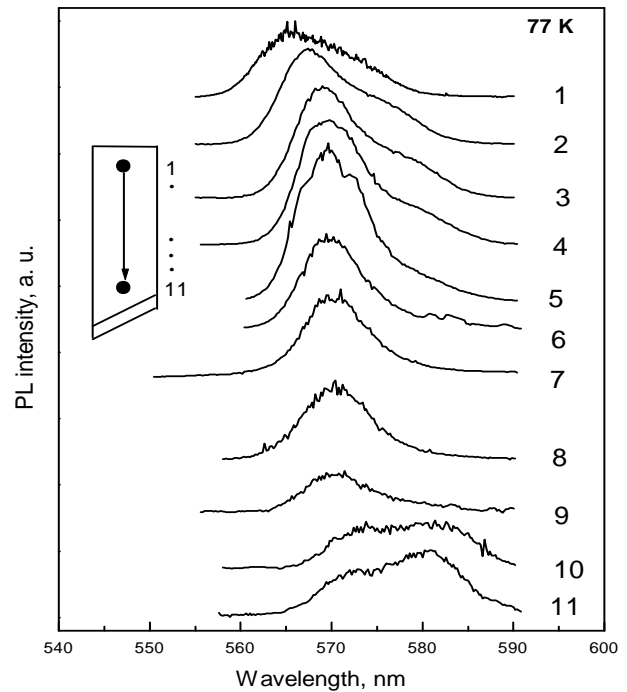


Fig.2. Position dependent PL spectra from the sample with CdTe/ZnTe QDs. The inset shows plan view of the sample with arrow indicating the scanning direction.  $\lambda_{exc} = 514.5$  nm,  $P_{exc} = 2$  W/cm<sup>2</sup> (curves 1-7) and 12 W/cm<sup>2</sup> (curves 8-11).

The red shift of ZnTe excitonic lines on Fig. 1 in comparison with bulk ZnTe free exciton position that is  $h\nu = 2.375$  eV at 77 K is due to the presence of tensile strains in ZnTe buffer layer. The main origins of the residual strains are not so much as the lattice mismatch between ZnTe epilayer and GaAs substrate, as thermally induced strains. This red shift for sample with CdTe layer 4 ML (N142, table) is larger than observed in heterostructures ZnTe/GaAs with ZnTe 1.5  $\mu$ m thickness<sup>17</sup> ( $h\nu = 2.3673$  eV at 77 K). Additional strains may arise when the ZnTe epilayers are covered by the CdTe ultrathin layers without sufficient strain relaxation.

Fig. 1 demonstrates also the considerable red shift and broadening of PL line from QDs, with the increase of values of CdTe coverage,  $L_z$ . In the structure containing 1 ML CdTe (curves a) we can see intensive QDs PL line with small spectral linewidth  $W \sim 11$  meV while in the structures containing 4 ML CdTe (curve b) more intensive spectral line with linewidth  $W \sim 60$  -80 meV is observed. The position dependence of low temperature PL spectra reveals the QW's size and for composition along the some samples to be non-uniform. For the sample N158 with 1 ML CdTe we can see (Fig. 2) lateral inhomogeneity and QD's PL spectra position dependence, indicating (Fig.2) the transition from single mode of QDs distribution (in the centre of sample) to bimodal distribution along the edges. Multimodal size distribution of CdTe QDs was qualitatively confirmed by AFM measurements. In the other samples QDs distribution was only of a single mode. The PL spectra for bimodal QDs distribution was fitted by two Gaussians.

**REFERENCES**

- [1] V.V. Zaitsev, V.S. Bagaev, E.E. Onishchenko, "Peculiarities of the temperature dependences the photoluminescence in CdTe/ZnTe quantum islands and ultrathin quantum wells", Phys.Status Solidi, Vol.41 (3), pp. 647-654, 1999.
- [2] V.S. Bagaev, V.V. Zaitsev, E.E. Onishchenko, Yu. G. Sadofyev, "Photoluminescence of various  $Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe$  heterostructures grown by MBE on GaAs (001) and ZnTe (001) substrates: temperature dependences", J. Cryst. Growth, Vol.214/215 (1), pp. 250-254, 2000.
- [3] S. Seto, A. Tanaka, F. Takeda, and K. Matsuura, "Defect-induced emission band in CdTe", J. Cryst. Growth, Vol.138 (1/4), 346-351, 1994.
- [4] A.O. Kosogov, P. Werner, U. Gösele, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, N.A. Bert, and Zh.I. Alferov, "Structural and optical properties of InAs-GaAs quantum dots subjected to high temperature annealing", Appl. Phys. Lett., Vol.69 (20), pp. 3072-3074, 1996.
- [5] E.F. Venger, Yu.G. Sadofyev, G.N. Semenova, N.E. Korsunskaya, V.P. Klad'ko, B. Embergenov, L.V. Borkovskaya, M.P. Semtsiv, and M. Sharibaev, "Molecular-beam epitaxial growth of CdZnTe/ZnTe QW structures and superlattices on GaAs (100) substrates for optoelectronics", SPIE Proceeding, Vol.3890, pp. 537-541, 2007.

УДК 535.375

**ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МИКРОПОРОШКОВ СЕЛЕНИДА И ОКСИДА ЦИНКА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ**

\*Рахматуллаев И.А., \*\*Горелик В.С., \*Азаматов З.Т., \*\*\*Редкоречев В.И.,  
Курбанов А.К.\*, \*\*\*\*Тураев Б.М.

\* Научно-исследовательский институт прикладной физики НУУз, Ташкент, Узбекистан, E-mail: ilyoss@rambler.ru

\*\* Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия,  
E-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

\*\*\* Научно-производственный центр «Мелма», Ташкент, Узбекистан,  
E-mail: redkorechev@mail.ru

\*\*\*\*Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

В настоящее время одним из наиболее эффективных методов анализа электронных и колебательных спектров конденсированных сред является лазерная спектроскопия вторичного излучения [1,2].

В последнее время, в связи с дальнейшим развитием лазерной техники для наблюдения вторичного излучения в широкозонных полупроводниках и в большинстве диэлектрических материалов используются мощные импульсно-периодические лазеры на парах меди ( $\lambda=510,6$  и  $578,2$  нм) и золота с высокой частотой следования импульсов (вплоть до  $\sim 20$  кГц) [3].

В работах [1,2] была предложена оригинальная методика возбуждения и регистрация электронных и колебательных спектров микро- и нанообъектов. Разработанная методика была основана на использовании кварцевых световодов и металлических минирезонаторных кювет, учитывающих геометрию эксперимента, позволяет с высокой точностью получать спектры комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции, а также их нелинейных аналогов.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектров фотолюминесценции микропорошков селенида (ZnSe) и оксида цинка (ZnO) методом лазерной спектроскопии.

Для возбуждения и регистрации спектров фотолюминесценции использовали волоконно-оптическую методику, детально описанной в работах [1,2]. Ультрафиолетовое излучение ( $\lambda=289,1$  нм) от лазерного источника направляется в минирезонаторную кювету с исследуемым

веществом. Вторичное излучение (фотолюминесценция) собирается на выходе кюветы с помощью волоконно-оптического световода и направляется на входную щель миниспектрометра, связанного с компьютером. Анализируемое вещество массой около 10 мг в виде порошка (средние размеры частиц порошка составляет ~ 40 мкм) помещалось в минирезонаторную кювету. После компьютерной обработки построены нормированные спектры фотолюминесценции исследуемых образцов. Рис. 1 иллюстрирует вид спектра однофотонно-возбуждаемой люминесценции в микропорошке ZnSe (кривая 1) и для сравнения спектр двухфотонно-возбуждаемой люминесценции монокристалла ZnSe (кривая 2), полученный при комнатной температуре [4]. Как видно из этого рисунка наблюдаемый спектр представляет собой широкую асимметричную полосу в области 460-490 нм с максимумом в области 475 нм. При этом спектральная интенсивность спектра двухфотонно-возбуждаемой люминесценции монокристалла ZnSe ( $\lambda_{\text{макс}}=475$  нм) меньше соответствующей интенсивности спектра фотолюминесценции микропорошка ZnSe ( $\lambda_{\text{макс}}=475$  нм) примерно в 10 раз. Контраст в этом случае оказывается очень высоким, т.е. на выходе из минирезонаторной кюветы возбуждающее излучение оказывается существенно подавленным по отношению к интенсивности фотолюминесценции, по сравнению с обычной системой возбуждения вторичного излучения.

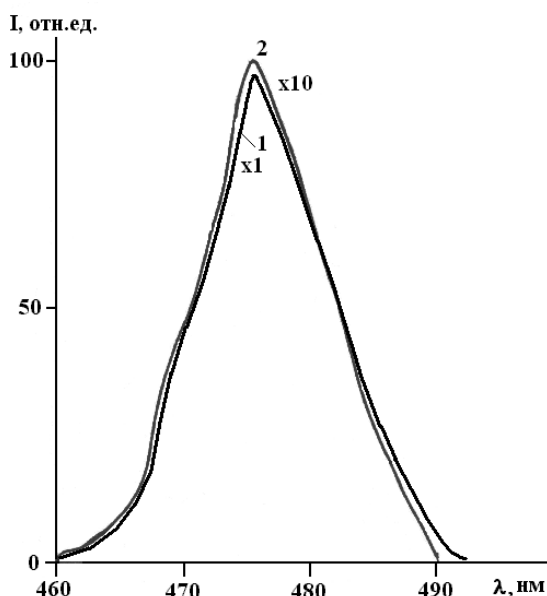


Рис. 1. 1) - спектр фотолюминесценции микропорошков ZnSe, полученный при однофотонном возбуждении (289,1 нм - вторая оптическая гармоника лазера на парах меди); 2) - спектр двухфотонно-возбуждаемой люминесценции в монокристалле ZnSe, полученный при возбуждении желтой линией (578,2 нм) лазера на парах меди.

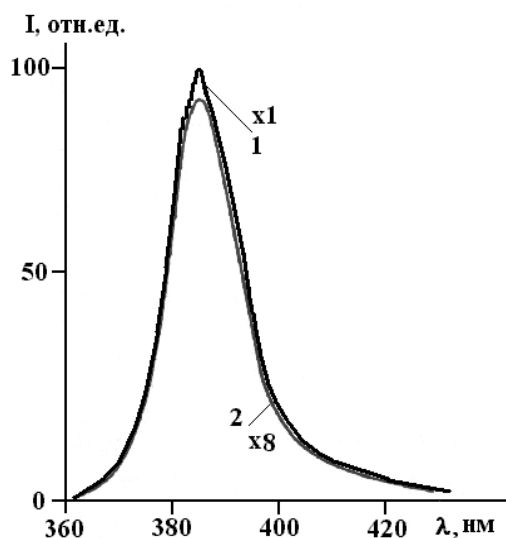


Рис. 2. 1) - спектр фотолюминесценции микропорошков ZnO, полученный при однофотонном возбуждении (289,1 нм - вторая оптическая гармоника лазера на парах меди); 2) - спектр двухфотонно-возбуждаемой люминесценции микропорошков ZnO, полученный при возбуждении желтой линией (578,2 нм) лазера на парах меди.

В работе [5] было показано, что при 77 К ZnSe имеет сложный спектр основной полосы (2,789 эВ): она расщепляется на три компонента с максимумами соответственно при 2,793 ( $E_x$ ), 2,775 ( $I_1$ ) и 2,745 эВ ( $I^{LO}$ ). Кроме основной полосы, в низкоэнергетической области исследуемого спектра наблюдается серия пиков 2,705 (A), 2,676 ( $A^{LO}$ ), 2,645 ( $A^{2LO}$ ) и 2,611 эВ ( $A^{3LO}$ ). Энергия свободных экситонов в ZnSe составляет:  $E_x=2,812$  эВ и  $A=2,690$  эВ, что соответствует длинам волн:  $\lambda=440,9$  и  $460,9$  нм. В таких спектрах проявляются такие пики, обусловленные процессами распада экситонов на фотон и один или несколько продольных



оптических фотонов. Как видно из рис. 1 максимум интенсивности в спектре фотолюминесценции ( $\lambda_{\text{макс}}=475$  нм) соответствует трехфононному повторению ( $A^{3LO}$ ).

На рис. 2 показан полученный нами при комнатной температуре спектр однофотонно-возбуждаемой люминесценции микропорошков ZnO (кривая 1). Кроме того, на этом же рисунке для сравнения приведен спектр двухфотонно-возбуждаемой люминесценции порошков ZnO, полученные ранее [6] желтой линией (578,2 нм) лазера на парах меди (кривая 2). Как видно из этого рисунка наблюдаемый спектр представляет собой широкую асимметричную полосу в области 360-430 нм с максимумом в области 390 нм. При этом спектральная интенсивность спектра двухфотонно-возбуждаемой люминесценции монокристалла ZnO ( $\lambda_{\text{макс}}=390$  нм) меньше соответствующей интенсивности спектра фотолюминесценции микропорошка ZnO ( $\lambda_{\text{макс}}=390$  нм) примерно в 8 раз.

В работе [7] было показано, что при комнатной температуре спектр двухфотонно-возбуждаемой люминесценции эпитаксиальных слоев ZnO имеет широкую бесструктурную полосу с максимумом 390 нм, которая при охлаждении образца до 80 К распадается на ряд узких эквидистантных полос. Пик в области 390 нм соответствует положению  $3L0$  полосы из серий многофононной аннигиляции A-экситонов.

Таким образом, в данной работе на примере близких по структуре полупроводников структур (ZnSe, ZnO) показано, что для количественного неразрушающего контроля состава полупроводниковых микроструктур, может быть эффективно использован метод фотолюминесцентного анализа.

Разработанная методика обеспечивает получение информации с использованием малых навесок анализируемого вещества.

Работа выполнена при поддержке Государственных научно-технических программ РУз (проекты ОТ-Ф2-67, И-2013-42).

#### Список литературы

- [1] Горелик В.С., Злобина Л.И. Вторичное излучение в модифицированных биологических структурах. – М., 2003. – 51 с. (Препринт Физического института РАН: 19).
- [2] Gorelik V.S., Rakhmatullaev I.A. Combination optical processes in superdispersed media under pulse-periodic laser excitation // Journal of Russian Laser Research. – USA, 2005. – V.26. № 1. – P.66-82.
- [3] Любин Н.А., Чурсин А.Д., Угольников С.А., Королева М.Е., Казарян М.А. Разработка, производство и применение отпаянных лазеров на парах меди // Квантовая электроника. – Москва. 2001. Т. 31. № 3. – С.191-202.
- [4] Агальцов А.М., Горелик В.С., Рахматуллаев И.А. Спектральные, энергетические и временные характеристики двухфотонно-возбуждаемой флуоресценции в монокристалле ZnSe в голубой области спектра // Физика и Техника полупроводников. – Санкт-Петербург, 1997. – Т. 31. № 12. – С. 1422-1424.
- [5] Иванова Г.Н., Недеогло Д.Д., Симашкевич А.В., Сушкевич К.Д. Голубая фотолюминесценция кристаллов ZnSe при сильном лазерном возбуждении. // Физика и Техника полупроводников. – Санкт-Петербург. 1980. – Т.14. № 1. – С. 31-36.
- [6] Агальцов А.М., Горелик В.С., Рахматуллаев И.А. Двухфотонно-возбуждаемая флуоресценция в поликристаллическом ZnO // Физика твердого тела. – Санкт-Петербург, 1996. Т. 38. № 11. – С. 3322-3326.
- [7] Абдуев А.Х., Адуков А.Д., Атаев Б.М., Рабаданов Р.А., Шаихов Д.А. УФ люминесценция эпитаксиальных слоев окиси цинка при однофотонном и двухфотонном возбуждении // Квантовая электроника. – Москва. 1978. – Т. 5. № 1. – С. 206-208.

### КВАНТОВОХИМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕЖДОУЗЕЛЬНОЙ ПРИМЕСИ АТОМА ВОДОРОДА В КЛАСТЕРЕ КРЕМНИЯ $Si_{29}$

Нормуродов А.Б., Махкамов Ш.М., Мухтаров А.П., Ташметов М.Ю., Сулайманов Н.Т., Умарова Ф.Т.

Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, [normurodov@inp.uz](mailto:normurodov@inp.uz)

В последние года большой интерес представляют люминесцентные свойства наноразмерного кремния в диапазоне синего цвета видимой части электромагнитных волн, которые открывает широкие возможности использования таких нанокристаллов в качестве дисплеев и биозондов.

Известно [1], что нанокремний может быть получен различными способами. Особое место среди них занимают методы получения кремниевых наночастиц в атмосфере водорода, а также термический метод получения из силана  $\text{SiH}_4$  в присутствии различных катализаторов. Однако, до сих пор не достигнуто полное понимание механизма роста и получения наночастиц кремния несмотря на интенсивные исследования в этой области. Хотя в настоящее время стабильность и рост наночастиц кремния теоретически изучена различными методами, все они получены для кластеров, состоящих только из атомов кремния без учета присутствия водорода. Полученные экспериментальные и теоретические результаты показывают, что водород играет важную роль в формировании и управлении свойствами нанокристаллического кремния. В работе [2] выявлено, что при лазерной обработке подложки кремния в атмосфере водорода образуется наночастицы кремния, размеры которого зависят от давления водородного газа.

В данной работе методом молекулярной динамики и нетрадиционного метода сильной связи [3] исследуется влияние междоузельной примеси атома водорода на электронную и пространственную структуру положительного и нейтрально заряженного кластера нанокремния.

Молекулярно-динамическая оптимизация конфигурации положительного и нейтрально заряженного кластера  $\text{Si}_{29}$  с водородом внутри (рис.1) приводит к вытеснению водорода кластером на поверхность кластера. Как показывают расчеты в отрицательном кластере водород присоединяется к одному из атомов кремния с внутренней стороны, а в поверхностно-гидрогенизированном кластере  $\text{Si}_{29}\text{H}_{24}$  водород стабилизируется внутри кластера на расстоянии длины связи Si-H (1,77 Å) от центрального атома кремния независимо от зарядового состояния.

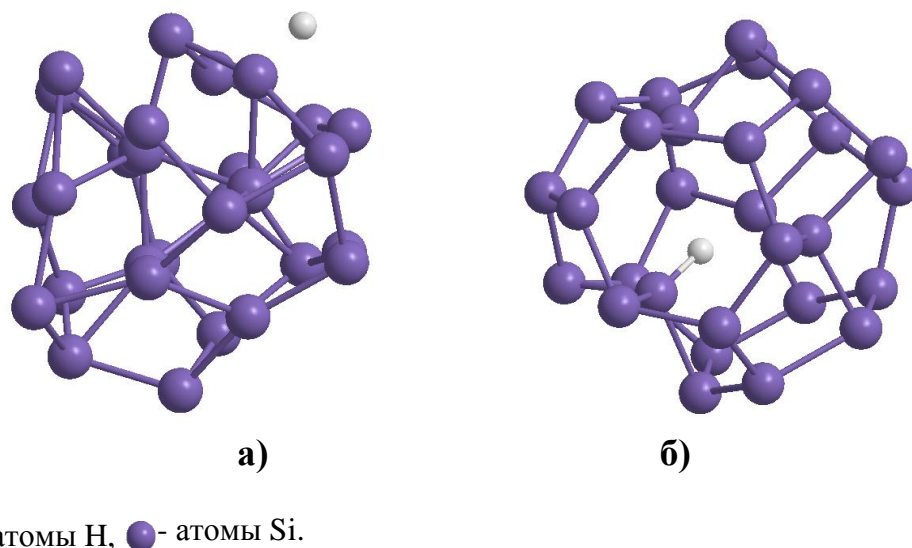


Рис. 1- Пространственная структура атома водорода, внедренного в кластер  $\text{Si}_{29}$  в различных зарядовых состояниях: а) положительном; б) отрицательном.

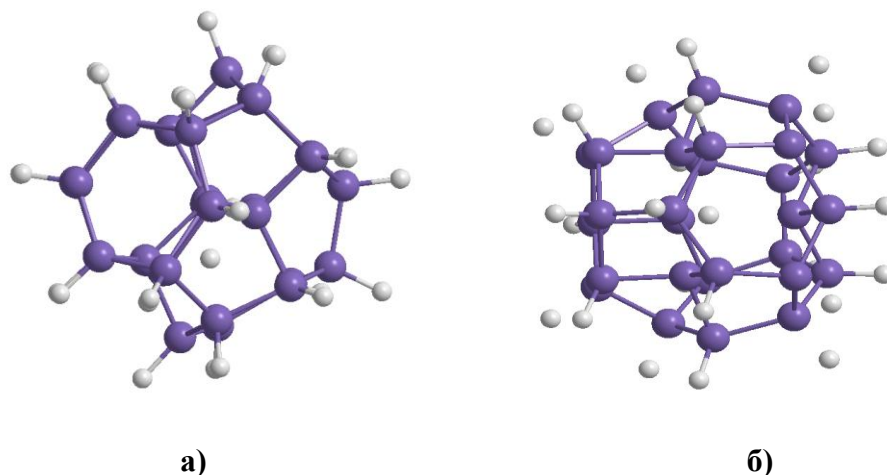


Рис. 2- Пространственная структура атома водорода, внедренного в кластер  $\text{Si}_{29}\text{H}_{24}$  в различных зарядовых состояниях: а) положительном; б) отрицательном.

Он находится в положении М, в середине между связецентрированной точкой и гексагональным междуузлем (рис. 2).

В кластере типа  $\text{Si}_{29}\text{H}_{36}$  во всех зарядовых состояниях атом водорода также находится в междуузельном положении на расстоянии длины связи Si-H (рис. 3).

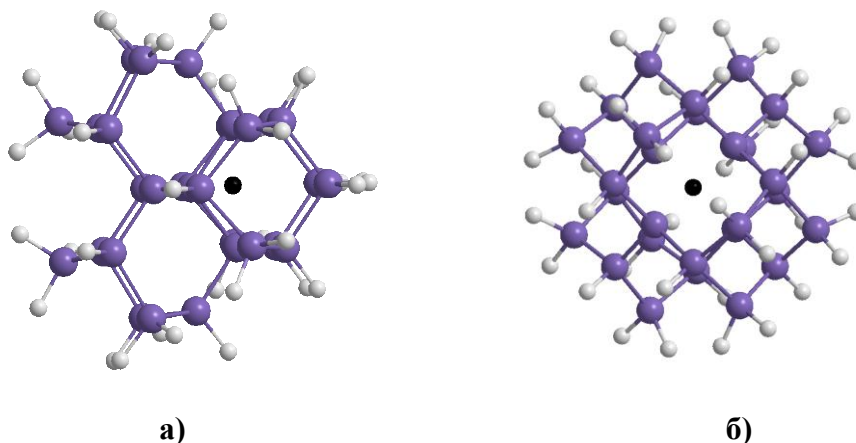


Рис. 3- Пространственная структура атома водорода, внедренного в кластер  $\text{Si}_{29}\text{H}_{36}$  в различных зарядовых состояниях: а) положительном; б) отрицательном.

Полученные расчетные результаты приведены в таблице. Видно, что энергия связывания водорода с кластером уменьшается по мере увеличения степени гидрогенизации кластера, и приобретает максимальное значение для поверхностно-негидрогенизированного чистого димеризованного кластера.

Это является следствием ненасыщенности связей на поверхности кластера, куда водород перемещается из внутренней полости кластера. Такая же тенденция наблюдается для заряженных состояний кластера с водородом, кроме отрицательно заряженного водорода в чистом кластере  $\text{Si}_{29}:\text{H}(-)$ , где результаты расчетов несколько отличаются от других из-за плохой сходимости самосогласования итерационного процесса.

Таблица - Энергетические параметры междоузельного водорода в нанокластере кремния.

	Энергия атомизации, эВ	Энергия гидрогенизации, эВ	$E_{\text{ВЗМО}}$	$E_{\text{НСМО}}$	$E_g$
Si <sub>29</sub> :H(0)	-128.32	3,99	-8.95	-8.86	-0.09
Si <sub>29</sub> :H(+)	-125.47	1,14	-8.75	-8.62	-0.13
Si <sub>29</sub> :H(-)	-107.81	-16,52	-9.20	-9.20	0.00
Si <sub>29</sub> H <sub>24</sub> :H(0)	-185.21	3.66	-9.25	-9.08	-0.17
Si <sub>29</sub> H <sub>24</sub> :H(+)	-182.19	0,64	-8.99	-8.83	-0.16
Si <sub>29</sub> H <sub>24</sub> :H(-)	-177.07	-4,48	-9.58	-9.54	-0.04
Si <sub>29</sub> H <sub>36</sub> :H(0)	-218.51	3,48	-8.62	-8.25	-0.37
Si <sub>29</sub> H <sub>36</sub> :H(+)	-215.46	0,43	-8.07	-7.75	0.32
Si <sub>29</sub> H <sub>36</sub> :H(-)	-204.32	-10,71	-9.01	-8.99	0.02

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-Ф121 Комитета по координации развития науки и технологий при Кабинете Министров РУз.

#### Список литературы

- [1] T. Makino, M. Inada, *et al.*, Appl. Phys. A 79, 1391 (2004).
- [2] M. Inada, H. Nakagawab, Appl. Surf. Sci. 197-198, 666 (2002).
- [3] Z.M. Khakimov, P.L. Tereshchuk, N.T. Sulaymonov, F.T. Umarova, M.T. Swihart. Non-conventional tight-binding method for calculation of total energy and spectroscopic energies of atomic clusters. Transferable parameters for silicon. //Phys. Rev. B 2005. V. 72, P.115335.

УДК 535.5; 535.012; 537.9; 535.3

### ОБНАРУЖЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК ЖЕЛЕЗА

Атучин В. В.<sup>1,2,3</sup>, Солдатенков И. С.<sup>1</sup>, Хасанов Т.Х.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория оптических материалов и структур, Институт физики полупроводников, СО РАН, Новосибирск 630090, Россия.

<sup>2</sup>Лаборатория функциональной электроники, Томский государственный университет, Томск 634050, Россия.

<sup>3</sup>Лаборатория полупроводниковых и диэлектрических материалов, Новосибирский государственный университет, Новосибирск 630090, Россия,

E-mail: [hasanov@isp.nsc.ru](mailto:hasanov@isp.nsc.ru)

С помощью одноволновой (лазерной) эллипсометрии исследованы оптические свойства наноразмерных пленок железа. Измерения проводились для двух длин волн (632.8 и 488.2 нм). Пленки железа наносились на подложки кремния (100). Обнаружены проявления оптической анизотропии, обусловленные наличием анизотропной окисной пленки, сформировавшейся на поверхности железа. Как известно, железо на атмосфере воздуха моментально окисляется, также как и кремний. Однако, в отличие от кремния на поверхности железа образуется анизотропная окисная пленка. Эту анизотропию легко можно обнаружить на основе анализа результатов многозонных эллипсометрических измерений. В таблице 1,2 представлены результаты такого анализа для железа и кремния соответственно. Из таблицы 1 видно проявление анизотропии для

пленки железа, что приводит к не выполнению зонных соотношений. Для изотропной отражающей системы выполняются зонные соотношения, см. таблицу 2. Заметим, что аналогичные явления ранее были обнаружены для пленок никеля [1].

Пленки железа были получены методом термического испарения чистого железа (99.96 %, ООО Лигамет, Россия) в вакууме. Пленки наносились на подложки из монокристаллического кремния размером  $\sim 15 \times 10 \text{ мм}^2$ , толщиной 0,4 мм. Вакуумная камера была оснащена криогенной ловушкой жалюзийного типа, охлаждаемой жидким азотом. Нанесение пленок железа на кремниевые подложки производилось испарением из вольфрамовой лодочки с расплавленной в ней навеской железа. В процессе распыления давление в вакуумной камере поддерживалось на уровне  $(2-3) \cdot 10^{-3}$  Па. Во время испарения железа температура подложки поддерживалась на уровне  $100^\circ\text{C}$ .

Таблица № 1

С Град	P(1,4) Град-мин	$\psi(1,4)$ Град-мин	P(2,3) Град-мин	$\psi(2,3)$ Град-мин
+45	169-40	28-17	79-22	28-49
-45	190-17	28-49	100-24	28-17
Результаты	359-57	-0-32	179-44	+0-32

Таблица № 1. Результаты четырёх зонных измерений при двух неэквивалентных ориентациях компенсатора ( $C = \pm 45$  град) при угле падения 70 град для системы кремний– железо (Si-Fe). P(1), P(2), P(3), P(4) - углы гашения поляризатора в 1 – 4 зонах,  $\psi(1), \psi(2), \psi(3), \psi(4)$  - эллипсометрические углы  $\psi$  в 1 – 4 зонах, В строке 1 первая и вторая зона. В строке 2 третья и четвертая зона. В третьей строке результаты зонных соотношений. Видно, что зонные соотношения не выполняются.

Таблица № 2

С Град	P(1,4) Град-мин	$\psi(1,4)$ Град-мин	P(2,3) Град-мин	$\psi(2,3)$ Град-мин
+45	84-49	43-31	354-40	43-37
-45	95-14	43-35	5-19	43-37
Результат	180-03	-0-04	359-59	0-00

Таблица № 2. Результаты четырёх зонных измерений при двух неэквивалентных ориентациях компенсатора ( $C = \pm 45$  град.) при угле падения 70 град. для системы кремний – двуокись кремния (Si-SiO<sub>2</sub>). Все остальные обозначения такие же, как в таблице №1. Видно, что с точностью погрешности измерений выполняются зонные соотношения.

#### Список литературы

- [1] Григорьева Т. И., Хасанов Т. Оптические постоянные наноразмерных пленок металлического никеля // Опт. и спектр. 2012, т.112, в.5 с.851-855.

УДК:535.5; 535.39; 535.321; 535.012.21; 535.015

### ДВУОКИСЬ ТИТАНА КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

Атучин В.В.<sup>1,2,3</sup>, Мутилин С.В.<sup>1</sup>, Покровский Л.Д.<sup>1</sup>, Хасанов Т.Х.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория оптических материалов и структур, Институт физики полупроводников, СО РАН, Новосибирск 630090, Россия.

<sup>2</sup>Лаборатория функциональной электроники, Томский государственный университет, Томск 634050, Россия.

<sup>3</sup>Лаборатория полупроводниковых и диэлектрических материалов, Новосибирский государственный университет, Новосибирск 630090, Россия,

E-mail: [hasanov@isp.nsc.ru](mailto:hasanov@isp.nsc.ru)



Пленки  $TiO_2$  имеют весьма разнообразное приложение в электронике. В течение нескольких десятилетий  $TiO_2$  активно изучается из-за его электрических, магнитных, каталитических и электрохимических свойств. Благодаря высоким физико-химическим характеристикам  $TiO_2$  находят широкое применение в катализе, электронике и сенсорных приборах. Один из наиболее перспективных сфер применений оксида титана являются нанотехнологии. Действительно,  $TiO_2$  является материалом, который обладает чрезвычайно высокой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 80 - 110$ , что примерно в 28 раз больше чем у  $SiO_2$ . Такие диэлектрики (диэлектрики с высоким значением диэлектрической проницаемости принято называть high-k диэлектриками) являются альтернативными диэлектриками в транзисторных схемах, по отношению широко используемому  $SiO_2$ . В этой связи существенный интерес представляет исследование пленок  $TiO_2$  на поверхности  $SiO_2$  (или на поверхности плавленого кварца). Современные приборы требуют использования диэлектрических пленок толщиной порядка от нескольких единиц до 100 нанометров. При малых толщинах возможны различные влияния на параметры этих пленок, в частности проявление неоднородности неизвестного происхождения. Эти явления малоизученны, и исследования, проведенные в работе, являются актуальными и востребованными.

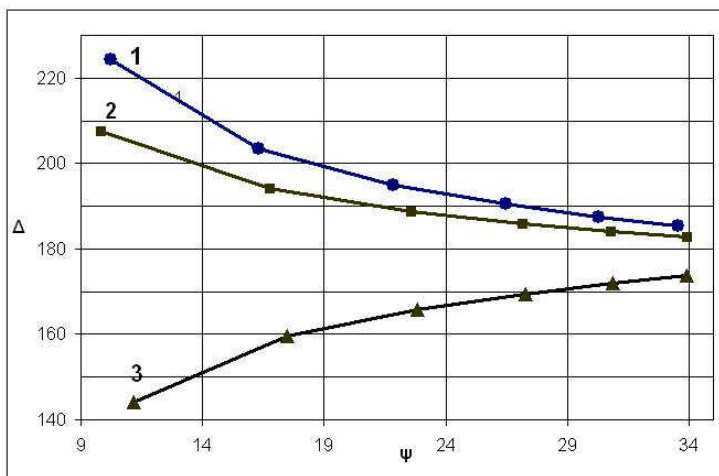


Рис. 1.

В настоящей работе были исследованы пленки  $TiO_2$ , (образцы с номерами 1, 2, 3 и с приблизительно известными значениями толщины, соответственно 50 нм, 55 нм и 75 нм), полученные после полного термического окисления пленок металлического  $Ti$  на плавленом кварце. Определены оптические и структурные параметры пленок.

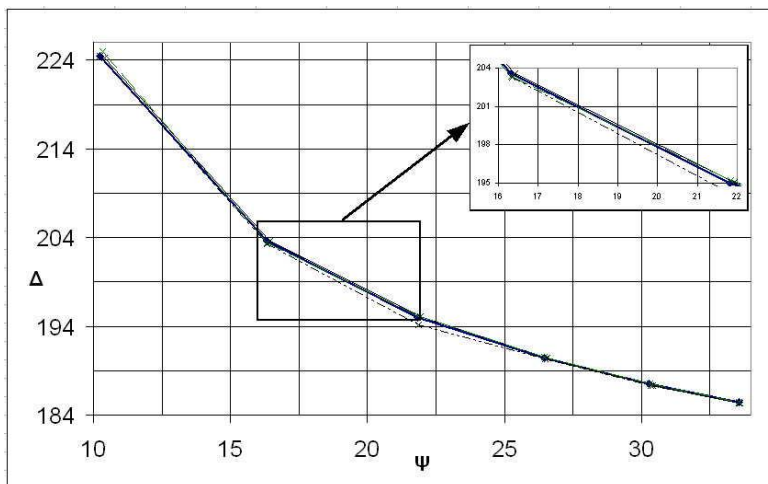


Рис.2.

Фазовый состав полученного оксида контролировался методом дифракции электронов высоких энергий на отражение (ДЭВЭО). Для всех исследованных образцов поверхностная фаза идентифицирована как поликристаллический рутил. Размеры нанокристаллов, согласно полученным данным, в приповерхностных слоях составляла порядка 10 нм.

Оптические измерения проводились с помощью эллипсометра – прибора, отслеживающего изменение состояний эллипса поляризации светового пучка (в конкретном данном случае лазерного пучка) при отражении от поверхности образца. Длина волны используемого лазера равна 6328 Å. Результаты работы основаны на многократных измерениях пленок в течение трехлетнего хранения их на воздухе. Таким образом, проверена временная стабильность пленок TiO<sub>2</sub>.

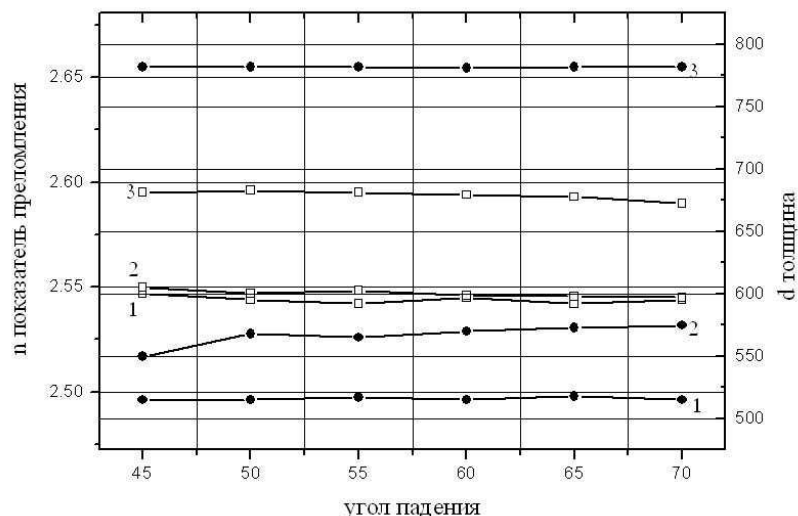


Рис. 3.

Основные экспериментальные результаты представлены на рисунках 1-3.

На рис. 1 представлены результаты измерений поляризационных углов  $\psi$  и  $\Delta$  для трех контрольных образцов.

На рис. 2 представлены аналогичные результаты, проведенные в течение более трех лет на примере одного из образцов. Как видно из номограммы заметных изменений в параметрах пленки не обнаружены.

На рисунке 3 представлены вычисленные значения показателей преломления и толщины пленок полученных из результатов эллипсометрических измерений.

Номограмма в плоскости  $\psi$  и  $\Delta$ . Кривые 1, 2, 3 –соответствуют номерам образцов. Экспериментальные точки слева направо указывают направление увеличения углов падения с 45 до 70 включительно с интервалом в 5 градусов.

Результаты измерения поляризационных углов  $\psi$  и  $\Delta$  для одного из образцов с промежутком времени примерно каждые 8 месяцев.

Результаты определения показателей преломления (правая ось) и толщин пленок (левая ось) в зависимости от угла падения.

Показатели преломления и толщины при многоугловых измерениях для трех образцов. Номера экспериментальных кривых соответствуют номерам образцов, причем их нумерация, справа отвечает правой оси, а слева, соответственно – левой.

### Заключение

1. Определены показатели преломления и толщины пленок TiO<sub>2</sub> на поверхности плавленого кварца. Были получены следующие результаты: для первого  $n=2.544$ ,  $d=516\text{Å}$ , второго  $n=2.547$ ,  $d=567\text{Å}$  и третьего образца  $n=2.594$ ,  $d=782\text{Å}$ .

2. Показано, что оптические характеристики пленки поликристаллического рутила обладают высокой стабильностью при длительном контакте с атмосферой. Максимальное расхождение результатов измерений для поляризационного угла  $\psi$  составляет 0,1 градуса, для  $\Delta$  – 0,9 градуса.

3. Обнаружена существенная зависимость показателя преломления пленки двуокиси титана, от ее толщины.

## **КРЕМНИЙ С БИНАРНЫМИ НАНОКЛАСТЕРАМИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ – КАК НОВЫЙ КЛАСС МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ФОТОЭНЕРГЕТИКИ**

М.К. Бахадырханов, А.Ш. Мавлянов, У. Х. Садиков

*Ташкентский государственный технический университет, 100095, Ташкент, Республика Узбекистан, e-mail: bahazeb@yandex.ru*

Одним из реальных способов улучшения параметров фотоэлементов является использование части спектра солнечного излучения с энергией  $h\nu < E_g$  для фотогенерации носителей тока. Как известно, существенная доля (44%) спектра солнечного излучения находится в инфракрасной области  $\lambda = 0,75 \div 3$  мкм. В существующих кремниевых солнечных элементах основная часть энергии, приходящаяся на данную область спектра, при преобразовании фотоэнергии в электрическую энергию, не используется.

Еще одна проблема, присущая современным фотоэлементам, связана с невозможностью использования лишней энергии фотона  $\Delta E = h\nu - E_g$ , которая в результате эффекта термолизиции превращается в тепло и приводит к нагреву фотоэлементов, что впоследствии приводит к ухудшению их параметров [1]. Как известно при нагреве фотоэлемента на 1 градус выше 25 градусов, значение напряжения холостого хода фотоэлемента ухудшается на 0,4% на каждый градус. Таким образом, основная часть энергии солнечного излучения видимой и ультрафиолетовой области, где  $h\nu > E_g$ , также практически не используется и следовательно приводит к ухудшению основных параметров фотоэлементов.

В современной фотоэнергетике для уменьшения эффекта термолизиции и увеличения коэффициента поглощения УФ и видимой области спектра Солнца, разработаны на основе полупроводниковых соединений  $A^{III}B^V$ , так называемые каскадные фотоэлементы [2].

Многокаскадные фотоэлементы, хотя и характеризуются большим КПД (до 45%), тем не менее, технология получения многокаскадных фотоэлементов является достаточно сложной и требует наличия дорогостоящего оборудования. Поэтому, такие фотоэлементы являются дорогими в стоимостном выражении. Помимо этого представляет определенную трудность и применение их в наземных условиях.

Следовательно, основная задача, стоящая перед исследователями состоит в повышении эффективности солнечного элемента на основе кремния посредством использования всего спектра излучения Солнца – от инфракрасного до ультрафиолетового.

В этом плане представляет большой научный и прикладной интерес формирование в решетке полупроводниковых материалов, в частности в решетке кремния, бинарных кластеров примесных атомов [3].

Локальные области полупроводника, где формируются моноатомные или бинарные кластеры примесных атомов, представляют собой области, обогащенные примесными атомами. Это означает, что в решетке полупроводника создаются локальные нано- и микроразмерные структуры типа «кластер-полупроводник», представляющие собой своеобразные наноразмерные p-n переходы, гетеро- и варизонные структуры с различной шириной запрещенной зоны в зависимости от природы, состава, размера, а также структуры кластеров примесных атомов.

Сформированные микро-и наноразмерные структуры «кластер-полупроводник» каждая в отдельности обладают своей собственной зонной структурой, в которых фотогенерация носителей заряда может происходить при различных длинах волн солнечного излучения как в ИК-, видимой так и УФ- области спектра. Это означает, что спектральная чувствительность таких материалов характеризуется достаточно широкой областью. Подобной чувствительностью существующие полупроводниковые материалы практически не обладают.

Главной особенностью таких микро- и наноразмерных структур с различной природой является идеальная вольтамперная характеристика из-за отсутствия поверхностного состояния, которое всегда имеется во всех современных подобных структурах.

Использование таких материалов при создании фотоэлементов практически полностью позволяет использовать ИК-спектр Солнца ( $\lambda=0,75-3$  мкм), а также существенно уменьшить эффект термализации в области  $E_g > h\nu$ , т.е., практически это означает, что на одном кристалле можно создать своеобразный “каскадный фотоэлемент” с высокой эффективностью. В отличие от существующих многокаскадных фотоэлементов на основе  $A^{III}B^V$ , предлагаемые фотоэлементы на основе кремния имеют следующие существенные преимущества: очень простая технология изготовления, достаточно дешевая база материалов, охватывающая практически весь спектр солнечного излучения, что обеспечивает высокий КПД. При этом основная задача заключается в разработке технологии формирования бинарных кластеров примесных атомов с различной структурой, составом и концентрацией.

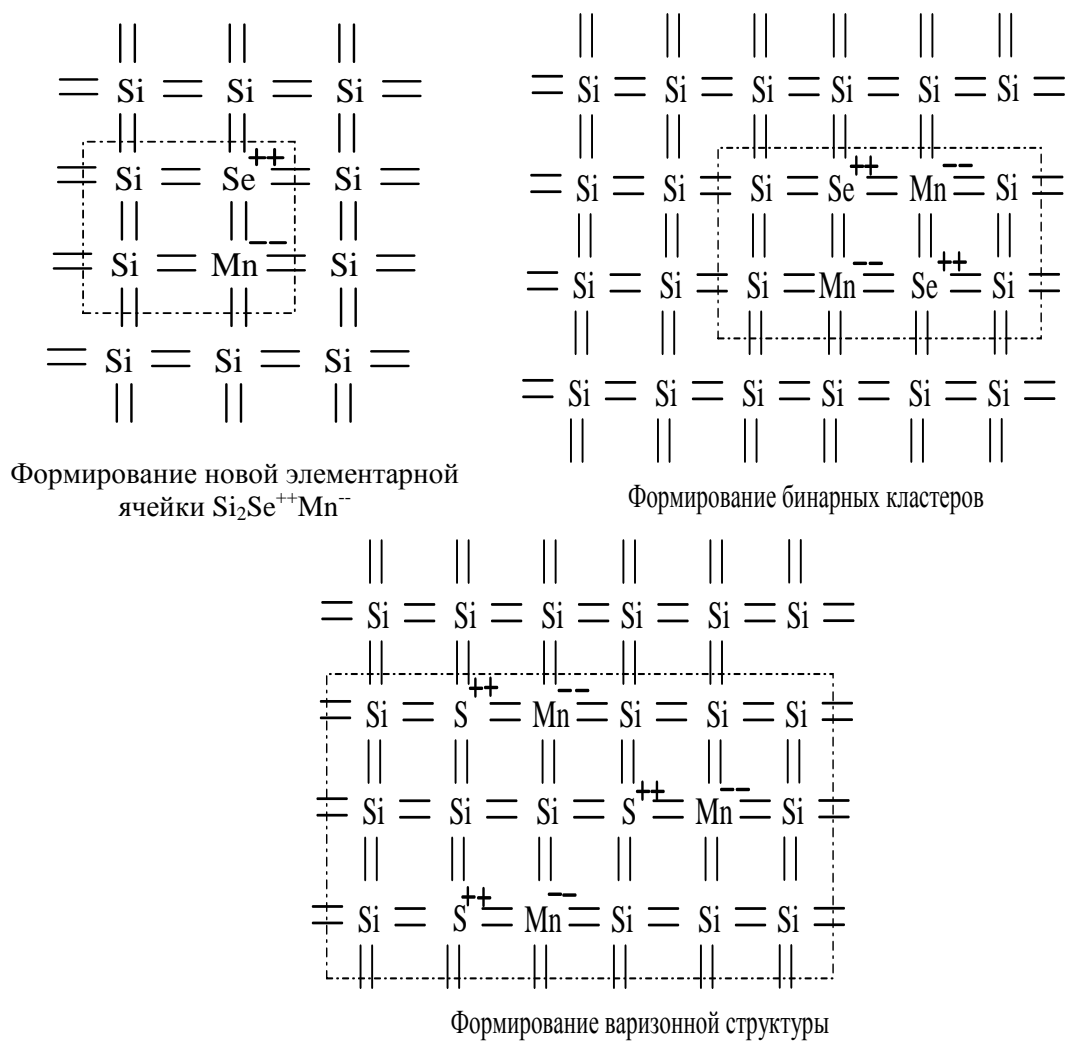


Рис.1. Формирование бинарных кластеров.

Нами разработана технология формирования таких бинарных кластеров между примесными атомами марганца и элементами VI группы (S, Se, Te, O). При определенных термодинамических условиях легирования кремниевых образцов марганцом, серой или селеном, в решетке кремния формируется новая кристаллическая решетка в виде:  $Si_2-Mn^-S^{++}$ ,  $Si_2Mn^-Se^{++}$ ,  $Si_2-Mn^-Te^{++}$ ,  $Si_2Mn^-O^{++}$  т.е., нанокластеры примесных

атомов. Такая элементарная решетка практически не нарушает химическую связь в решетке, но обладает своим собственным параметром, т.е. имеет отличную от основной структуры ширину запрещенной зоны.

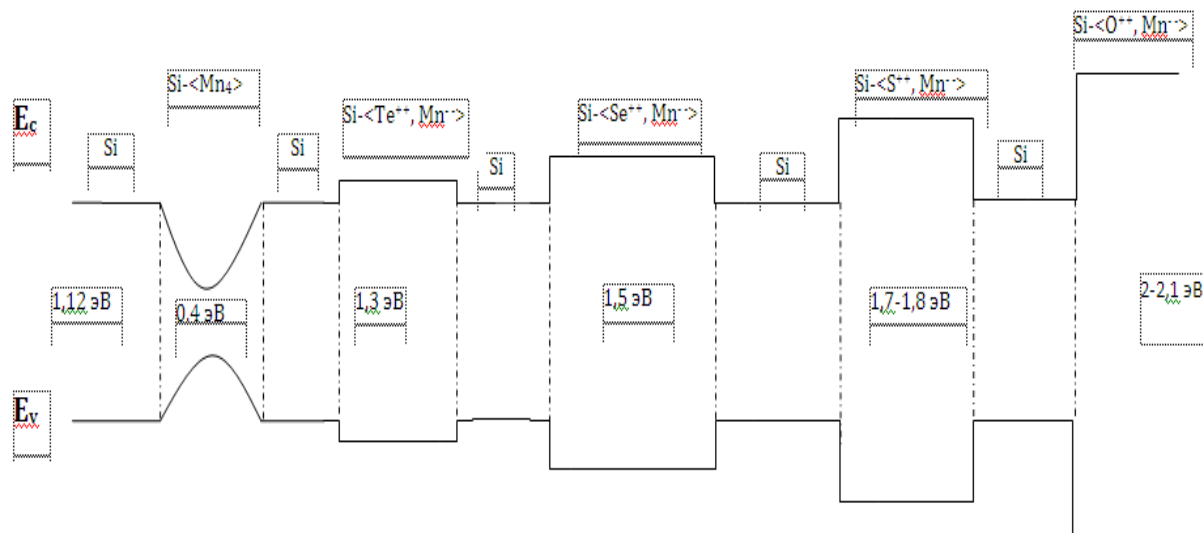


Рис. 2. Варизонная структура.

С ростом концентрации таких нанокластеров, появляется возможность формировать кластеры, состоящие из нескольких таких элементарных ячеек, находящихся в соседних положениях (рис. 1). При этом с увеличением размера и состава кластеров соответственно меняются и их параметры, т.е.  $E_g$ ,  $\mu$ ,  $\alpha$  и  $T$ . Как свидетельствуют оптические и фотоэлектрические исследования свойств Si с такими кластерами, действительно в них наблюдается заметное поглощение фотонов с энергией  $h\nu < E_g$ , а также  $h\nu > E_g$ .

Таким образом, меняя размер кластеров одного типа (рис.1), или одновременно создавая кластеры различной природы ( $Si_2-Mn^-S^{++}$ ,  $Si_2Mn^-Se^{++}$ ,  $Si_2-Mn^-Te^{++}$ ,  $Si_2Mn^-O^{++}$ ), можно сформировать в объеме кристалла нано-и микрогабаритные структуры, обеспечивающие поглощение в широком спектре солнечного излучения.

Использование таких материалов в изготовлении фотоэлементов, требует разработки не только технологии формирования бинарных кластеров, но и управления их структурой и концентраций в объеме кристалла. Как показывают расчеты, при концентрации кластеров  $N > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , на основе таких материалов с большой степенью вероятности можно получить фотоэлементы с КПД  $\sim 40 \div 60 \%$ . В настоящее время нами разработана технология управления концентрацией бинарных кластеров в кремнии с различной природой [4].

Как показали результаты исследований энергетического спектра структур типа «кластер-Si», в зависимости от природы кластеры имеют следующие зонные структуры:

Следует особо отметить, что бинарные кластеры примесных атомов являются новым классом материалов не только для фотоэнергетики, но также современной фотоники и спинтроники.



**Список литературы**

- [1] Alan H., Fahrenbruch, Richard H. Bube//Fundamentals of solar cells//Photovoltaic solar energy conversion//New York,1998
- [2] Ж.И. Алферов//Избранные труды нанотехнологии//Москва, 2011//Магистр-Пресс.
- [3] З. М. Сапарниязова, М. К. Бахадырханов, О. Э. Саттаров, Х. М. Илиев, К. А. Исмаилов, Н. Норкулов, Д. Ж. Асанов// Взаимодействие многозарядных нанокластеров атомов марганца и серы в кремнии// Неорганические материалы, 2012, том 48, № 3, с. 1–4.
- [4] Абдурахманов Б.А., Бахадырханов М.К., Илиев Х.М., Насриддинов С.С. //О диффузии атомов германия в кремнии // ДАН РУз. 2008. № 1. С.18.

УДК 621.315.592

**ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА С УЧАСТИЕМ ДВУХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ КВАНТОВОЙ ЯМЫ**

Б.Э. Эшпулатов,<sup>1</sup> А. Жумабоев,<sup>2</sup> Ш. Бектемиров<sup>1</sup>, Г. Ширинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий, [barat50@bk.ru](mailto:barat50@bk.ru)

<sup>2</sup>Самаркандский государственный университет, Узбекистан

В работах [1-3] была развита теория МРКРС для квантовой ямы с бесконечно высокими потенциальными барьерами в сильном магнитном поле. Полученные общие формулы для тензора рассеяния позволяют анализировать как частотную зависимость сечения рассеяния, так и зависимость от магнитного поля.

В настоящей работе развита теория МРКРС с участием четырех - фононов с использованием общие формулы для тензора рассеяния полученные в работе [1,2] в квантовой яме в сильном магнитном поле. Исследуется спектр фононных повторений (ФП) в зависимости от частоты возбуждающего света и величины магнитного поля при условии, когда  $\omega_{LO} \cong \Omega$  ( $\omega_{LO}$  – частота LO – фононов,  $\Omega$  – циклотронная частота электрона) и  $\omega_{LO} \neq \Omega$ .

Проанализируем на основе приведенных в работах [1,2] формул для функций Грина частотную зависимость тензора рассеяния. В частотном интервале

$$\omega_g + \omega_{oe} - 9\Omega/2 \leq \omega_i < \omega_g + \omega_{oe} + 11\Omega/2 \tag{1}$$

(где  $E_g = \hbar\omega_g$  – ширина запрещенной зоны,  $\omega_i$  - частота возбуждающего света,  $\hbar\omega_{oe}$  – энергия размерного квантования в зоне проводимости) в результате прямого рождения электронно–дырочной пары (ЭДП) электрон и дырка оказываются на уровнях  $n = 4$  (где  $n$  номер уровня Ландау). В этих условиях возможен как двух-фононный, трехфононный, так и четырех-фононный процесс.

Частотная зависимость тензора рассеяния в случае второго ФП в канале прямого рождения ЭДП, при  $\omega_{LO} \cong \Omega$  определяется функцией

$$w_2(4,3) = 4^{-1}[\vartheta^2 - 1,66]^2\{\vartheta^4 - 3,023\vartheta^2 + 1,716\}^{-2}, \tag{2}$$

где  $\vartheta = \Gamma/\sqrt{\eta}$ ,  $\eta = (\alpha_0 / 2) (\Omega / \omega_{LO})^{1/2}$ ,  $\Gamma = [\omega_i - \omega'_g - (9/2)\Omega]/\omega_{LO}$ ,  $\omega'_g = \omega_g + \omega_{oe}$ ,  $\alpha_0$  - безразмерная константа электрон-фононной связи.

В случае прямой аннигиляции ЭДП, частотная зависимость определяется функцией

$$w_2(2,3) = 4^{-1}[\vartheta^2 - 0,886]^2\{\vartheta^4 - 2,366\vartheta^2 + 0,6246\}^{-2}. \tag{4}$$

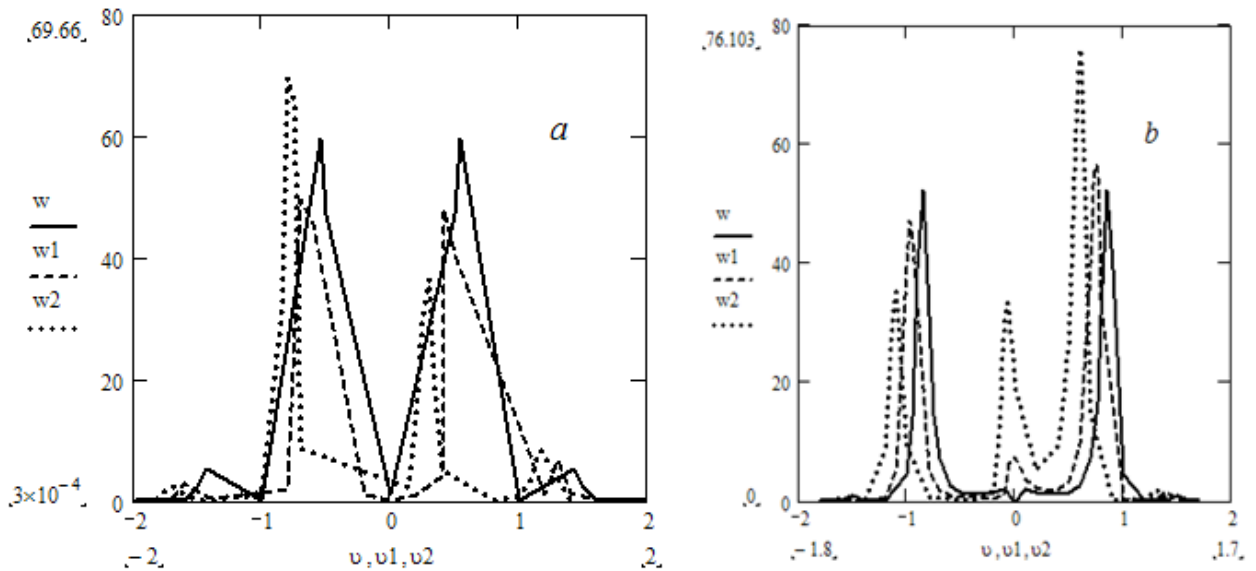
Суммируя оба вклада получим, что второму ФП соответствует

$$S_2 = S_2^0 \delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}) \omega_{LO}^{-6} [0,208w_2(4,3) + 0,21w_2(2,3)]. \quad (5)$$

где  $S_2^0$  определен в [2],  $\omega_s$  – частота рассеянного света.

Зависимость функций  $w_2(4,3)$  и  $w_2(2,3)$  от безразмерной частоты  $\vartheta$  для различных значений магнитного поля приведена соответственно на рис 1а, b.

Как видно из приведенных формул и рис.1 и 2 теория предсказывает сложную зависимость положения и интенсивности пиков фононных повторений от магнитного поля. Для второго ФП в точном резонансе ( $\mu = 0$ ) тензор рассеяния состоит из восьми симметричных относительно точки  $\vartheta = 0$  пиков. С ростом магнитного поля (область  $\mu > 0$ ) в канале прямого рождения (рис.1) преобладающим становится правый пик, соответствующий переходу на уровень  $n = 3$  (при  $\mu = 0,05$ , относительные интенсивности:  $I_{пр} = 3,026$ ; при  $\mu = 0,1$ ,  $I_{пр} = 4,28$ ; тогда как  $I_{лев} = 2,4$ ;  $I_{лев} = 1,77$ ; которые смещаются в сторону меньших  $\vartheta$  ( $\mu = 0$ ,  $\vartheta_{лев} = -1,5$ ,  $\vartheta_{пр} = 1,5$ ; при  $\mu = 0,05$ ,  $\vartheta_{лев} = -1,61$ ,  $\vartheta_{пр} = 1,42$ ;  $\mu = 0,1$ ,  $\vartheta_{лев} = -1,1$ ,  $\vartheta_{пр} = 0,55$ ), в то время как боковые пики при  $\mu = 0$ ,  $I_{лев} = I_{пр} = 0,046$ ; при  $\mu = 0,05$ ,  $I_{лев} = 0,024$ ,  $I_{пр} = 0,074$ ; при  $\mu = 0,1$ ,  $I_{лев} = 0,012$ ,  $I_{пр} = 0,104$ ) затухают. В канале прямой аннигиляции (рис.7) картина иная – с ростом магнитного поля ( $\mu = 0$ ,  $I_{лев1} = 0,302$ ,  $I_{лев2} = 3,295$ ,  $I_{пр1} = 3,562$ ,  $I_{пр2} = 0,302$ ;  $\mu = 0,05$ ,  $I_{лев1} = 0,22$ ,  $I_{лев2} = 4,02$ ,  $I_{пр1} = 2,96$ ,  $I_{пр2} = 0,376$ ;  $\mu = 0,1$ ,  $I_{лев1} = 0,154$ ,  $I_{лев2} = 4,38$ ,  $I_{пр1} = 2,35$ ,  $I_{пр2} = 0,506$ ) интенсивности левого



**Рис. 1.** Функция  $w_2(4,3)$  и  $w_2(2,3)$  определяющий тензор рассеяния в интервале частот (1) в канале прямого рождения, при некоторых значениях параметра  $\mu$ . *a* – канал прямого рождения, *b* – канал прямой аннигиляции.  $F(1,0) = 0,886, F(2,1) = 0,775, F(3,2) = 0,705, F(4,3) = 0,657$ ;  $\mu = 0$  – сплошная линия;  $\mu = 0,05$  - пунктирная линия;  $\mu = 0,01$  - точечная линия.

бокового уменьшается, тогда как центрального пика увеличивается. Центральный правый пик уменьшается по интенсивности, а бокового увеличивается сравнительно. Они также смещаются в сторону меньших  $\vartheta$ .

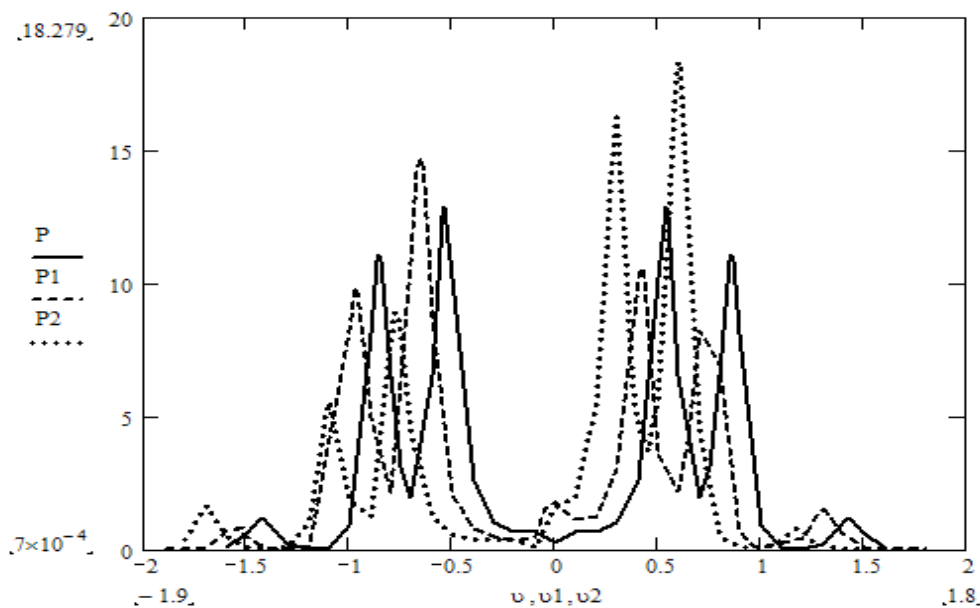


Рис.2 Зависимость функции  $P = C_2(4,3)w_2(4,3)+C_2(2,3)w_2(2,3)$ , соответствующей второму ФП в интервале (1), от безразмерной частоты  $\vartheta$  в условиях точного резонанса.  $C_2(2,3) = 0,210, C_2(4,3) = 0,208, F(1,0) = 0,886, F(2,1) = 0,775, F(3,2) = 0,705, F(4,3)=0,657. \mu = 0$  – сплошная линия;  $\mu = 0,05$  - пунктирная линия;  $\mu = 0,01$  - точечная линия

Уменьшение интенсивности некоторых пиков объясняется уходом системы от точного резонанса, когда переходы  $1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 4$  (рис.2) становится менее эффективными и соответственно ослабевает влияние уровней 2, 3 и 4 на формирование спектра ФП. Число пиков фоновых повторений, которое можно наблюдать, зависит от константы затухания  $\delta_0$ . При значениях  $\delta_0 = 0,2\sqrt{\eta}$ , для которого проводился численный расчет, число пиков второго ФП уменьшается за счет слияния части из них. Как видно из рис. 1 и 2, в резонансе  $\mu = 0$  вместо восьми пиков будут наблюдаться четыре. Так как боковые пики малые по интенсивности по сравнению центральными и при составлении комбинации  $C_2(4,3)w_2(4,3) + C_2(2,3)w_2(2,3)$  сливаются. Зависимость функций пика  $w_2(4,3)$  и  $w_2(2,3)$  от  $\vartheta$  для  $\mu < 0$  может быть получена из условия  $w_2(-\mu, -\vartheta) = w_2(\mu, \vartheta)$ , и картина меняется на обратное, т.е. пики смещаются в сторону больших частот, а интенсивности пиков, которые уменьшались при  $\mu > 0$  увеличиваются и уменьшающиеся, наоборот, увеличиваются.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта фундаментальных исследований Республнки Узбекистан (Ф2-ФК-0-47 339 Ф2-015).*

### Список литературы

- [1] Л. И. Коровин, С. Т. Павлов, Б. Э. Эшпулатов, ФТТ, 1993, **35**, №6, с. 1562- 11576.
- [2] Л. И. Коровин, С. Т. Павлов, Б. Э. Эшпулатов, ФТТ, 1993, **35**, №9, с.2379 - 2392.
- [3] L. I. Korovin, S. T. Pavlov, B. E. Eshpulatov. Phys. Low – Dim. Struct. 1994, **4/5**. p. 83 – 85.

## **ЭКСИТОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРО - И НАНОСТРУКТУРАХ**

УДК 621.315.592

### **ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $CdTe$ В СПЕКТРАХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ**

Б.Ж. Ахмадалиев, О.М. Маматов, Маматхонова Г.Ш., Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев

Ферганский политехнический институт, 150107 Фергана, Узбекистан. [uzferfizika@mail.ru](mailto:uzferfizika@mail.ru)

Подробно исследованы спектры низкотемпературной фотолюминесценции (*НТФЛ*) кристаллов  $CdTe$  и предложены методы прогнозирования и контролируемого изменения электрофизических свойств полупроводниковых структур на их основе. Авторы работ [1, 2] с помощью изучения динамики изменения спектров фотолюминесценции предложили метод глубокой очистки образцов и получили поликристаллический  $CdTe$  стехиометрического состава, в спектре фотолюминесценции (*ФЛ*) которого полностью отсутствует примесное излучение и остается только экситонная часть. Однако до сих пор формирование спектра *ФЛ* тонких мелкозернистых ( $d_{cr} \leq 1 \mu m$ ) полупроводниковых образцов, у которых межзеренные границы оказывают значительное влияние на их свойства, практически не рассматривались в зависимости от структурных и точечных дефектов. Представляет интерес изучение корреляции между спектрами *НТФЛ* и фотовольтаическими свойствами тонких поликристаллических пленок с целью усовершенствования технологии получения пленочных структур с необходимыми рабочими параметрами для полупроводниковой оптоэлектроники.

В данной работе исследована взаимосвязь формы спектра *НТФЛ* с аномальными фотовольтаическими (*АФВ*) свойствами косонапыленных пленок  $CdTe$ ,  $CdTe:In$  в зависимости от структурных несовершенств. Ранее было показано [3, 4], что легирование примесью *In* и последующая термическая обработка (*ТО*) существенно улучшает фотовольтаические параметры пленок  $CdTe$ : фототок короткого замыкания  $I_{sc}$  увеличивается на два порядка, а максимальное значение фото-эдс  $V_{APV}$  - на порядок. Здесь проанализированы спектры собственной фотолюминесценции (*ФЛ*) этих пленок при  $T = 4.2 K$  во взаимосвязи с их *АФВ* свойствами. Оказалось, что в спектрах *НТФЛ* мелкозернистых поликристаллических пленок  $CdTe$ ,  $CdTe:In$  с *АФВ* свойствами, в отличие от монокристаллов и крупноблочных поликристаллов, не проявляются каналы излучения экситонов и донорно-акцепторных пар, причиной которого является процесс генерации фото-эдс в приграничных областях кристаллических зерен, приводящий к стимулированию собственной ( $e-h$ ) люминесценции и возгоранию её продольно-оптических (*ЛО*-) фононных повторений в нелегированных образцах. Обнаружено существенное коротковолновое смещение  $\Delta E_r \approx 20 \text{ мэВ}$  красной границы  $e-h$  - полосы в зависимости от точечных и структурных дефектов кристаллических зерен, полуширина которой коррелирована с максимальным значением генерируемого пленкой аномального большого фотонапряжения (*АФН*)  $V_{APV} = 10^2 - 10^3 \text{ В/см}$ . Предложенный здесь метод анализа спектров *НТФЛ* совместно с фотоэлектрическими свойствами мелкозернистых поликристаллов  $CdTe$  может быть с успехом использован для изучения свойств и других полупроводниковых пленочных структур.

На рис.1 представлено сравнение теоретических и экспериментальных спектров фундаментальной полосы *НТФЛ* мелкозернистых *АФВ* пленок *CdTe*, *CdTe:In*. Предварительный количественный анализ спектров Собственной линии излучения показывает, что в первом приближении её можно описать следующей формулой:

$$L(\omega) = A\sqrt{\hbar\omega - (E_g + \Delta E_r)} \cdot \exp\left(-\frac{\hbar\omega - (E_g + \Delta E_r)}{kT_{eh}}\right), \quad (1)$$

где  $A$  - постоянная, зависящая от типа пленки и условия ее фотовозбуждения,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны монокристалла *CdTe*,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T_{eh}$  - средняя характерная температура фотоносителей, сильно отличающаяся от температуры решетки  $T$ ,  $\Delta E_r = \hbar\omega_r - E_g$  - разность между красной границей  $A$ -линии и  $E_g$ . Естественно, второй и третий множители в правой части (2) обусловлены плотностями состояний в простых зонах и квазиравновесными функциями распределений фотоносителей.

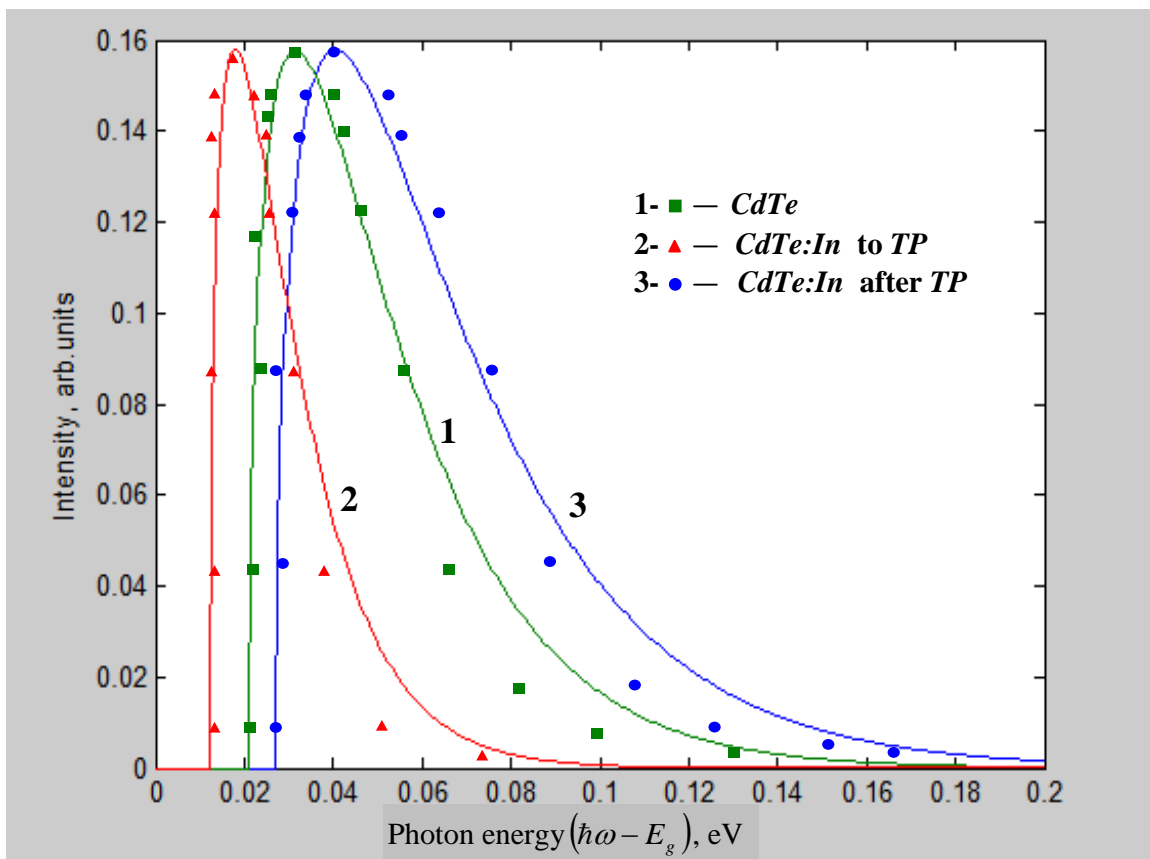


Рис. 1. Сравнение теоретических (сплошные кривые, рассчитанные по формуле (1)) и экспериментальных (точки) спектров фундаментальной полосы *НТФЛ* мелкозернистых *АФВ* пленок *CdTe* при  $T = 4.2 \text{ K}$ .

Значения параметров  $\Delta E_r \approx kT_{eh}$  выбраны по коротковолновым смещениям красной границы  $A$ -линии из экспериментальных спектров:  $\Delta E_r = 21 \text{ мэВ}$  (кривая 1 для нелегированной пленки *CdTe*),  $17 \text{ мэВ}$  (кривая 2, *CdTe:In* без *ТО*),  $29 \text{ мэВ}$  (кривая 3, *CdTe:In* после *ТО*). Видно, что грубо рассчитанные спектральные линии 1-3 неплохо согласуются с результатами эксперимента. Однако по коротковолновому краю спектров



имеются существенные расхождения. Эксперимент показывает более сильную термализацию горячих фотоносителей с характерной температурой  $T_{eh} < \Delta E_r / k$ , что говорит о дополнительных каналах рассеяния высокоэнергичных неравновесных свободных носителей.

Физический смысл величины  $\Delta E_r$  можно объяснить следующим образом. Поскольку лазерное возбуждение полупроводника осуществляется на достаточно большой частоте  $\hbar\omega = 2.60 \text{ эВ}$  по сравнению с  $E_g = 1.606 \text{ эВ}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$ , то высокоэнергичные фотоэлектроны и фотодырки релаксируясь по энергии приближаются к соответствующим границам зон с некоторой остаточной температурой  $T_e$  и  $T_h$  полностью не охладившись до температуры кристаллической решетки. Этому также способствуют внутренние электростатические поля  $ООЗ$  («встроенные» поля  $\bar{E}_i$ ), пространственно разделяющие генерируемых электронно-дырочных пар и ускоряющие фотоносителей. В последнем случае электроны дополнительно нагреваются на энергии равной по порядку величины высоте приповерхностного потенциального барьера  $\varphi_{0i}$ . Тогда считая, что энергия горячих электронов относительно дна зоны проводимости равна  $\Delta E_e \approx \varphi_{0i} + kT_e$ , а для дырок -  $\Delta E_h \approx \varphi_{0i} + kT_h$ , получим

$$\Delta E_r = \Delta E_e + \Delta E_h \approx 2\varphi_{0i} + kT_{eh}, \quad \text{где } T_{eh} = T_e + T_h. \quad (2)$$

Значит величина  $\Delta E_r$  определяется кинетической энергией горячих фотоносителей и высотой приповерхностного потенциального барьера  $\varphi_{0i}$ . Здесь мы имеем дело с эффектом смещения края собственной полосы  $НТФЛ$  при интенсивном лазерном возбуждении горячих носителей в мелкозернистых поликристаллах прямозонных полупроводников в зависимости от структурных дефектов, определяющих параметры приграничных потенциальных барьеров монокристаллических зерен.

Из формулы (1) формально можно грубо определить спектральную полуширину  $A$ -линии

$$\Delta_A = kT_{eh} \cdot (x_2 - x_1) \approx 0.67kT_{eh}. \quad (3)$$

Отсюда сделаем вывод, что спектральная полуширина  $A$ -линии  $\Delta_A$  прямо пропорционально температуре фотоносителей, обуславливающей коротковолновому смещению её красной границы  $\Delta E_r$ . Это качественно соответствует изменениям спектральных характеристик  $A$ -линии на рис.1. Поскольку легирование пленки  $CdTe$  примесью  $In$  приводит к уменьшению  $\varphi_{0i}$  и  $kT_{eh}$ , тем самым, мы видим на рис. 1, сокращение  $\Delta E_r$  на  $3-5 \text{ мэВ}$ , а  $\Delta_A$  - почти в три раза (до  $6 \text{ мэВ}$ ). При этом согласно рис. 1 сопротивления  $R_{sh}$ ,  $r_{shi}$  и  $R_D$  также уменьшаются, а пленка переходит в более низкоомное состояние, в результате чего фототок короткого замыкания  $I_{sh}$  увеличивается, а максимальное значение фото-эдс  $V_{APV}$  падает. Последующая оптимальная  $ТО$  в результате процессов самокомпенсации [12] переводит пленку в высокоомное состояние не только за счет роста микросопротивлений  $R_{sh}$ ,  $r_{shi}$  и  $R_D$ , но и из-за увеличения  $\varphi_{0i}$  и расширения  $ООЗ$  ( $I_{sh}$  уменьшается, а  $V_{APV}$  растет почти на порядок). Из рис. 1 соответственно получим, что  $\Delta_A$  увеличивается до  $17 \text{ мэВ}$ , а  $\Delta E_r$  - до  $29 \text{ мэВ}$ , т.е. формула оценки (3) выполняется с относительной ошибкой  $8\%$ , если считать справедливым условие  $\Delta E_r \approx kT_{eh}$ .

Таким образом, коротковолновое смещение красной границы  $\Delta E_r$  и спектральная полуширина  $\Delta_A$   $A$ -линии  $НТФЛ$  косонапыленных пленок  $CdTe$  и  $CdTe:In$  зависят от значения приповерхностных потенциальных барьеров  $\varphi_{0i}$  и, тем самым, коррелированы их

*АФВ* параметром  $V_{APV}$ . Отметим, что предложенный здесь оптический метод анализа спектров *НТФЛ* совместно с фотоэлектрическими свойствами мелкозернистых поликристаллических пленок *CdTe* может быть использован для изучения микроскопических свойств и других полупроводниковых пленочных структур с целью модернизации технологии разработки эффективных пленочных фотопреобразователей.

#### Список литературы

- [1] А.В. Квит, Ю.В. Клевков, С.А. Медведов, В.С. Багаев, А. Пересторонин, А.Ф. Плотников. ФТП, **34**(1), 19 (2000).
- [2] В.С. Багаев, Ю.В. Клевков, С.А. Колосов, В.С. Кривобок, А.А. Шепель. ФТТ, **52**(1), 37 (2010).
- [3] М.А. Каримов, Н.Х. Юлдашев. Изв. РАН. сер. физич. **71**(8), 1186 (2007).
- [4] М.А. Каримов, Н.Х. Юлдашев. Физич. инж. поверх. **4**(5), 42 (2006).
- [5] О.А. Матвеев, А.И. Терентьев. ФТП, **32**(2), 159 (1998).

УДК 621.315.592

### ЗАТУХАНИЯ ЭКСИТОНОВ В СПЕКТРАХ ПОЛЯРИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ ТИПА *CdTe*

Б.Ж. Ахмадалиев, Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев

Ферганский политехнический институт. [uzferfizika@mail.ru](mailto:uzferfizika@mail.ru)

Анализ спектров низкотемпературной фотолюминесценции (*НТФЛ*) кристаллов *CdTe* широко применяется для усовершенствования методов неразрушающего контроля и диагностики кристаллических и поликристаллических полупроводниковых структур на их основе [1-5]. При этом особую важность приобретает изучение спектров экситонной люминесценции (*ЭЛ*) как наиболее чувствительного и прямого оптического метода, позволяющего получить самую тонкую и достоверную информацию о дефектах полупроводникового материала. Настоящая работа посвящена развитию микроскопической теории поляритонной люминесценции (*ПЛ*) для кристаллов типа *CdTe* с небольшими значениями продольно-поперечного расщепления ( $\omega_{LT} \leq 1.0$  мэВ). Здесь предложена модель формирования *ПЛ* полупроводниковых кристаллов типа *CdTe*, согласно которой излучающие квантовые состояния поляритонов в окрестности “бутылочного горла” заселяются за счет рассеяния поляритонов нижней ветви 1 из области  $\omega \geq \omega_L$  с достаточно большими  $\vec{k}$  на акустических и оптических фононах, причем в *ПЛ* дают вклады упруго рассеянные на примесях в сторону поверхности кристалла поляритонные волны с верхними 2 и нижними 1 дисперсионными ветвями, а также их интерференция в вакууме (рис. 1). Теория позволяет рассчитать спектры парциальных вкладов поляритонного излучения при конечных значениях затухания  $\hbar\Gamma$  механических экситонов и в случаях, когда критерии применимости кинетического уравнения

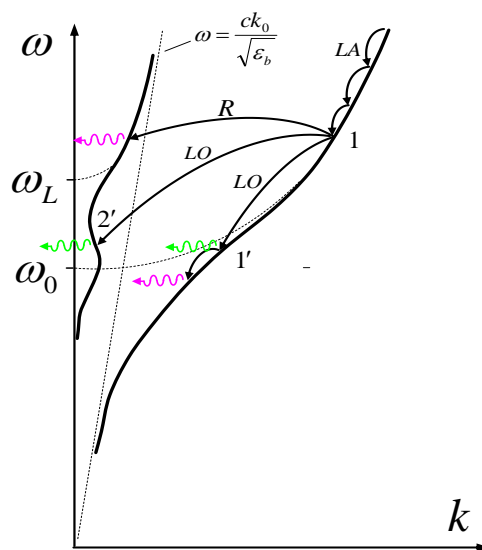


Рис. 1. Схематические процессы релаксации по энергии поляритонов нижней ветви 1 в области частот выше  $\omega_L$

Спектральная интенсивность  $I_{\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$  вторичного излучения кристалла с поляризацией  $\lambda$ , распространяющегося в вакууме в направлении единичного вектора  $\vec{\Omega}(\theta, \varphi)$ , который лежит в плоскости  $YZ$  (внешняя нормаль к границе кристалла выберем вдоль оси  $Z$ ;  $\lambda = s, p$ , где  $s // x$ ,  $p \perp x$ ) представим как

$$I_{\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = \sum_{\beta} I_{\beta\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) \quad (1)$$

Для краткости ограничиваемся анализом формирования  $ПЛ$  в  $S$ -поляризации. Тогда  $\beta = 1, 2, 12$  при  $\lambda = s$ . Предполагается, что кристалл непрерывно облучается светом с частотой выше края фундаментального поглощения. Возбуждаемые светом свободные носители тока термализуются и связываются в экситоны, в результате чего формируется неравновесная функция распределения  $f_{1\bar{k}\lambda}(z)$  поляритонов ветви 1 выше  $\omega_L$  (рис.1), которую считаем заданной. При расчете мы для определенности будем полагать

$$f_{1\bar{k}\lambda}(z) = f_1(\omega_{\bar{k}_1}) \cdot \exp(-z/L), \quad (2)$$

где  $L$  – эффективная глубина распределения поляритонов ветви 1. Поэтому вклады  $I_{\beta s}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$  поляритонов ветви  $\beta = 1, 2$  в  $I_{\lambda}^{(0)}$  можно рассматривать как результат однократного упругого и неупругого рассеяния в кристалле поляритонов ветви 1 выше частоты  $\omega_L$  с заданной функцией распределения  $f_{1\bar{k}\lambda}(z)$  в состоянии  $\beta = 1', 2'$  (рис. 1) и превращения поляритонов  $\beta$  на границе кристалла в фотоны вторичного излучения в вакууме. Будем учитывать когерентные рассеяния  $1 \rightarrow 1'$ ,  $1 \rightarrow 2'$  и интерференционный вклад  $I_{12\lambda}^{(0)}$  в  $ПЛ$  согласно (1). Для расчета  $I_{\beta s}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$  при конечных значениях экситонного затухания  $\hbar\Gamma$  мы воспользовались, также как и в работах [5], диаграммной техникой Келдыша и получили

$$I_{\beta s}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = \frac{F(\omega, \vec{\Omega})}{2k_o \text{Im} n_{\beta z} + L^{-1}} \left| \frac{t_{0\beta}^{(s)}}{n_{\beta z}} \right|^2, \quad \beta = 1, 2, \quad (3)$$

$$I_{12s}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = F(\omega, \vec{\Omega}) \cdot 2 \text{Re} \left( \frac{1}{-ik_o(n_{1z} - n_{2z}^*) + L^{-1}} \frac{t_{01}^{(s)} \cdot (t_{02}^{(s)})^*}{n_{1z} \cdot n_{2z}^*} \right), \quad (4)$$

$$F(\omega, \vec{\Omega}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M^2 c \varepsilon_b \omega_{LT} \cos \theta}{\hbar \tau_{\beta 1} |n_1^2 - n_2^2|^2} f_1(\omega), \quad (5)$$

где  $n_{\beta z} = (n_{\beta}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}$ . Амплитудные коэффициенты пропускания  $t_{0\beta}^{(s)}$  границей кристалла поляритонных волн  $\beta$  в вакуум рассчитываются с учетом затухания  $\hbar\Gamma$  и используя дополнительные граничные условия Пекара в модели “мертвого слоя”:

$$t_{0\beta}^{(s)}(\theta) = \frac{E_{\beta s}^{(t)}}{E_{\beta s}^{(i)}} = \frac{2n_{\beta z}}{(n_{0z} + \bar{n}_s) \cdot \cos \delta - i \sin \delta \cdot \left( \tilde{n}_z + \frac{n_{0z}}{\tilde{n}_z} \bar{n}_s \right)}, \quad (6)$$

где  $n_{0z} = \cos \theta$ ,  $\tilde{n}_z = \sqrt{\varepsilon_b - \sin^2 \theta}$ ,  $\delta = \sqrt{\varepsilon_b} k_o \ell / \tilde{n}_z$  ( $\ell$  - толщина “мертвого слоя”) и

$$\bar{n}_s = \frac{n_{1z}(\varepsilon_b - n_2^2) + n_{2z}(n_1^2 - \varepsilon_b)}{n_1^2 - n_2^2}. \quad (7)$$

Здесь комплексные показатели преломления  $n_{\beta}$  определяются формулами

$$n_{\beta}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon_b + \frac{\omega + i\frac{\Gamma}{2} - \omega_0}{\omega_M} - (-1)^{\beta} \left[ \left( \varepsilon_b - \frac{\omega + i\frac{\Gamma}{2} - \omega_0}{\omega_M} \right)^2 + \frac{\Gamma_c^2}{4\omega_M} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (8)$$

где  $\Gamma_c = 4\sqrt{\varepsilon_b \omega_{LT} \omega_M}$  - критическое значение затухания, при котором  $n_1 = n_2$  на критической частоте  $\omega_c = \omega_0 + \varepsilon_b \omega_M$ ;  $\omega_M = \hbar k_0^2 / 2M$ .

Таким образом, экситонную люминесценцию в окрестности резонансной частоты  $\omega_0$  при конечных значениях затухания экситонов  $\hbar\Gamma$  можно теоретически описать с помощью поляритонной модели, согласно которой экспериментально регистрируемая *ПЛ* в вакууме рассматривается как сумма парциальных излучений отдельных поляритонных мод с учетом их интерференции.

Для численного расчета интегральной  $I_s^{(0)}(\omega)$  и парциальных  $I_{\beta s}^{(0)}(\omega)$  спектральных интенсивностей воспользовались формулами (1) и (3)-(5), как основными, а также вспомогательными формулами (6)-(8) для амплитудных коэффициентов пропускания  $t_{0\beta}$  и показателей преломления  $n_{\beta}$ . Единственным варьирующим параметром теории является эффективная глубина распределения поляритонов  $L$  нижней ветви. Значение  $\hbar\Gamma$  считаем известным из эксперимента, и мы его выбрали в интервале 0.1–3.0 мэВ, что соответствует для чистого кристалла *CdTe* температурному интервалу 2.0–100 К [6-9]. Значение параметра  $L$  выбрали в промежутке 0.2–3.0 мкм исходя из максимального совпадения экспериментальных и теоретических спектров, а также учитывая экспериментальные результаты работы [9]. Численные расчеты проводились при следующих значениях основных параметров экситонного резонанса  $A_{n=1}$  кристалла *CdTe*:  $\hbar\omega_0 = 1.596$  эВ,  $\hbar\omega_{LT} = 1.0$  мэВ,  $M_{ex} = 0.5 m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона), фоновая диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_b = 9.65$ , толщина “мертвого слоя”  $\ell = 65$  Å. Такие значения параметров хорошо согласуются с экспериментальными результатами по экситонному отражению света и экситонной люминесценции при  $T = 2$  К [1-3, 6-10].

В окрестности резонансной частоты  $\omega_0$  с радиусом  $\approx (2-3)\omega_{LT}$  в первом приближении можно пренебречь плавной частотной зависимостью экситонного затухания  $\Gamma \cong (2\tau_{\beta 1})^{-1}$ , где  $\tau_{\beta 1}$  - время жизни поляритона относительно ухода  $\beta \rightarrow 1$ . Также пренебрегаем частотной зависимостью функции распределения  $f_1(\omega)$  поляритонов ветви 1 в области частот  $\omega_0 - \omega_{LT} \leq \omega \leq \omega_0 + \omega_{LT}$ .

При численном расчете на компьютере мы использовали в качестве математического обеспечения для программирования автоматизированную алгоритмическую систему “MATLAB”. Рассматривался относительно широкий спектральный интервал  $(\omega_L - 4\omega_{LT}; \omega_L + 4\omega_{LT})$ , внутри которого брали 100 расчетных точек для определения значений интенсивности излучения, выходящего из кристалла под углом  $\theta = 0^\circ$  (т.е. нормально к поверхности кристалла).

На рис. 2 представлены теоретические спектры *ПЛ*, рассчитанные для параметров  $\hbar\Gamma = 0.45$  мэВ и  $L = 0.5$  мкм. Кривая 0 соответствует суммарной интенсивности  $I_s^{(0)}(\omega)$ , а кривые 1, 2 и 12 – парциальным интенсивностям  $I_{\beta s}^{(0)}(\omega)$ , т.е. вкладам нижней  $I_{1s}^{(0)}(\omega)$ , верхней  $I_{2s}^{(0)}(\omega)$  поляритонных ветвей и их интерференционному вкладу  $I_{12s}^{(0)}(\omega)$  в результирующую *ПЛ*.

По оси абсциссы отложена относительная частота излучения  $(\omega - \omega_L) / \omega_{LT}$ , а по оси ординаты – интенсивности излучения в относительном масштабе, причем нормировка для всех теоретических спектральных кривых рис. 2 и рис. 3 одна и та же. Треугольники на рис. 2а представляют фрагмент экспериментального спектра фотолюминесценции кристалла *CdTe* в интервале частот (1.593-1.597) эВ при температуре  $T = 4.2 K$  по работе [2].

Видно, что теоретический спектр суммарной интенсивности *ПЛ* (кривая 0) хорошо совпадает с экспериментальным спектром. Относительно большое значение  $\hbar\Gamma$  при температуре  $T = 4.2 K$  и малое значение  $L$ , по-видимому, обусловлены высокими концентрациями примесных центров в исследованных образцах *CdTe*, на что указывают доминирующие линии  $D^0X$ ,  $A^0X$ ,  $D^+X$  в экспериментальном спектре *НТФЛ* [2], связанные излучением экситонов, захваченных нейтральными донорами и акцепторами, а также ионизированными донорами. Заметим, что теоретический спектр *ПЛ*, также как и

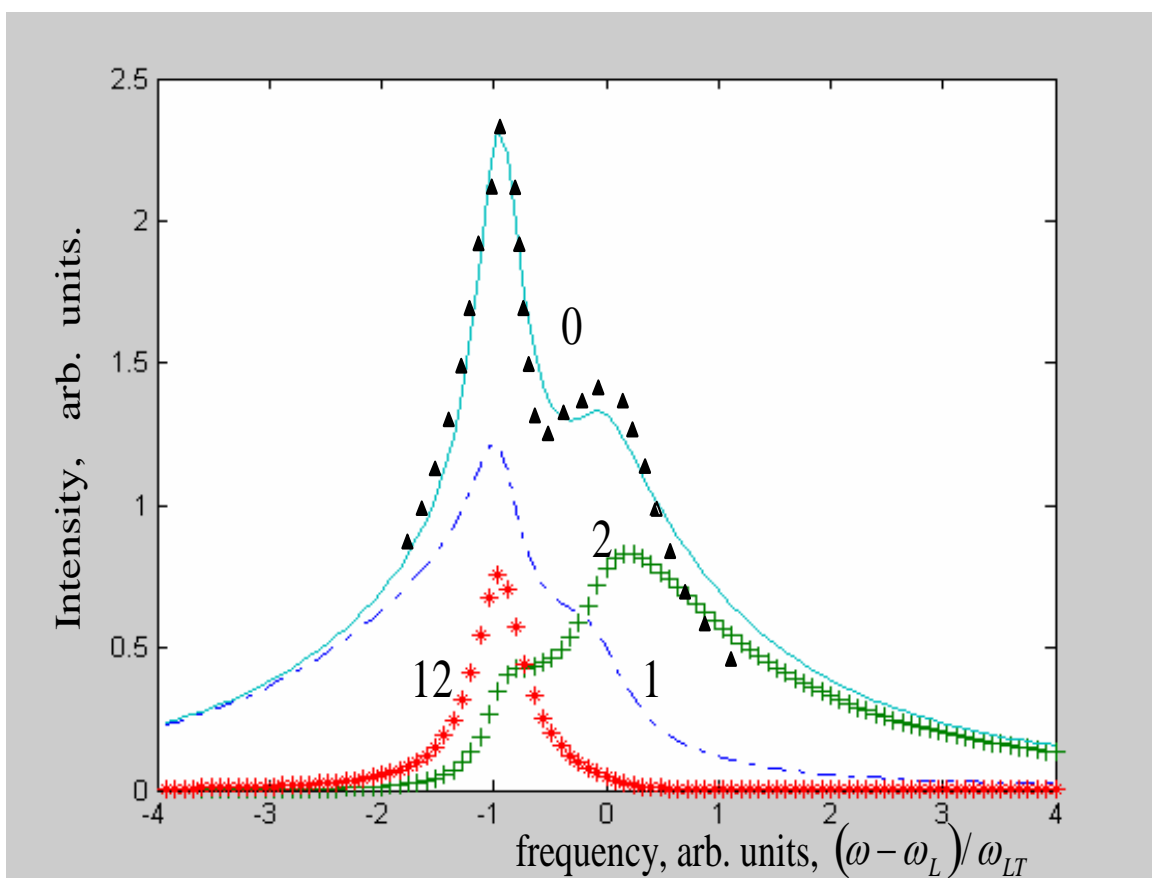


Рис. 2. Теоретические спектры *ПЛ*, рассчитанные для параметров кристалла *CdTe*:  $\hbar\omega_0 = 1.596 \text{ эВ}$ ,  $\hbar\omega_{LT} = 1.0 \text{ мэВ}$ ,  $\epsilon_s = 9.65$ ,  $M_{ex} / m_0 = 0.5$ ,  $\theta = 0^0$  и  $\hbar\Gamma = 0.45 \text{ (a)}$ ;  $0.6 \text{ мэВ (b)}$ ,  $L = 0.5 \text{ (a)}$ ;  $0.4 \text{ (b) мкм}$ . Кривая 0 – суммарная, а 1, 2 и 12 – парциальные интенсивности – вклады нижней, верхней поляритонных ветвей и их интерференционный вклад. По оси абсциссы отложена относительная частота излучения  $(\omega - \omega_L) / \omega_{LT}$ , а по оси ординаты – интенсивности излучения в относительном масштабе. Треугольники – экспериментальные результаты [2].

экспериментальный спектр, имеет дублетную тонкую структуру (максимумы находятся на частотах  $\omega_0$  и  $\omega_L$ ), отражающую своеобразные комбинации парциальных вкладов нижней и верхней поляритонных ветвей. При этом следует особо отметить, что главный максимум *ПЛ* на частоте  $\omega_0$  в большей степени обусловлен интерференционным вкладом  $I_{12s}^{(0)}(\omega)$ . Как видно из



рис. 2, а, длинноволновой максимум ( $A_0$ -линия) формируется из вкладов  $I_{1s}^{(0)}(\omega)$ ,  $I_{12s}^{(0)}(\omega)$  и  $I_{2s}^{(0)}(\omega)$  в отношениях 3:2:1, а в коротковолновом максимуме ( $A_L$ -линия) эти же вклады составляют отношение 4:1:9. Иначе говоря, при формировании  $A_0$ -линии большую роль играют поляритоны нижней ветви и интерференционный вклад, а  $A_L$ -линия формируется в основном за счет поляритонов верхней ветви. В спектральной области вблизи  $A_L$ -линии максимальное отклонение теории от эксперимента составляет  $\sim 4\%$ . Из рисунка также видно, что в коротковолновой части спектра уже при  $\omega \geq \omega_L + \omega_{LT}$  расхождение теории с экспериментом становится существенным. Это, по-видимому, связано с наличием частотной зависимости функции распределения  $f_1(\omega)$  поляритонов нижней ветви и экситонного затухания  $\hbar\Gamma(\omega)$ , что не учтено предложенным в данной работе теоретическим расчетом.

Таким образом, при конечных значениях  $\hbar\Gamma \leq 1.0$  мэВ экситонного затухания поляритонные моды типа 2 - 2' и их интерференция с модами 1 - 1' в области частот  $\omega < \omega_L$  в отличие от кристаллов  $CdS$  (для которого  $\omega_{LT} = 2.0$  мэВ при  $T = 2.0$  К) [5] дают весьма существенный вклад в ПЛ кристалла  $CdTe$ , а в области частот  $\omega > \omega_L$  вклад поляритонов верхней ветви  $I_{2s}^{(0)}(\omega)$  является определяющим, что в привычной картине ЭЛ  $CdTe$  (в кинетическом приближении) ранее не рассматривался.

#### Список литературы

- [1] Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Шепель А.А. // ФТП. 2011. Т. 45. № 7. С. 908.
- [2] Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Шепель А.А. // ФТТ. 2010. Т. 52. № 1. С. 37.
- [3] Парфенюк О.А., Илащук М.И., Уляницкий К.С., Фочук П.М., Стрильчук О.М., Крилюк С.П., Корбутяк Д.В. // ФТП. 2006. Т. 40. № 2. С.148.
- [4] Разиков Т.М., Кучкаров К.М., Эргашев Б.А. // Материалы II Меж.конф. «Оптические и фотоэлектрические явления в полупроводниковых микро- и наноструктурах». Фергана. 2011, 8-9 сентября. Ч.1. С. 129.
- [5] Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. // ФИП. 2010. Т. 8. № 3. С. 250.
- [6] Физика и химия соединений  $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$  / Перевод с английского под ред. С.А. Медведева. М.: Мир, 1970. 624 с.
- [7] Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В., Литовченко В.Г. Оптические свойства полупроводников. Справочник. К.: Наукова думка, 1987. 607 с.
- [8] Пермогоров С. А., Суркова Т.П., Тенишев Л.Н. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 5. С. 897.
- [9] Травников В.В., Криволапчук В.В. // ФТТ. 1982. Т. 24, № 4. С. 961.
- [10] Паносян Ж.Р. // Труды Физического института РАН.1973. № 68. С.147.

УДК 621. 315. 592

### СЛАБАЯ ГИРОТРОПИЯ В СПЕКТРАХ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Ахмадалиев Б. Ж., Юлдашев Н.Х.

Ферганский политехнический институт, Узбекистан. [uzferfizika@mail.ru](mailto:uzferfizika@mail.ru)

Известно [1], что спектр экситон-поляритонной люминесценции (ЭПЛ) гексагональных кристаллов типа  $CdS$  при низких температурах ( $T=2\div 77$  К) обнаруживает узкой спектральной линии дипольно-запрещенного  $A_F$  - ортоэкситона симметрии  $\Gamma_6$ , локализованной вблизи поперечной частоты  $\omega_0$ . Вопрос о природе линии излучения  $A_F$  и ее коротковолнового крыла до сих пор подробно не исследован. Здесь приводятся результаты

численного расчета спектра экситонной люминесценции в окрестности частоты  $\omega_0$  в «запрещенной» геометрии излучения  $\vec{k} \perp \vec{E} // \vec{C}$  ( $\vec{k}$  - волновой вектор,  $\vec{E}$  - напряженность электрического поля,  $\vec{C}$  - оптическая ось кристалла).

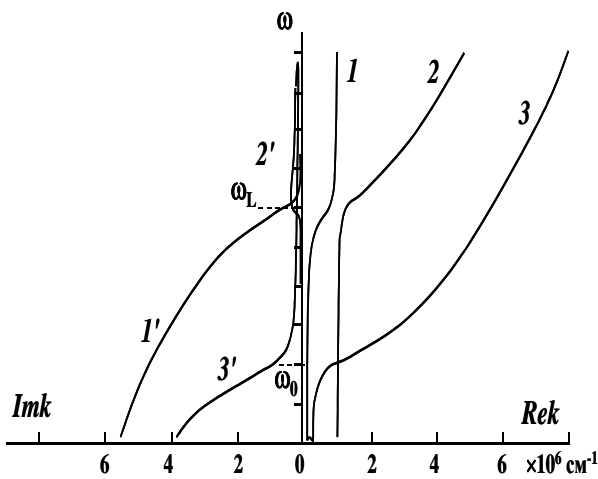


Рис.1. Расчетный спектр гиropolаритонов для кристалла  $CdS$  в геометрии  $\vec{k} \perp \vec{E} // \vec{C}$  с учетом линейных по  $\vec{k}$  - членов при следующих параметрах  $A_{n=1}$  - экситона:  $\omega_0 = 2552.4 meV$ ,  $\omega_{LT} = 2 meV$ ,  $\varepsilon_b = 9.4$ ,  $m_{ex} = 0.9 m_0$ ,  $\hbar\Gamma = 0.1 meV$ .

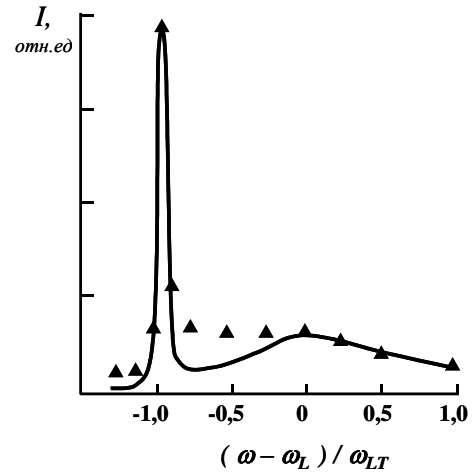


Рис.2. Спектр экситонно-поляритонной люминесценции кристалла  $CdS$  в окрестности  $A_{n=1}$  экситонного резонанса: сплошная линия-теория, треугольники-эксперимент.  $T=4.2$  К. «Возгорание» экситонного состояния

$\Gamma_6$  в поляризации света  $\vec{E} // \vec{C}$  связывается с проявлением эффекта «слабой» гиротропии [2], характерной для кристаллов со структурой вюртцита. На линии излучения  $A_F$  гиротропия возникает в результате смешивания за счет линейных по  $\vec{k}$  - членов в энергетическом спектре экситонов  $A_{n=1}$  и  $B_{n=1}$  состояний симметрии  $\Gamma_1(B)$ ,  $\Gamma_5(A)$  и  $\Gamma_6(A)$ . Используя диаграммную технику Кельдыша Л.В. для матрицы плотности экситонов рассчитали функции Грина  $G_{\beta\lambda}^{++}(\vec{k}, \vec{k}', \omega)$  ортоэкситона  $\Gamma_6$  и поляритонов верхней ветви ( $\beta=2$ ) с поляризаций  $\lambda$ , продольных экситонов ( $\beta=3$ ,  $\lambda=L$ ) состояния  $\Gamma_5$ . В расчете учитывается диссипативное затухание экситона и упругое рассеяние поляритонов.

На рис.1. представлен рассчитанный энергетический спектр  $A_{n=1}$  экситонного резонанса ( $\Gamma_5$  и  $\Gamma_6$  состояний) с учетом затухания и линейных по  $\vec{k}$  - членов в эффективном гамильтониане. Сравнение теоретического и экспериментального спектров экситон - гиropolаритонной люминесценции кристаллов  $CdS$  приведено на рис.2, где сплошная линия – теория, треугольники – эксперимент. Видно, что теория качественно хорошо воспроизводит особенности эксперимента. Небольшое несоответствие их в области продольно-поперечного расщепления, по-видимому, объясняется неупругими рассеяниями поляритонов в рассматриваемые излучающие состояния гиropolаритонов и частотной зависимостью функции распределения исходных поляритонных состояний.

### Список литературы

- [1] Абдукадыров А.Г., Селькин А.В., Сажин М.И., Юлдашев Н.Х. ЖЭТФ. Т.97. №2. сс. 644-662 (1990).
- [2] Ивченко Е.Л., Селькин А.В. ЖЭТФ. Т.76. №5. сс. 1837-1855 (1979).

## **Прикладные вопросы фотоэлектрических явлений в полупроводниковых солнечных элементах и тонкопленочных структурах**

УДК 535.4

### **ФОТОТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ**

Е. Л. Ивченко

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021  
ivchenko@coherent.ioffe.ru*

Исследование фотогальванических эффектов (ФГЭ) в однородных объемных кристаллах без центра инверсии началось в конце 70-ых годов. В 90-ые годы и нулевые годы нового столетия широко развернулись теоретические и экспериментальные исследования фотогальванических эффектов в двумерных системах – в структурах с квантовыми ямами, см. [1,2]. В докладе я сделаю обзор работ по фотогальванике в наноструктурах, выполненных в последние годы нашей теоретической группой совместно с экспериментаторами и теоретиками из других научных коллективов. План доклада включает пять разделов:

- 1) Спин-зависимые и орбитальные механизмы ФГЭ.
- 2) Электронный хруповик в квантовой яме с латеральным нецентросимметричным потенциалом.
- 3) Эффект увлечения и краевые фототоки в графене.
- 4) Чисто спиновые и чисто орбитально-долинные фототоки.
- 5) Обратный эффект – генерация спиновой поляризации электрическим током.

#### **1. Спин-зависимые и орбитальные механизмы ФГЭ**

За исключением раздела 3 речь в докладе пойдет о фотогальванических свойствах структур без центра инверсии. Такие структуры или системы обладают неотъемлемым свойством – возникновением в термодинамически неравновесных условиях направленных макроскопических потоков частиц при воздействии на эти частицы переменной силы с нулевым средним значением. Не вдаваясь в детали, можно сказать, что для микроскопического описания таких эффектов необходимо учитывать асимметрию элементарных процессов: поглощения, рассеяния, релаксации – в системах без центра инверсии. Под асимметрией элементарных процессов понимается наличие слагаемых разной четности в разложении эффективного гамильтониана или матричных элементов квантовых переходов по степеням волновых векторов.

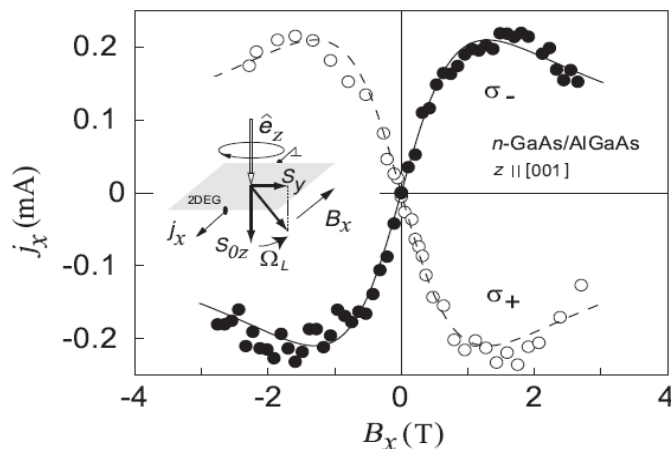


Рис. 1. Ток  $j_x$ , измеренный в зависимости от магнитного поля  $B$  при нормальном падении излучения (длина волны  $\lambda = 148$  мкм), циркулярно поляризованного по правому (светлые кружки) и левому (темные кружки) кругу. Кривые рассчитаны по формуле, описывающей поперечный эффект Ханле [4].

Опыт показывает, что вклад в формирование фототоков могут вносить как спин-зависимые (напр., [3-5]), так и спин-независимые, или орбитальные [6], механизмы. Для иллюстрации на рис. 1 показана зависимость фототока в квантовой яме (001)GaAs/GaAlAs *n*-типа от внешнего магнитного поля **B** при внутризонном оптическом возбуждении циркулярно поляризованным светом. Поглощение света приводит к оптической ориентации спинов электронов вдоль главной оси структуры *z*, магнитное поле **B**  $\parallel$  *x* разворачивает электронный спин в плоскости (*y,z*) и, при наличии компоненты неравновесного спина *s<sub>y</sub>*, релаксация электронов по импульсу приводит к формированию фототока *j<sub>x</sub>*. Сравнение теории с экспериментом позволяет определить время спиновой релаксации электронов  $\tau_s$ .

## 2. Электронный храповик (рэтчет) с латеральным потенциалом

Электронным храповиком называется любая периодическая структура без центра инверсии. Если отсутствие центра инверсии обусловлено микроскопической структурой системы (как в случае кристалла или полупроводниковой квантовой ямы), то направленный нелинейный транспорт обычно связывают с фотогальваническим

эффектом. Об электронном храповике (рэтчет-эффект) говорят, когда речь идет об искусственно приготовленных нецентросимметричных периодических объектах в физике твердого тела или нецентросимметричных объектах в химии и биологии. При этом рассматривают переменное воздействие на систему не только периодической силы, но и стохастического возмущения.

В работах [7-11] представлены результаты детального экспериментального и теоретического исследования эффекта электронного храповика в двумерной полупроводниковой структуре с латеральной периодической сверхрешеткой, см. рис. 2b и 2c. Показано, что наблюдаемая генерация фототоков обусловлена комбинированным действием пространственно периодического двумерного электронного потенциала  $V(x)$  и пространственно модулированного излучения с периодическим ближним полем  $E(x)$ , где *x* – ось, лежащая в плоскости сверхрешетки перпендикулярно вытравленным каналам или металлическим полоскам.

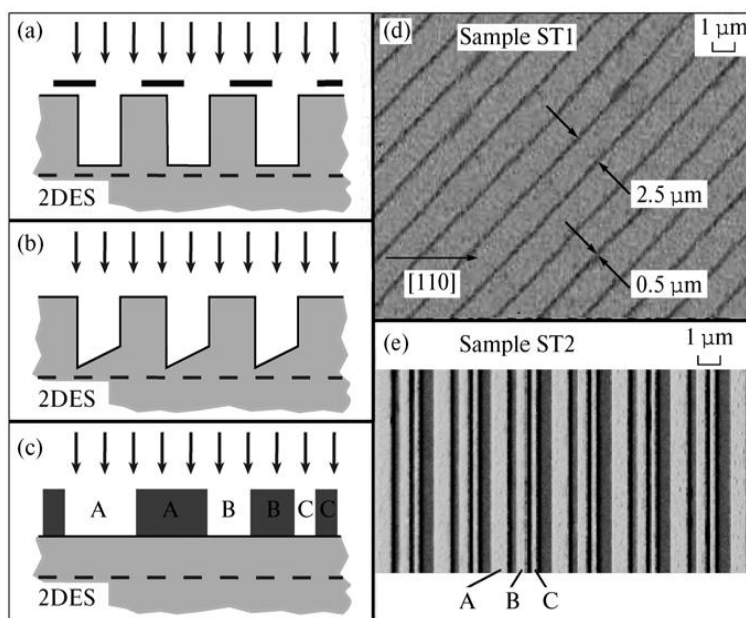


Рис. 2. Схематическое изображение структуры с квантовой ямой (пунктир) и латеральной сверхрешеткой: (а) в покрывающем слое путем травления сформирована периодическая система симметричных каналов, которые покрыты периодической металлической маской со сдвинутой фазой, (б) латеральная сверхрешетка состоит из асимметричных каналов, (с) латеральная решетка образована металлическими полосками (темные прямоугольники) А, В и С трех разных толщин. Вертикальные стрелки символизируют терагерцовое излучение, нормально падающее на структуру. (d) Электронная микрофотография структуры *b*. (e) Электронная микрофотография структуры *c* [8].

## 3. Эффект увлечения и краевые фототоки в графене

В работах [12-14] теоретически и экспериментально изучены фототоки в графене. Графен (в пренебрежении влиянием подложки на его симметрию) обладает центром инверсии, в нем линейный и циркулярный ФГЭ запрещены симметрией и можно наблюдать только эффект увлечения электронов фотонами при наклонном падении излучения [12]. При нормальном падении терагерцового излучения в середину образца графена фототок отсутствует. Однако если световое пятно захватывает край образца, фототок наблюдается и при нормальном падении, это краевой ФГЭ [13].

В объемных кристаллах кубической симметрии токи увлечения, зависящие от знака циркулярной поляризации света, отсутствуют из-за поперечности электромагнитной световой волны. В графене, двумерном нанобъекте, циркулярный эффект увлечения разрешен. При этом носителям заряда одновременно передается и импульс фотона, и проекция его углового момента. Рисунок 3 демонстрирует наблюдение циркулярного эффекта увлечения. Вклад в краевой ток, исследованный в работе [13], также имеет составляющую, зависящую от знака циркулярной поляризации.

#### 4. Чисто спиновые и чисто орбитально-долинные фототоки

Свободные носители в твердом теле, электроны и дырки, обладают отрицательным или положительным зарядом. Кроме заряда, они характеризуются степенями свободы, связанными со спином или долинным вырождением (последнее в случае многодолинных

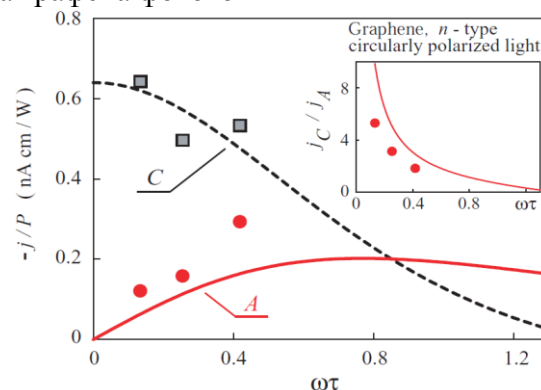


Рис. 3. Частотная зависимость токов увлечения, зависящего от знака циркулярной поляризации (A) и не зависящего от поляризации излучения (C). По оси ординат отложено отношение тока к мощности оптического возбуждения. Точки – эксперимент, сплошная и пунктирная кривые рассчитаны по кинетической теории тока увлечения. На вставке показано отношение токов  $j_C$  и  $j_A$  [12].

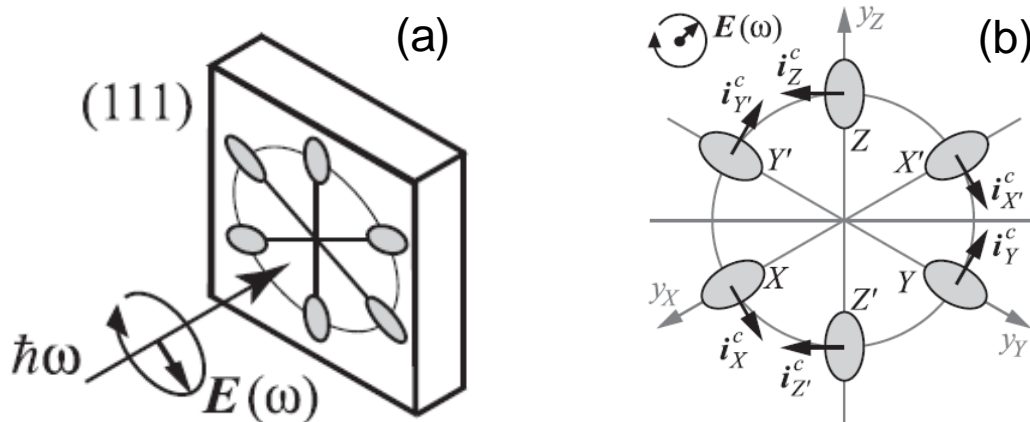


Рис. 4. (a) Нормальное падение циркулярно поляризованного света на Si-МДП структуру, ориентированную вдоль оси [111]. Показаны шесть эквивалентных двумерных долин зоны проводимости. (b) Направления фототоков, возбуждаемых в каждой из шести долин при нормальном падении циркулярно поляризованного света [16].

полупроводников). Наличие этих дополнительных степеней свободы позволяет реализовать распределение свободных носителей в зоне Бриллюэна, при котором суммарный электрический ток отсутствует, но поток носителей с определенным спином или носителей в отдельной долине



отличен от нуля. В первом случае говорят о чисто спиновом токе [15], а во втором – о чисто долинных токах [16].

В графене имеется две эквивалентные долины К и К'. Так как точечная симметрия  $D_{3h}$  группы волнового вектора в точке К не имеет центра пространственной инверсии, то в графене можно возбуждать чисто долинный ток с парциальными токами  $j_K = -j_{K'}$  [17].

## 5. Обратный эффект

В наногетероструктурах типа GaAs/GaAlAs, в которых симметрия разрешает линейное по волновому вектору электрона спин-орбитальное расщепление подзон размерного квантования, возможен обратный ФГЭ, а именно, поляризация электронных спинов при пропускании электрического тока [18]. В работе [19] построена теория спиновой поляризации током в сильном электрическом поле, когда реализуется режим стриминга. В этом режиме распределение носителей по квазиимпульсу имеет вид сигары, один конец которой упирается в точку  $p = 0$ , а другой – в точку  $p_0$ , соответствующую энергии электрона, равной энергии оптического фонона.

Представленные в докладе результаты демонстрируют важную нишу, занимаемую физикой фотогальванических эффектов. Эта область физики образует мостик, соединяющий физику электронного транспорта и оптическую спектроскопию, и подчеркивает единство и органическую связь между физическими явлениями в полупроводниковых наноструктурах.

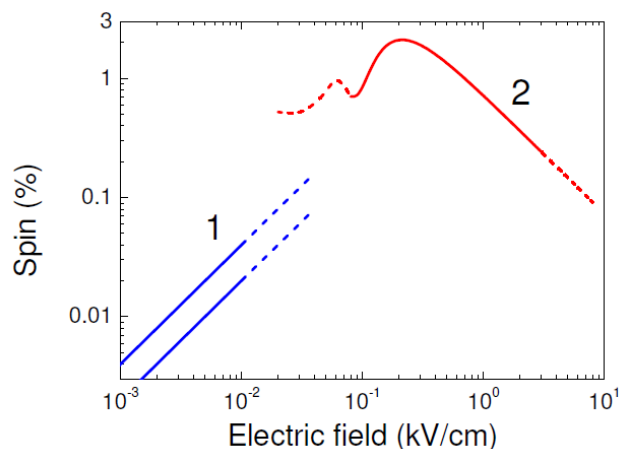


Рис. 5. Наведенная током электронная спиновая поляризация в зависимости от напряженности электрического поля. Кривые 1 рассчитаны в пределе слабого поля при быстрой и медленной энергетической релаксации электронов, кривая 2 – расчет в режиме стриминга. Пунктирные линии представляют результаты на границе применимости развитой теории [20].

Рис. 5. Наведенная током электронная спиновая поляризация в зависимости от напряженности электрического поля. Кривые 1 рассчитаны в пределе слабого поля при быстрой и медленной энергетической релаксации электронов, кривая 2 – расчет в режиме стриминга. Пунктирные линии представляют результаты на границе применимости развитой теории [20].

## Список литературы

- [1] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, Superlattices and other heterostructures: Symmetry and optical phenomena, Springer Series in Solid State Sciences, vol. 110, Springer-Verlag, 1995; 2nd edition 1997.
- [2] E.L. Ivchenko, Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures, Alpha Science Internat., Harrow, UK, 2005.
- [3] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl, Spin-galvanic effect, Nature **417**, 153 (2002).
- [4] S.D. Ganichev, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, P. Olbrich, W. Eder, D.R. Yakovlev, V. Kolkovsky, W. Zaleszczyk, G. Karczewski, T. Wojtowicz, D. Weiss, Spin currents in diluted magnetic semiconductors, Phys. Rev. Lett. **102**, 156602 (2009).
- [5] P. Olbrich, C. Zoth, P. Lutz, C. Drexler, V.V. Bel'kov, Ya.V. Terent'ev, S.A. Tarasenko, A.N. Semenov, S.V. Ivanov, D.R. Yakovlev, T. Wojtowicz, U. Wurstbauer, D. Schuh, S.D. Ganichev, Spin-polarized electric currents in diluted magnetic semiconductor heterostructures induced by terahertz and microwave radiation, Phys. Rev. B **86**, 085310 (2012).
- [6] P. Olbrich, S.A. Tarasenko, C. Reitmaier, J. Karch, D. Plohm, Z.D. Kvon, S.D. Ganichev, Observation of the orbital circular photogalvanic effect, Phys. Rev. B **79**, 121302 (2009).
- [7] P. Olbrich, E. L. Ivchenko, R. Ravash, T. Feil, S. D. Danilov, J. Allerdings, D. Weiss, D. Schuh, W. Wegscheider, S. D. Ganichev, Ratchet effects induced by terahertz radiation in heterostructures with a lateral periodic potential, Phys. Rev. Lett. **103**, 090603 (2009).
- [8] P. Olbrich, J. Karch, E. L. Ivchenko, J. Kamann, B. März, M. Fehrenbacher, D. Weiss, S. D. Ganichev, Classical ratchet effects in heterostructures with a lateral periodic potential, Phys. Rev. B **83**, 165320 (2011).

- [9] Е.Л. Ивченко, С.Д. Ганичев, Ratchet effects in quantum wells with a lateral superlattice, Письма в ЖЭТФ **93**, 752 (2011).
- [10] A.V. Nalitov, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, Ratchet effects in two-dimensional systems with a lateral periodic potential, Phys. Rev. B **86**, 115301 (2012).
- [11] Е.Л. Ивченко, М.И. Петров, Ближнее поле терагерцевого излучения, прошедшего через плоскую нецентросимметричную решетку, ФТТ **56**, 1772 (2014).
- [12] J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Zoth, C. Brinsteiner, M. Fehrenbacher, U. Wurstbauer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S.D. Ganichev, Dynamic Hall effect driven by circularly polarized light in a graphene layer, Phys. Rev. Lett. **105**, 227402 (2010).
- [13] J. Karch, C. Drexler, P. Olbrich, M. Fehrenbacher, M. Hirmer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, B. Birkner, J. Eroms, D. Weiss, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, M. Ostler, T. Seyller, S.D. Ganichev, Terahertz radiation driven chiral edge currents in graphene, Phys. Rev. Lett. **107**, 276601 (2011).
- [14] E.L. Ivchenko, Photoinduced currents in graphene and carbon nanotubes, phys. stat. sol. (b) **249**, 2538-2543 (2012).
- [15] E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, Pure spin photocurrents in low-dimensional structures, Письма в ЖЭТФ **81**, 292 (2005).
- [16] J. Karch, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, J. Kamann, P. Olbrich, M. Utz, Z.D. Kvon, S.D. Ganichev, Photoexcitation of valley-orbit currents in (111)-oriented silicon metal-oxide-semiconductor field-effect transistors, Phys. Rev. B **83**, 121312 (2011).
- [17] L.E. Golub, S.A. Tarasenko, M.V. Entin, L.I. Magarill, Valley separation in graphene by polarized light, Phys. Rev. B **84**, 195408 (2011).
- [18] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Spin orientation by electric current in (110) quantum wells, Phys. Rev. B **84**, 115303 (2011).
- [19] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Spin-dependent phenomena in semiconductors in strong electric fields, New J. Phys. **15**, 125003 (2013).
- [20] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Spin dynamics in semiconductors in the streaming regime, в книге "Advances in Semiconductors Research", Nova Science Publishers, 2014.

УДК 621.315.592

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ, МОРФОЛОГИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК CdTe ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХМПО ДЛЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Крис Ферекидес\*, К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов.

*\*Университет Южный Флорида США*

*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз. г.Ташкент. [Kudrat@uzsci.net](mailto:Kudrat@uzsci.net)*

Исследование морфологических и структурных свойств пленок CdTe осажденных на стеклянных подложках с сканирующим-электронным микроскопом (SEM) JEOL 6400 и анализ дифракция рентгеновских лучей устройства (Philips APD 3720) были выполнены в лаборатории NREL Университете Южный Флорида.

Морфология пленок, полученных ХМПО в потоке газа носителя, главным образом, зависела от интенсивностей молекулярных пучков (ИМП) и их соотношения. Как показано в статье [1], при высоких ИМП  $I_{A,B} > 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  конденсировались аморфные пленки, а при  $I_{A,B} \approx 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  осаждались высококачественные поликристаллические пленки.

Зависимость аморфности и кристалличности пленок от ИМП можно объяснить тем, что при высоких ИМП, конденсирующиеся атомы на поверхности подложки не успевают мигрировать с необходимой скоростью по поверхности. Поскольку каждый конденсирующийся слой атомов находится под давлением следующего поступающего слоя, т.е. каждый поступающий слой молекул ограничивает подвижность молекул предыдущего слоя. Это препятствует образованию кристаллов и приводит к формированию аморфной структуры. Поэтому для получения высококачественных кристаллических пленок необходимо обеспечить

следующее условие: значение плотности падающих потоков должно быть равно значению плотности конденсирующегося потока  $R \approx R_k$ . Этим же обусловлено уменьшение минимальной температуры конденсации кристаллических пленок при малых ИМП. Так как в этом случае вероятность столкновения частиц, попавших на подложку, уменьшается, и следовательно, их поверхностная подвижность возрастает. Поэтому атомы успевают достраивать кристаллическую решетку. В результате образуются кристаллические пленки.

После установления корреляции между кристаллическостью пленок и ИМП компонент, были изучены влияние соотношения ИМП Cd/Te в паровой фазе (отклонения состава пленок от стехиометрии), в узком интервале  $0.8 < I_A/I_B < 1.22$  и толщины пленок на морфологию полученных пленок.

На рисунке 1 (а.б.в) представлены изображения сканирующего - электронного микроскопа (СЭМ) для трех образцов полученных при  $600^{\circ}\text{C}$ . Рис.1.а является изображениям СЭМ для образцов обогащенных кадмием. Эти образцы имели низкую кристаллическую структуру, состоящую из островков с большими редкими структурами. Пленки имеют очень грубую текстуру и прерывистость. Выявляются части подложки между островками. Плохие морфологические свойства этих пленок делают их непригодными для фотовольтаических устройств.

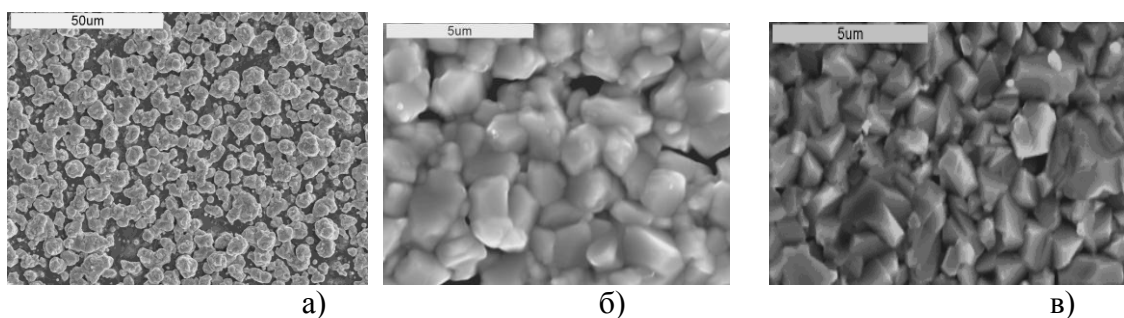


Рис. 1. Растровые снимки сканирующего электронного микроскопа для пленок CdTe различного состава полученных при температуре подложке  $600^{\circ}\text{C}$ . а) Cd/Te  $\sim 1,22$  б) Cd/Te  $\sim 1,01$  в) Cd/Te  $\sim 1,05$ .

Рис. 1.б,в. является изображением (СЭМ) для CdTe пленки с соотношением состава Cd/Te  $\sim 1.01$  и состава Cd/Te  $\sim 1.05$ . Хорошо ориентированной поликристаллической структуры, пленки также имеют желательный размер зерен 3-5 мкм.

Снимки сканирующего электронного микроскопа для пленок различной толщины полученных при температуре подложке  $500^{\circ}\text{C}$  показаны на рисунке 2 (а.б.в). Как видно на рисунке образцы, осажденные на стеклянных подложках с различными толщинами (0.5- 2 мкм), имеют разную микроструктуру - мелкозернистые и крупнозернистые поликристаллы.

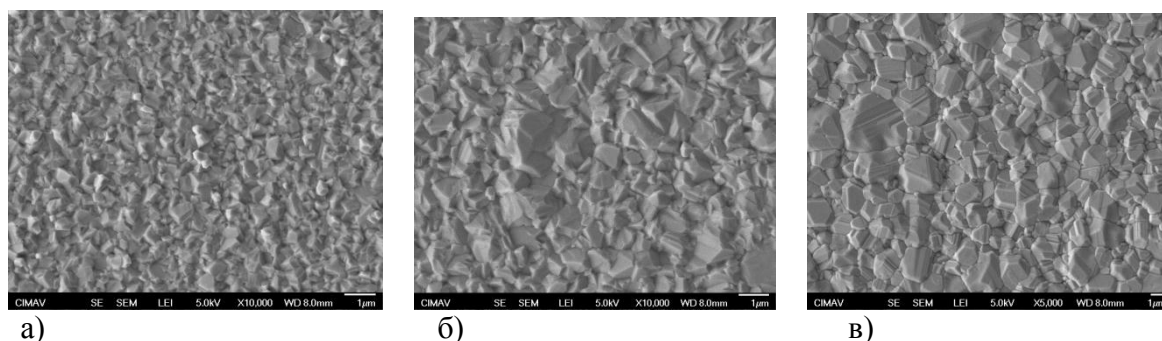


Рис.2. Растровые снимки сканирующего электронного микроскопа для пленки CdTe с близким стехиометрического состава Cd/Te  $\sim 1,0$ ; толщина пленки а)  $d \sim 0,5$  б)  $d \sim 0,7$  в)  $d \sim 1,5$  полученных при температуре подложке  $500^{\circ}\text{C}$  соответственно.

Уменьшение толщины образцов от 2 мкм до 0,5 мкм приводит к уменьшению размера зерен пленок, и образцы имеют мелкозернистые поликристаллы. Размеры зерен пленок имеющие толщине 0,5- 1,0 мкм составляет 0,2-0,5 мкм. Согласно литературным данным, уменьшение толщины образцов, не изменяя температуры подложки, приводит к увеличению плотности границы зерен и ухудшаются электрические свойства материала [2]. При увеличении толщины образцов в процесса роста увеличиваются размеры зерен пленок (2-3 мкм. рис.2.в) и образцы имеют крупнозернистые поликристаллы. Увеличение размера зерен пленки приводит к уменьшению плотности границ зерен, впоследствии улучшаются электрические свойства образцов [2].

Рентгеновские спектры для пленок CdTe с тремя различными составами полученных при температуре подложки  $600^{\circ}\text{C}$  представлены на рис.3.а.в.с. Спектр дифракции рентгеновских лучей для пленок CdTe выращенных в потоке водорода с соотношением различного состава (Cd/Te ~ 0.79, 0.88, 0.94, 1,01, 1,05, 1,08) показаны на рисунке 3. Значения, передающие кристаллическую ориентацию, также обозначены над пиками. Дополнительные пики изображенные на спектре, обусловлены керамической подложкой, на которой была выращена пленка. Рентгеноструктурный анализ подтверждает, что данный пик относится к подложкам. Пики соответствующие оксидной фазе не наблюдались.

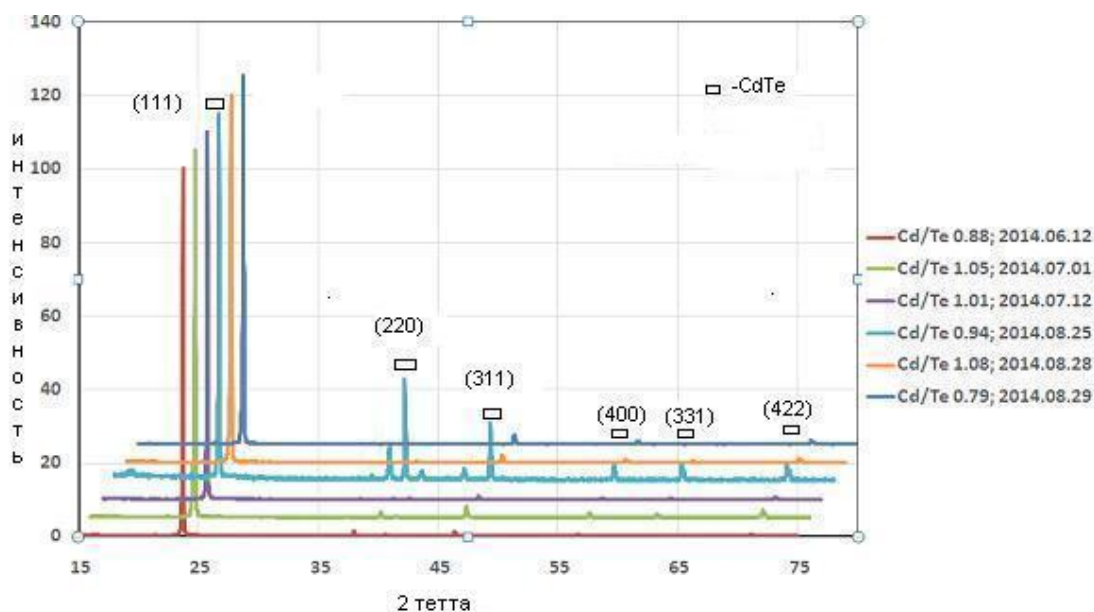


Рис. 3. Рентгеновские спектры для CdTe пленок с различного состава (Cd/Te ~ 0.79, 0.88, 0.94, 1,01, 1,05, 1,08).

Спектры дифракции рентгеновских лучей для всех образцов имеют большой пик при  $2\theta = 23.7^{\circ}$ , который соответствует кристаллографической оси (111). Это показывает, что пленки CdTe были выращены со структурой сфалерита и с ориентацией (111). Также наблюдались пики соответствующие (200), (311) и (422) ориентации (см. Рис 3.). Для образцов с близким стехиометрическим составом изготовленных в потоке водорода преобладают пики с ориентацией (111). Эти образцы CdTe преимущественно ориентированы с постоянной решетки  $a = 6.487 \text{ \AA}$  [3].

Далее были изучены рентгеновская дифракция для образцов полученных при температуре подложки при  $500^{\circ}\text{C}$ .

Рентгеновская дифракция для образцов, полученных при различной толщины, характеризуется присутствием ярко выраженного пика при  $2\theta = 23.7^{\circ}$ . Он соответствует



кристаллографическому направлению (111) и очевидно, что все пленки CdTe имеют сфалеритную структуру. Наблюдались также пики при (220), (311) и (440). Интенсивность этих пиков зависела от толщины образцов. Присутствие в образцах с толщиной 2 мкм пиков (220), (311) и (440) показывает, что для этого образца характерна кубическая решетка с координационным числом 12. Согласно этим результатам, параметр решетки  $a = 6.481 \text{ \AA}$  (точность 0.093%).

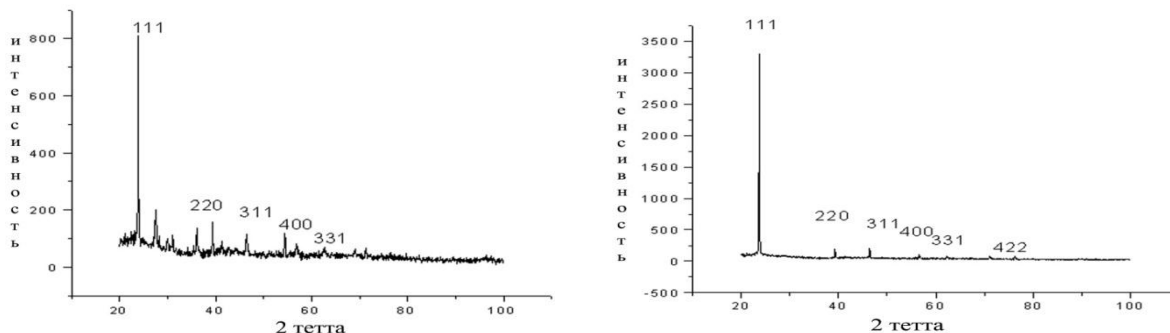


Рис. 4. Рентгеновские спектры для пленок CdTe с различной толщиной.

На основе анализа пленок рентгеноструктурным и сканирующим электронным микроскопом было выявлено, что пленки CdTe близким стехиометрическим составом полученных при температуре подложке  $600^{\circ}\text{C}$  имеют поликристаллическую сфалеритную структуру с ориентацией (111), с размерами зерен 3-5 мкм и однородной толщиной пленок  $\sim 2$  мкм. В то время пленки CdTe стехиометрическим составом полученных при  $500^{\circ}\text{C}$  также имели хорошо ориентированную поликристаллическую структуру, размер зерен составляет 2-3 мкм, но структура пленок более упакованная. Это обуславливает возможность выращивания пленок CdTe с оптимальным составом (рис.1. и рис.3), которые пригодные для изготовления фотовольтаических приборов.

Для исследования электрофизических свойств пленок CdTe проводилось измерение удельного сопротивления, постоянной Холла ( $R_x$ ) и температурной зависимости методом Вандер-Пау.

Электрические параметры этих образцов (значения удельного сопротивления, концентрация носителей заряда, подвижность носителей заряда и тип проводимости) представлены в таблице.1.

Как видно из таблицы 1. образцы составом Cd/Te =0,5 имели p- тип проводимости, а составом Cd/Te =1,16 имели n- тип проводимости, благодаря вакансии кадмия  $V_{\text{Cd}}^{-}$  и вакансии теллура  $V_{\text{Te}}^{++}$  соответственно. В то время, как стехиометрический состав пленок CdTe имеет самое большое удельное сопротивление  $\rho \sim 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

Термообработка раствора  $\text{CdCl}_2$  значительно уменьшала удельное сопротивление стехиометрической пленки CdTe от  $10^9 \text{ ом-см}$  до  $10^6 \text{ ом-см}$ . В то время, как удельное сопротивление образцов, обогащенных Cd и Te невелико изменилось и оставалось в пределах  $\sim 10^6 \text{ ом-см}$ . Эти результаты предполагают, что термообработка  $\text{CdCl}_2$  не всегда приводит к увеличению зерна, в особенности для крупнозернистых пленок, которые были получены методом ХМПО, но она действительно влияет на собственных точечных дефектов теллурида кадмия.

Пленки CdTe можно рассмотреть как компенсирующий материал, содержащий акцепторный уровень  $E_V + 0.15 \text{ eV}$  и уровень донора  $E_C - 0.48 \text{ eV}$ . Физические свойства, в особенности удельное сопротивление пленок CdTe управляется в зависимости от активности этих уровней. Уровень  $E_C - 0.48 \text{ eV}$  вакансии теллура, преобладающая для пленок обогащенных Cd и образцы имели n-тип проводимости. Уровень  $E_V + 0.15 \text{ eV}$  вакансии кадмия, преобладающая для пленок обогащенных Te и образцы имели p-тип проводимости. Мы наблюдали



существенное понижение удельного сопротивления стехиометрических пленок CdTe при обработке CdCl<sub>2</sub>. Это происходит из-за образования нового уровня E<sub>v</sub>+0.15 eV, который связан V<sub>Te</sub><sup>++</sup> вакансия теллура с кислородом [4].

Однако, уменьшение удельного сопротивления пленок CdTe при обработке с раствором CdCl<sub>2</sub> ограничено значением приблизительно ~10<sup>6</sup> Ом·см. Повышение эффективности тонкопленочных солнечных элементов CdS-CdTe требует намного меньше удельного сопротивления. Удельное сопротивление пленок CdTe вплоть до 10<sup>4</sup> - 10<sup>6</sup> ом·см могут быть достигнуты отклонения состава пленок от стехиометрии во время процесса роста методами ХМПО

Таблица 1. Электрические параметры пленок CdTe различного состава до и после обработки в растворе CdCl<sub>2</sub>

Cd/Te	Удель. Соп-ния. ρ, (ом.см)		Подвижность μ, (см <sup>2</sup> /В с )		Концен.нос.заряда n (см <sup>3</sup> )		Тип пров-ти	
	до обрт-ки	после обрт-ки	до обрт-ки	после обрт-ки	до обрт-ки	После обрт-ки	до обрт-ки	после обрт-ки
0,5	1,14 10 <sup>8</sup>	8 10 <sup>8</sup>	410	67,6	1,05 10 <sup>10</sup>	1,16 10 <sup>10</sup>	p	p
1,0	9,1 10 <sup>8</sup>	4,71 10 <sup>6</sup>	35	44,7	2,2 10 <sup>8</sup>	2,97 10 <sup>10</sup>	p	p

#### Список литературы

- [1] T.M.Razykov. Chemical molecular beam deposition of II-VI binary and ternary compound films in gas flow// Applied Surface Science, -1991, v.48/49, N1, p.p.89-92.
- [2] J.D. Major, et al. Control of grain size in sublimation-grown CdTe, and the improvement in performance of devices with systematically increased grain size Solar Energy Materials and Solar Cells, Volume 94, Issue 6, June 2010, pp. 1111.
- [3] T.M. Razykov, K.Sato, T.Shimizu, N.F.Khusainova, K.M.Kouchkarov, A.Troushin. X-ray diffraction analysis of CdTe films of different compositions fabricated by CMBD in hydrogen flow. International. PVSEC- 12, Korea, 2001 pp.539-540.
- [4] T.M.Razykov, N. Amin, B.Ergashev, C.S.Ferekides, D. Y.Goswami, M.K.Hakkulov, K.M.Kouchkarov, K.Sopian, M.Y.Sulaiman, M.Alghoul, H.S.Ullal. effect of the composition on physical properties of CdTe absorber layer fabricated by CMBD for use in thin film solar cells. Journal of Applied Physics, USA, 2012, 112, 023517.

## INVESTIGATION OF POLYCRYSTALLINE SILICON AND CADMIUM TELLURIDE BASED STRUCTURES PROPERTIES

Yu. Vaitkus\*, S. Otajonov\*\*, N. Alimov\*\*

\*Vilnius State University, Litva \*\*Fergana State University, Uzbekistan

Development of micro and nanoelectronics, new technological opportunities of manufacture of complex semiconductor structures promote the further investigation of optical and photoelectric phenomena in active film elements.

Currently oxide and nitride semiconductor and semiconductor films grown on their surface, are widely used in the manufacture of multi-channel photovoltaic converters and other active components of microelectronics, and in particular, optoelectronics. In this case, you can get quality and dielectric layers of semiconductors with deep level. This is easier and cheaper to use not epitaxial and polycrystalline films, spray coated on amorphous substrate.

Semiconductor CdTe films are an important material for the creation of the photoreception devices based on heterostructures working in the nearest (up to 3 microns) and far (8 to 14 microns) IR range. Interest is receiving heterostructures based on photosensitive layers with different types of

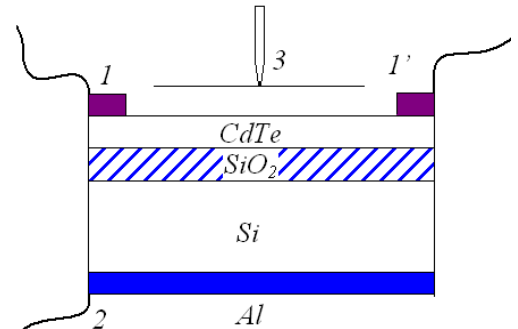
conductivity. Promising is the material of p-type, doped with silver and copper, which give the acceptor level in the band gap with long lifetimes not the main carriers.

Purpose of the work is the research of new photovoltaic properties of the active *CdTe* thin films and heterostructures in with *SiO<sub>2</sub>-Si* in the conditions specific external influences.

Results of experimental research of the photoelectric properties of the texture of the deposited layers of *CdTe - SiO<sub>2</sub> - Si*, etc. allow to develop new devices based on polycrystalline films with controlled properties.

Below examine photosensitivity structures *CdTe - SiO<sub>2</sub> - Si*, that can be used, for example, as the metal - silicon nitride oxide semiconductor (MSNOS) transistor with a polarized dielectric [1,2], allowing electrical rerecording.

Obtained polycrystalline ( grain size is 0.05-0.1 mm) *CdTe* film surface *SiO<sub>2</sub> - Si*. *CdTe* and impurities Ag and Cu were evaporated in a vacuum of  $10^{-5}$  Torr of individual evaporators warmed oxidized surface *Si*. Mutual arrangement of the layers structure *CdTe - SiO<sub>2</sub> - Si* and ohmic contacts to them is shown schematically in fig.1. In this structure, the photosensitivity is controlled by external influences, such as an electric field or corona discharge, which change built-in field in the dielectric. In this case we have an "inverse " type FET *CdTe - SiO<sub>2</sub> - Si*, when managing charge is under the semiconductor layer, the surface is left open.



**Fig. 1.** Mutual arrangement layers of the structure *CdTe - SiO<sub>2</sub> - Si*. 1,2 - contacts, 3 - vibrant contact.

Currently, the electrification by corona discharge is a key way in the sensitizing layer photo-semiconductor industrial electrographic [3].

To crown electrification studied structures experimental setup is used, the block diagram is shown in [3]. Electrification occurs due to the deposition on the surface of the layer of positive or negative ions in the corona discharge. Corona discharge occurs if the metallized surface layer between the Al electrode and the voltage exceeds 6 kV, when embedded in the structure of the field reached 100 V. Charged thus structure *CdTe - SiO<sub>2</sub> - Si* studied the spectra of short-circuit current as a function of the external corona discharge and showed that in the static mode, a shift in the spectra of short wave region (Fig. 2). It turned out that in such a structure of the photosensitive layer can be controlled by an external corona discharge capacity ( based on a " field effect " ), which as it turns out below inch ice, built- induced electric charges in the dielectric.

Fig. 2. shows the spectral dependence of short circuit current ( $I_{sc}$ ) *CdTe* layer for different voltage values of the corona charge are in contact (2) and an electric probe pin (3) to the surface of the semiconductor *CdTe*. It is seen that in the absence of external influences in the spectra of  $I_{sc}(v)$  observed  $I_{sc}$  sign inversion in the vicinity of the energy of a photon equal to  $h\nu = 1,21 eV$  (curve 1) the inclusion of the surface potential of the ring discharge between *CdTe* and silicon layer leads to a significant change in spectral sensitivity short circuit current ( $I_{sc}$ ). If you change the surface potential within its value from 0 to 100 V position inversion of the sign of the short -circuit, shifts in shorter wavelengths area. The maximum of photosensitivity  $I_{sc}$  shifts in shorter wavelengths in the range from 0.93 eV to 1.5 eV. Position of maximum  $I_{sc}$  values increases more than 1000 times in  $\varphi_{sp} = 70 B$  (curve 3)

For a qualitative description of the physical nature of transport phenomena flowing structure *CdTe - SiO<sub>2</sub> - Si* (semiconductor - oxide - semiconductor, ie EPP ) when a voltage is applied to it, consider a model in which the steady-state current is a flow of electrons tunneling from the conduction band of the semiconductor in a deep level of oxidation is in ( and including on the interface trap ). Since the thickness of the silicon oxide in the considered structure  $\approx 0,4 \mu m$ , then, according to our estimates, the first contribution to the total flux is negligible (less than 25%).

Tunneling leakage of carriers of *CdTe* films in the deep levels of silicon oxide leads to a change in the surface state filling. The latter, depending on the integrated charge alters the potential profile of the

structure. Thus, the speed of photogeneration will depend on the built-in charge, i.e. the magnitude of the potential to the corona discharge structure. This means that the amount of the photo - electromotive force is determined by the degree of asymmetry of the potential relief.

For a qualitative description of the physical nature of the kinetic phenomena in the structure of the semiconductor  $CdTe$  - oxide semiconductor  $SiO_2$  -  $Si$  semiconductor can be considered a model based on the theory of MIS (metal-insulator-semiconductor) - transistor. In this case, we mean that the thick ( $\approx 0,4\mu m$ ) oxide layer basic mechanism model of current flow is determined by the Fowler - Nordheim equation [4] and the corresponding current is denoted as

$$j_{FN} = aE^2 \exp \frac{-b\phi^{3/2}}{E},$$

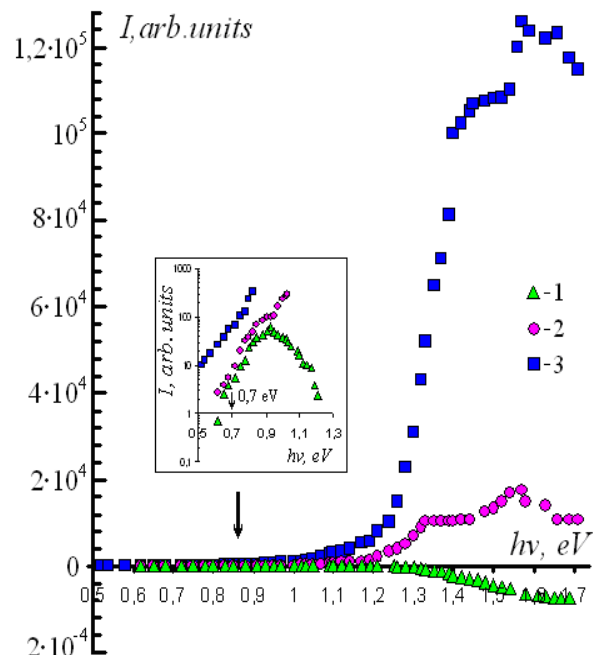
where  $i$  - the emission current density,  $E$  - electric field voltage,  $\phi$ - work function, the functions  $a$  and  $b$  depend on the geometry and the work function, for example, the degree of asymmetry, height, width of the potential barrier. Flow of a carrier must occur: a) by increasing the (because the Poole - Frenkel ) with increasing potential corona charge thermionic emission over the potential barrier ( $j_{FN}$ ) electrons, b) by field emission trapped in the oxide semiconductor carriers in the conduction band  $CdTe$  ( $j_{FN}$ ). Since the contributions to the total current of the above currents differ in magnitude, then the interface is broken the current continuity. Thus, there is thus redundant (non-equilibrium ) carriers lead to the accumulation of charge at the interface. This leads to a redistribution of the internal electric field, which is essential in the formation of the relief of the potential barrier.

When you turn the ring discharge surface potential at the interface of  $CdTe$  films and the dielectric layer occurs tunneling of charge carriers (electrons and holes) of the semiconductor layer in the deep levels of the dielectric. The charge carriers in the film and at the interface depending on the potential change of the charge integrated relief upon photoexcitation so that the layer, they will be generated under the influence of the built-in charge changes the distribution of the generated surface of carriers such that pulls them in the area that is available only weakly absorbing electromagnetic radiation. Therefore, photo EMF arises in the long-wavelength excitation. Asymmetry of barriers is that weakly absorbed radiation generates photo EMF of opposite sign compared with the strongly absorbed radiation. Then, under the influence of the space charge sign inversion photo EMF shifts to shorter wavelengths, and photosensitivity increases in the studied region of the electromagnetic spectrum.

It should be noted that the corona discharge varies considerably deep level activation energy (0.7eV) depending on the potential of the corona discharge.

(see Figure 2 insert). This change is due to the influence of the optical ionization energy of the deep level that is in the space-charge layer at the  $SiO_2$  (as indicated by the experimental results). If the change is due to the Poole -

Frenkel [4], the shifting ( $\Delta W$ ) of level can be estimated by the formula



**Fig. 2.** Spectral depending  $I_{sc}$  structure for  $CdTe-SiO_2-Si$  from the potential magnitude of the corona discharge:  $\phi_{cr} = 0$  V (curve 1), 40 V (2), 70 V (3). The inset shows the photosensitivity spectra of the impurity region of light absorption in a logarithmic scale.

$$\Delta W = e\sqrt{eE/\sqrt{4\pi\epsilon\epsilon_0}},$$

where  $\epsilon$  - the permittivity of *CdTe*,  $e$  - electron charge. Then we estimate the electric field in the vicinity of the defect  $\epsilon = 10^5$  V/cm, which is quite significant.

Situation arising in *CdTe* film under the influence of built-in field corresponds. The model developed for polysilicon FET [5]. Investigated in this work a model is similar to the model [5], if identified with the control electrode of the FET. Therefore, our numerical calculations of the potential distribution in a polycrystalline semiconductor quite applicable for built-in charge of the film *CdTe*. From the results of the calculation of the influence of external fields on a polycrystalline structure that deforms downfield only carrier distribution and strong - leads to a decrease of intercrystalline barriers by combining the volume of the crystallite. These results show that the recessed field can lead to a reduction in the height of the barrier film (at  $U \leq 10B$ ), and even the disappearance of it (if  $U > 60B$ ) (on one of its surfaces) and it then becomes the dominant remaining potential barrier in the other - opposite to its surface region.

Summarizing the results of the analysis that the spectral photosensitivity *CdTe* layer short-circuit current and photo-induced emf can be controlled integrated electric charge dielectric generated by the outer corona discharge potential in the heterostructure *CdTe* (film) - *SiO2* (insulator) - *Si* (semiconductor).

This opens up new possibilities for creating semiconductor devices sensitive to electromagnetic radiation, used as a photosensitive optoelectronic device with spectral response over a wide range of sensitivity. This effect is also associated with completely new possibilities of semiconductor devices with variable spectral characteristics and matching it with the transmitter, which is important for robots (visual robot organ where you need color vision), devices and systems for recording information.

#### REFERENCES

- [1] Krasnikov G.Y. Design and technological features of submicron MOSFETs. M. Tekhnosfera 2002. Part 1. 416.
- [2] Goldman E.I., Zhdan A.G., Chucheva G.V. Transport of free ions on insulator layer and the effects of electron-ion exchange at the interface with the semiconductor-insulator thermally stimulated depolarization ionic Si-MOS structures // FTP. - 1999. - № 8.
- [3] Shustov M.A., Protasevich E.T. Electric-Photo. – Tomsk. 1999. p. 244.
- [4] Юодвиршис А., Микалкявичюс М., Венгрис С. Основы физики полупроводников. Вильнюс. Mokslas. 1978-352с.
- [5] Guerrieri R., Giampolini P., Gnidi A. IEEE Transactions on Electron Devices. 1986., V.ED – 33. № -8., P.1201-1206.

УДК 538.61

### MAGNETIC PROPERTIES RARE EARTH ION $\text{Er}^{3+}$

N.I.Jurayeva, A.K.Mukhamaddiyev

*Tashkent information technologies university Karshi branch*

Introduction. Yttrium orthoaluminate,  $\text{YAlO}_3$  (YAP), has optical, thermal, and mechanical properties that make it attractive as a solid state laser host. The magnetic susceptibility  $\chi$  was measured using a vibrating sample magnetometer. Data were obtained between 78 and 300 K. The sample was oriented along the crystallographic directions of the orthorhombic crystal. In the magnetic experiments the measurement errors of the magnetic susceptibility did not exceed about 1 or 2 %.

General part. Fig. 1 shows the temperature dependence of the inverse magnetic susceptibility  $\chi^{-1}$  measured along the crystallographic directions [010] ( $b$  – axis) and [001] ( $c$  – axis) of the crystal. The figure also includes values obtained at 20 K by Kimura et al. [1] along the same directions. It is clear that the experimental values follow the Curie-Weiss Law over the temperature range 20 K to 300 K,

where the measurements are made well above the magnetic phase-transition (Ne'el temperature), which for measurements made along the  $c$  – axis has been reported as 0.6 K [1]. The maximum magnetic susceptibility of Er:YAP below 100 K is observed along the  $c$  – axis, where the susceptibility  $\chi_c$  is approximately two times greater than the magnetic susceptibility  $\chi_b$  observed along the  $b$  – axis. Despite the decrease in the susceptibility values with increasing temperature, the anisotropic character is preserved in the higher temperature region as well (see also Fig. 1) [2].

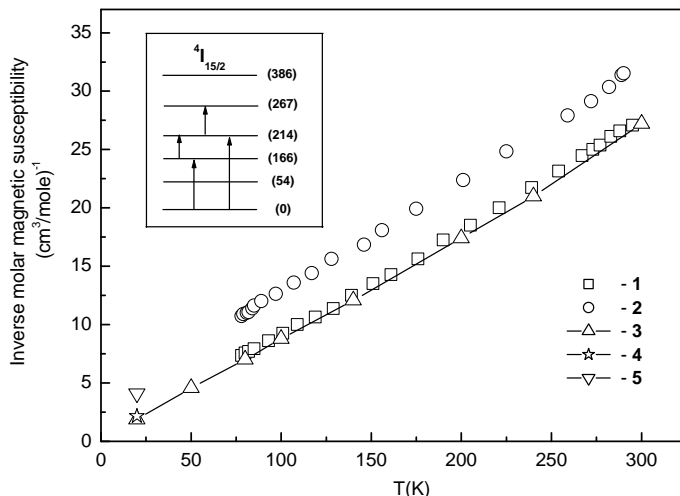
The temperature dependence of the magnetic susceptibilities is associated with magnetic interactions between the  $\text{Er}^{3+}$  ions in a crystal field (CF) having  $C_s$  symmetry and the external magnetic field that leads to a strong anisotropy of the magnetic moment of the rare earth (RE)-sublattice in the orthoaluminate structure of YAP.

This is especially noticed at low temperatures. In addition, there is a contribution to the magnetization of the crystal that arises from the magnetic moments of the RE-sublattice of the  $\text{Er}^{3+}$  ions that is associated with the Van-Vleck mechanism. This effect is due to the “mixing” of excited states of the  $^4I_{15/2}$  multiplet with the ground-state Kramers-doublet when an external field  $H$  is applied [3]. This contribution can be substantial to the anisotropy of the magnetization when the average magnetic moment of the  $\text{Er}^{3+}$  ions in the crystal is affected by the thermally changing populations of the excited Stark levels of the  $^4I_{15/2}$ , relative to the ground-state Kramers-doublet, which defines the value of the Er:YAP magnetization. Generally, the Van-Vleck correction to the magnetic moment of the RE-sublattice is brought about by a “mixing” between the wavefunctions of the excited states of the  $^4I_{15/2}$  multiplet that represent Kramers-doublets at energies of 54, 166, 214, 267 and 386 (all in  $\text{cm}^{-1}$ ) with the wavefunctions of the ground-state Kramers-doublet.

In the temperature region around 300 K the magnetic behavior can be explained by significant contributions from excited states (Stark levels) located at energies  $\sim 166 \text{ cm}^{-1}$ ,  $214 \text{ cm}^{-1}$  and  $(267 \text{ cm}^{-1})$  in the  $^4I_{15/2}$  manifold, which become thermally populated as the temperature is increased. We believe that just these states are “mixed” and are split by the external magnetic field (see inset to Fig. 1) if an external magnetic field  $H$  is directed along the  $c$ -axis of the crystal [2].

It is well to remember that the RE-ions in the orthoaluminate structure occupy two magnetically nonequivalent sites of monoclinic point symmetry  $C_s$ , and that the ions on the two sites are equivalent in the absence of external magnetic field. Consequently, we can choose the  $z$ - axis of the local coordinate system of the  $\text{Er}^{3+}$  ion located at one nonequivalent site so that it will be parallel to the  $c$ -axis of the orthorhombic crystal. At the same time, the local  $x$ - and  $y$ -axes lying in the  $ab$ -plane will be oriented at an angle  $\pm\varphi$  to the  $a$  - axis of the crystal (the  $\pm$  signs belong to the two crystallographically-nonequivalent sites differing by the orientation of the local axes).

The eigenvectors from the crystal-field calculations the molar magnetic susceptibility  $\chi_c^{(m)}$  along the  $c$ -axis. According to Refs. [1] and [3], the corresponding expression can be written (in the local coordinate system of  $\text{Er}^{3+}$ ) as,



**Fig.1** The inverse molar magnetic susceptibility  $\chi_c^{-1}$  Er:YAP in CGS units ( $\text{mole}/\text{cm}^3$ ) as a function of the absolute temperature ( $T$  in K): 1 - experimental data for the  $\text{Er}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{AlO}_3$  crystal measured along the  $c$ -axis [2]; 2 - experimental data for the  $\text{Er}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{AlO}_3$  measured along the  $b$ -axis [2]; 3 – results of the numerical calculations for the  $c$  – axis; 4 and 5 – are data obtained from [1].



$$\chi_c^{(m)} \equiv \chi_z^{(m)} = g_0^2 \mu_B^2 \frac{N_A}{Z_0} \sum_{n=1}^8 \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \left[ \frac{|\langle n | \hat{J}_z | n \rangle|^2}{kT} + 2 \sum_{m \neq n} \frac{|\langle n | \hat{J}_z | m \rangle|^2}{E_m - E_n} \right] \quad (1)$$

Using the wave functions, we can evaluate Eq. (1) to yield,

$$\chi_c^{(m)} = \frac{3}{8} \left[ \frac{28,41\rho_1 + 23,41\rho_2 + 23,82\rho_3 + 25,3\rho_4 + 19,56\rho_5 + 4\rho_6}{T} + 0,00092(\rho_1 - \rho_3) + \right. \\ \left. + 0,0459(\rho_1 - \rho_4) + 0,4744(\rho_3 - \rho_4) + 0,0266(\rho_4 - \rho_5) \right] \quad (2)$$

In these equations,  $g_0 = 6/5$  is the Lande factor of the  $^4I_{15/2}$  manifold;  $N_A$  is Avogadro's number;

$$\frac{N_A \mu_B^2}{3k} = \frac{1}{8} (\text{cm}^3 \cdot \text{K} / \text{mole}); \quad Z_0 = \sum_{n=1}^8 \exp(-E_n / kT);$$

$m \neq n$ ;  $E_n$  and  $E_m$  are the energies of the “mixing” states;

$|n\rangle$  and  $|m\rangle$  are the wavefunctions of the degenerate Stark sublevels of the Kramers doublets.

In Eq. (2), which is valid over the temperature range between 20 K and 300 K,  $\rho_1$  is the Boltzmann population of the Stark sublevels of the ground state Kramers doublet, and  $\rho_{2-6}$  are the Boltzmann populations of Kramers doublets at energies: 54, 166, 214, 267, 386 (all in  $\text{cm}^{-1}$ ), respectively.

The temperature dependence of the inverse molar magnetic susceptibility calculated from Eq. (2), is plotted in Fig. 1. The inset in the figure presents a schematic diagram of the Van Vleck “mixing” between states representing the six lowest-energy degenerate Kramers doublets of the  $^4I_{15/2}$  manifold. There is good agreement between the experimental and calculated values of the molar magnetic susceptibility covering the temperature range between 20 K and 300 K.

At the same time the components of the magnetic moment of the RE-sublattice along the  $b$  - and  $a$  - axes are determined by the  $x$  - and  $y$  - components of the magnetic moment of the ion in the local coordinate system, and as well as by the value of the angle  $\varphi$ , written as:

$$\begin{aligned} M_a &= M_x \cos \varphi + M_y \sin \varphi \\ M_b &= M_x \sin \varphi + M_y \cos \varphi \end{aligned} \quad (3)$$

where,  $M_{x,y} = \chi_{x,y} H$  and the corresponding expression for the molar magnetic susceptibility  $\chi_x^{(m)}$  and  $\chi_y^{(m)}$ , can be written (in the local coordinate system of  $\text{Er}^{3+}$ ) as,

$$\chi_{x,y}^{(m)} = g_0^2 \mu_B^2 \frac{N_A}{Z_0} \sum_{n=1}^8 \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \left[ \frac{|\langle n | \hat{J}_{x,y} | \tilde{n} \rangle|^2}{kT} + 2 \sum_{m \neq n} \frac{|\langle n | \hat{J}_{x,y} | \tilde{m} \rangle|^2}{E_m - E_n} \right] \quad (4)$$

where,  $|n\rangle$  and  $|\tilde{n}\rangle$  are the Kramers conjugate wavefunctions of the degenerate Stark sublevels of the Kramers doublet;  $|n\rangle$  and  $|\tilde{m}\rangle$  are the Kramers conjugate wavefunctions of the “mixing” states of Kramers doublets.

However, the numerical calculation of the temperature dependence of the  $\chi_a^{(m)}$  and  $\chi_b^{(m)}$  susceptibilities in Er:YAP is complicated by the fact that in  $C_s$  symmetry each Kramers doublet is characterized by its own local coordinate system as well as by a value of the angle  $\varphi$  [1]. In this situation we can determine a value for  $\varphi$  only for the ground Kramers doublet at temperature 20 K where the populations of the excited Kramers doublets in the  $^4I_{15/2}$  manifold are minimal. Indeed, using the measured values of the molar magnetic susceptibilities  $\chi_a^{(m)} = 0.31$  ( $\text{cm}^3/\text{mole}$ ) and  $\chi_b^{(m)} = 0.276$  ( $\text{cm}^3/\text{mole}$ ) at  $T = 20$  K from Ref. [4] and values for  $\chi_x^{(m)} = 0.384$  ( $\text{cm}^3/\text{mole}$ ) and  $\chi_y^{(m)} = 0.036$  ( $\text{cm}^3/\text{mole}$ ) calculated from Eq. (4), we obtain a value of  $\varphi = \pm 39.6$  degrees for the ground Kramers doublet of the  $^4I_{15/2}$  manifold in Er:YAP. This value is in good agreement with that found for  $\text{Er}^{3+}$  in the

orthoferrite structure reported by Wood *et al* [5], and further provides independent support regarding the validity of the results obtained from the crystal-field splitting calculations used to interpret the spectroscopic data.

Summary. The calculated susceptibilities along the *b*-, and *c*-, axes are in good agreement with the measured values, indicating the importance of the contribution due to Van Vleck paramagnetism.

These materials are becoming increasingly attractive as components in magneto-photonic devices and magnetic refrigeration.

### References

- [1] H. Kimura, T. Numazawa, M. Sato, T. Ikeya, and T. Fukuda, *J. Appl. Phys.* **77**, 432 (1995).
- [2] John B. Gruber, Sreeranjini Chandra, Dhiraj K. Sardar, Uygun V. Valiev, Nafisa I. Juraeva, and Gary W. Burdick. Modeling Optical Spectra and Van-Vleck Paramagnetism in  $\text{Er}^{3+}:\text{YAlO}_3$ // *Journ. of Appl. Phys.* – 2009 - Vol. 105 - pp. 023112(1) – 023112(13)
- [3] A.K. Zvezdin, V.K. Matveev, A.A.Mukhin, and A.I. Popov, *Rare-Earth Ions in Magnetically Ordered Crystals* (Akad. Nauk. SSSR, Moscow, 1985).
- [4] N.P. Kolmakova, I.B. Krynetskii, M.M. Lukina, and A.A. Mukhin, *Phys. Status Sol. (b)* 159, 845 (1990).
- [5] D.L. Wood, L.M. Holmes, and J.P. Remeika, *Phys. Rev.* 185, 689 (1969).

УДК. 539.1.074

### СИСТЕМЫ Si(Li) p-i-n – ФОТОДЕТЕКТО-ПЛАСТМАССОВЫЙ СЦИНТИЛЛЯТОР

\*Р.А. Муминов, \*С.А. Раджапов, \*Ё.К. Тошмурадов,  
\*Ш.А. Сайфуллоев, \*\*Муллағалиева Ф.Г.

\*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, г.Ташкент, Узбекистан.

\*\*Специализированное конструкторско-технологическое бюро при институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, г.Ташкент, Узбекистан.

E-mail: [fmullagalieva@mail.ru](mailto:fmullagalieva@mail.ru)

Последние годы, широко используемые детекторы типа сцинтиллятор - ФЭУ обладают недостатками, это небольшой динамический диапазон линейности характеристик, высокое напряжения питания, значительные габариты и вес, малая эффективность регистрации мало интенсивных низкоэнергетических излучений.

Настоящей работа посвящена технологии изготовления системы сцинтиллятор - Si(Li) p-i-n фотодетектор больших размеров. Разработанные и изготовленные системы сцинтиллятор-фотодетектор имеют динамический диапазон линейности характеристик, малые габариты и вес, низкое электрические питание. Увеличение площади фотодетектора позволит измерять широкий диапазон энергии излучения от 10 кэВ до 10 МэВ.

Si(Li) p-i-n фотодетекторы изготавливались из кремния p-типа ( $\rho=1-5$  кОм.см) с высоким временем жизни неосновных носителей заряда кремния, выращенных методом зонной плавки, по специальной кремний-литиевой технологии [1]. На пластины кремния прямоугольной или круглой формы проводилась диффузия лития на глубину 30 мкм при температуре  $T = 380^\circ\text{C}$ . Дрейф ионов лития осуществлялся при температуре  $T = (80\div 90)^\circ\text{C}$  и напряжении  $U=100\text{В}$ , с последующим выравнивающим дрейфом при температуре  $T = 60^\circ\text{C}$  и напряжении  $U = 30\text{В}$  [2]. После проведения полной компенсации кремния, весь кристалл с размерами чувствительной области  $20\times 15\times 0,3\text{мм}$  подвергался химико-технологической обработке в целях обеспечения минимальных толщин «мертвых» слоев входного, выходного окон и обратного тока утечки для минимизации шумов детектора. Затем Si(Li) p-i-n структура помещалась в корпус, методом вакуумного напыления наносились контакты  $\text{Al}(1000\text{А}^\circ)$  и  $\text{Au}(\sim 200\text{А}^\circ)$  и с помощью смазки с оптимизированными оптическими параметрами соединялся с пластмассовым сцинтиллятором с размерами  $40\times 40\times 20\text{мм}$ .

На рис.1. показано конструкция системы сцинтиллятор - Si(Li) p-i-n фотодетектор

В изготовленных системах сцинтиллятор - Si(Li) p-i-n фотодетектор при температуре  $T = 25^{\circ}\text{C}$  рабочем напряжении  $U_{\text{обр}} = (18-30)\text{В}$  имеют темновой ток  $I = 25-40\text{ нА}$ , емкость  $C = 320\text{ пФ}$ , шумы  $E_{\text{ш}} = 8-12\text{ кэВ}$ , энергетическое разрешение по  $^{137}\text{Cs}$  с энергии  $E_{\gamma} = 662\text{ кэВ}$  составляет (8-10)%.

Электрофизические характеристики показали, что фотодетекторы могут работать в режиме полного обеднения области обычного заряда Si(Li) p-i-n структуры. Это позволит использование их в сложных детектирующих системах, включающих два сцинтиллятора, сочленённых с фотодетектором с обеих сторон, причём, в принципе, состав и геометрия их могут меняться в зависимости от решения конкретных задач[3-5].

Исследования электрофизических и радиометрических характеристик системы сцинтиллятор - Si(Li) p-i-n фотодетекторы показали, что разработанные устройства пригодны для дозиметрии и спектрометрии заряженных частиц в широком энергетическом диапазоне от малых  $\sim 10\text{ кэВ}$  и до больших до  $\sim 10\text{ МэВ}$ [3,4].

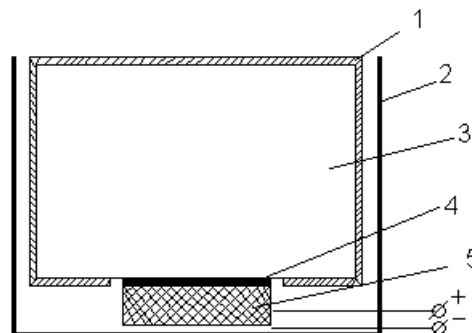


Рис 1. Сцинтиллятор - Si(Li) p-i-n фотодетектор в разрезе 1- Al фольга  $d = 50\text{ мкм}$ , 2- общий корпус системы СЦ- Si(Li), 3- пластмассовый сцинтиллятор 4- специальная оптическая смазка 5- Si(Li)-p-i-n детектор

#### Список литературы

- [1] Азимов С.А., Муминов Р.А., Шамирзаев С.Х. Яфасов А.Я. «Кремний-литиевые детекторы ядерного излучения». Ташкент: Фан, 1981.-257с.
- [2] S.A.Radzhapov «A Versatile Spectrometer Based on a Large-Volume Si(Li) p-i-n Structure» Instruments and Experimental Techniques.- New York, 2007, Vol. 50, No. 4, pp. 452-454.
- [3] Муллағалиева Ф.Г., Муминов Р.А., Раджапов С.А. . Исследование электрофизических и радиометрических характеристик системы Si(Li)p-i-n-фотодетектор-пластмассовый сцинтиллятор // 6th International Physical Electronics Conference. October 23-25 2013.
- [4] Муллағалиева Ф.Г., Раджапов С.А. Детекторы рентгеновского и гамма излучения на основе сцинтиллятор-фотодетектор большой площади // 9-я Международная конференция ядерная и радиационная физика 24-27 сентября 2013 года, Алматы, Республика Казахстан. стр.188.
- [5] Муллағалиева Ф.Г., Салуи Е.А., Раджапов Б. С., Максудов А.У Разработка и изготовление Si(Li) p-i-n – фотодетекторов. //Меж.конф. «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» посвященная 70-летию Физико- технического института НПО «Физика-Солнце» АН РУз, 14-15 ноября, 2013, Ташкент.

## К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ФОТОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ РАЗМЕРНО КВАНТОВАННОЙ СТРУКТУРЕ

Р.Я. Расулов, Б.Б. Ахмедов, М. Кучкаров, В.Р. Расулова, М. Маматова

Ферганский ГУ, г. Фергана. [r\\_rasulov51@mail.ru](mailto:r_rasulov51@mail.ru)

*Theoretically analyzed the optical transitions between the conduction band and valence band. In the dipole approximation to calculate the temperature and frequency dependence of the current drag effect of electrons by phonons. The momentum of a photon is taken into account only in the delta function.*

В настоящее время как теоретически, так и экспериментально более подробно изучено поглощение света в полупроводниках с размерно-квантованными ямами, обусловленное междузонными оптическими переходами между размерно квантованными подзонами зоны проводимости и валентной зоны, а внутризонному поглощению, связанному с оптическими переходами между размерно квантованными состояниями подзон легких и тяжелых дырок, посвящено сравнительно мало работ. Этому вопросу и посвящено данное сообщение.

Ниже рассмотрено поглощение света полупроводниковой размерно- квантованной яме, связанное как с оптическими переходами между ветвями легких и тяжелых дырок, так и между размерно квантованными подзонами, обусловленное прямыми оптическими переходами. Для того, чтобы выяснить основные черты поглощения света, рассмотрим простейший (изотропный) случай бесконечно глубокой симметричной ямы. Учтем, что в квантовой яме появляется дополнительный механизм внутризонного поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами свободных носителей между подзонами, которые формируются за счет размерного квантования. При расчете вклада этих переходов в коэффициент поглощения света нужно в формуле для коэффициента поглощения в объемных кристаллах учесть частичное заполнение состояний. Тогда для симметричной квантовой ямы выражение для коэффициента однофотонного поглощения света в размерно квантованной яме с шириной  $a$  можно написать в виде

$$K^{(1)} = \frac{2\pi\omega}{I} \sum_{\substack{\vec{k}_\perp; mm', \\ l'l', vv'}} |M_{l'm'v',lmv}^{(1)}|^2 \Delta_{l'l'} \delta(E_{l'v\vec{k}_\perp} - \hbar\omega - E_{lv\vec{k}_\perp}) \quad (1)$$

где  $\Delta_{l'l'} = \frac{f_{lv\vec{k}_\perp}^{(0)} - f_{l'v\vec{k}_\perp}^{(0)}}{[1 + 4\hbar^{-2}T_l T_{l'} |M_{l'v'm',lmv}^{(1)}|^{1/2}]}$ ,  $M_{l'v'm',lmv}^{(1)}$  -матричный элемент однофотонного оптического перехода  $|l'v'm'\rangle \rightarrow |lv m\rangle$ ,  $T_l$  - время выхода из резонансной области дырок ветви  $l'$ ,  $E_{lv\vec{k}_\perp}$  - энергетический спектр,  $f_{lv\vec{k}_\perp}^{(0)}$  -равновесная функция распределения дырок (с учетом размерного квантования),  $\delta$ -функция описывает закон сохранения энергии,  $k_\perp$  -двумерный волновой вектор дырок<sup>2</sup>. Здесь учли, что состояния носителей тока размерно квантованы по оси  $z$ , а по остальным направлениям они остаются блоховскими.

В приближении  $k_\perp a \ll \sqrt{\pi m}$  применимо описание в рамках эффективных масс энергетический спектр дырок можно представить в виде  $E_{lv\vec{k}_\perp} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_l^{(n)} a^2} + \varepsilon_l n^2$ , где  $\varepsilon_l = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_l a^2}$ ,

$n = 1, 2, 3, \dots$ ,  $\tilde{\beta}^2 = \frac{m_{lh}}{m_{hh}}$ ,  $\frac{1}{m_l^{(n)}} = \frac{1}{m_l} \left[ 1 + \frac{3\tilde{\beta} \cos(\pi n \tilde{\beta}) - (-1)^n}{\pi \nu \sin(\pi n \tilde{\beta})} \right]$  - эффективная масса легких дырок ( $l = lh$ ) в полупроводниковой квантовой яме. Эффективная масса для тяжелых дырок ( $l = hh$ ) получается из последнего соотношения заменой в ней  $\tilde{\beta}$  на  $1/\tilde{\beta}$  и  $m_{lh}$  на  $m_{hh}$ , где  $m_{lh}$  ( $m_{hh}$ )-объемная эффективная масса легких (тяжелых) дырок.

В дальнейшем учитываем, что энергетический спектр  $E_{lv\vec{k}_\perp}$  вблизи точки вырождения зон описывается гамильтонианом Латтинжера, тогда выражение для матричного элемента скорости можно представить, как

$$\vec{e}\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \vec{e} \vec{\nabla}_{\vec{k}} H = Q_{\alpha\beta} e_\alpha k_\beta, \quad (2)$$

<sup>1</sup> Слагаемое, пропорциональное величине  $T_l$ , описывает вклад эффекта Раби [10] в рассматриваемое явление, который здесь не учтен. Этому вопросу будет посвящена отдельная работа.

<sup>2</sup> Ради простоты, в дальнейшем, не будем учитывать влияние размерного квантования на величину  $T_l$  и вклад эффекта Раби на коэффициент поглощения света. Так можно поступить в области малых интенсивностей. Учет этих вкладов требует отдельного рассмотрения.

где  $Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{\hbar m_0} \left\{ \left[ \left( \gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma_2 \right) - 2\gamma J_\alpha^2 \right] \delta_{\alpha\beta} - (1 - \delta_{\alpha\beta}) 2\gamma [J_\alpha J_\beta] \right\}$ ,  $m_0$  - масса свободного электрона,  $\gamma = (2\gamma_2 + 3\gamma_3)/5$ ,  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  - параметры Латтинжера,  $J_\alpha (\alpha = x, y, z)$  - матрицы (с размерностью  $4 \times 4$ ), соответствующие моменту  $3/2$ ,  $\vec{p} = m_0 \vec{v}$  - оператор импульса.

При низкой температуре функция распределения описывается  $\Theta(E - E_F)$  функцией ( $E_F$  - химический потенциал дырок), где не учтена зависимость  $e^{\frac{E_F}{k_B T}} = \sum_{l=lh, hh; n=1,2,3} \frac{\hbar^2 p}{k_B T m_l^{(n)}} \exp \left[ -\frac{\varepsilon_l}{k_B T} n^2 \right]$ ,  $p$  - двумерная концентрация дырок. В этом случае спектр межподзонного поглощения представляет собой набор относительно узких пиков, соответствующих переходам  $hl \rightarrow hn$ ,  $ln$  (см., например, рис.1). Каждый из пиков ограничен областью энергий  $\hbar\omega$  между  $E_h^{(v)} - E_h^{(1)}$  (или  $E_l^{(v)} - E_l^{(1)}$ ) и  $E_h^{(v)}(k_F) - E_F$  (или  $E_l^{(v)}(k_F) - E_F$ ), где  $\hbar k_F$  - квазиимпульс Ферми.

В общем случае коэффициент поглощения света в структурах  $p-GaAs/AlGaAs$  с квантовой ямой с бесконечно высокими барьерами будем определять с помощью формул (1-8) и выражения для симметричной волновой функции <sup>3</sup>

$$\Psi_s = N \exp[i(k_x x + k_y y)] \begin{bmatrix} C(z) \\ i\sqrt{3}W_+ o_+ S(z) \\ -\sqrt{3}W_+ o_+^2 C(z) \\ i\eta o_+^3 S(z) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где  $o_\pm = \frac{k_x \pm ik_y}{k_\perp \sqrt{2}}$ ,  $C(z) = \cos(q_h z) - \frac{c_h}{c_l} \cos q_l z$ ,  $c_{h,l} = \cos q_{h,l}$ ,  $S(z) = \sin(q_h z) - \frac{s_h}{s_l} \sin q_l z$ ,  $s_{h,l} = \sin q_{h,l}$ ,

$\eta = \sqrt{\frac{W_+(W_+ - 1)}{W_-(1 - W_-)}}$ ,  $N = [(1 + 3W_+) \Re_{cc} + (1 + 3W_-) \Re_{ss}]$  - нормировочный множитель,  $\Re_{cc} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} C^2(z) dz$ ,

$\Re_{ss} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} S^2(z) dz$ ,  $q_{h,l} = \frac{k_{2,1} a}{2\pi}$  - величины, определяемые как решения секулярного уравнения, с

помощью которого можно определить энергетическую зонную структуру квантовой ямы, ось  $z$  выбрана в единице  $a$  остальные обозначения общеизвестные. Тогда при  $\vec{e}_\perp z$  коэффициент поглощения линейно поляризованного излучения будет определяться выражением:

$$K = \sum_{l=lh, hh; v=1,2,3} \frac{8\pi^2 e^2}{c n_\omega a S} \left[ |\vec{e}_\perp \vec{v}_\perp|_{l,v;l',v'} \right]^2 (f_{l,v} - f_{l',v'}) \delta [E_{l',v'}(\vec{k}_\perp) - E_{l,v}(\vec{k}_\perp) - \hbar\omega], \quad (4)$$

$$|\vec{e}_\perp \vec{v}_\perp|_{l,v;l',v'} = \frac{2B}{\hbar} k \left\{ \begin{array}{l} e_+ o_- \left[ \Re_{cc}^{v'v} (1 - 3W_+^{(v)}) + \eta^{(v)} \eta^{(v')} \Re_{ss}^{v'v} (1 - 3W_-^{(v)}) + 3\eta^{(v)} \Re_{sc}^{v'v} \frac{1}{k} (W_+^{(v)} - W_-^{(v)}) \right] + \\ + e_- o_+ \left[ \Re_{cc}^{v'v} (1 - 3W_+^{(v)}) + \eta^{(v)} \eta^{(v')} \Re_{ss}^{v'v} (1 - 3W_-^{(v)}) - 3\eta^{(v)} \Re_{sc}^{v'v} \frac{1}{k} (W_+^{(v)} - W_-^{(v)}) \right] \end{array} \right\} N^{(v)} N_{(v)},$$

<sup>3</sup> Антисимметричная волновая функция можно получить из (5), применяя к ней последовательно операции инверсии координат и времени.



где  $\Re_{LQ}^{v'v} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} Q^{(v)}(z)L^{(v)}(z)dz$ ,  $L^{(v)}(z)$  и  $Q^{(v)}(z)$  один из выражений  $C^{(v)}(z) \equiv C(z)_{q_{h,l}=q_{h,l}^{(v)}}$  или  $S^{(v)}(z) \equiv S(z)_{q_{h,l}=q_{h,l}^{(v)}}$ ,  $q_{h,l}^{(v)} = q_{h,l}(E \rightarrow E^{(v)})$ . На рис.2 представлена частотная зависимость коэффициент поглощения, обусловленного переходами между подзонами размерного квантования дырок в *p-GaAs* и рассчитанного на ЭВМ по формуле (10) с учетом (11) при  $T=78$  К,  $p = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Из рис.2 видно, что при повышении температуры до  $T=200$  К высота пиков, в зависимости от частоты света, уменьшается в несколько раз, а областях между ними коэффициент поглощения света становится отличным от нуля. в отличие от второго и последующих пиков, которые сильно уширяются, у первого пика ( $h1 \rightarrow h2$ ) как длинноволновый, так и коротковолновый край остается резким. При  $p = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и дырочных масс  $m_{hh} = 0,51m_0$ ,  $m_{lh} = 0,082m_0$  в объемном полупроводнике и ширины ямы  $a = 200 \text{ \AA}$  центру первого пика поглощения в поляризации  $\vec{e} \perp z$  отвечает энергия  $\hbar\omega = 5 \text{ мэВ}$ , а ширина пика  $\approx 1 \text{ мэВ}$ .

Далее исследован эффект увлечения фотонами (ЭУФ) в бесконечно глубокой квантовой яме, где рассмотрены дипольные междузонные оптические переходы при наклонном к стенке ямы (ху) падении света с вектором поляризации, направленной по оси х (s-поляризации). Тогда разрешены оптические переходы между состояниями одинаковой четности. Оптические переходы между состояниями различной четности будут разрешены в том случае, если вектор поляризации света направлен по оси размерного квантования.

Отметим здесь, что при расчете фототока матричный элемент оптического перехода между валентной зоной и зоной проводимости выбран в дипольном приближении (с учетом волнового вектора фотона) и учтен *g*-фактор дырок, а  $J_\alpha$ -матрицы углового момента выбраны в базисе Латтинжера-Кона.

Получено выражение для коэффициента поглощения линейно поляризованного света с s-поляризацией, соответствующего оптическим переходам между симметричными и антисимметричными размерно-квантованными состояниями зоны проводимости и валентной зоны, где пренебрегали вклады индуцированных оптических переходов из зоны проводимости в валентную зону. Показано, что ток увлечения, обусловленный оптическими переходами между размерно-квантованными состояниями подзон легких и тяжелых дырок валентной зоны полупроводника определяется коэффициентом поглощения света и двумерным волновым вектором, определяемым законом сохранения энергии  $k_\perp^{(0)} = \mu_l \hbar^{-2} [\hbar\omega - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_l L^2} (n'^2 - \frac{m_l}{m_h} n^2)]^{1/2}$ , где  $\mu_l^{-1} = m_l^{(n')^{-1}} - m_h^{(n)^{-1}}$ ,  $m_l^{(n')}$  ( $m_h^{(n)}$ )-эффективная масса дырок ветви  $l$ ,  $n'$ ,  $n$ -номера размерного квантования.

При расчетах тока ЭУФ, простоты ради, сначала можно предположить, что вероятности оптических переходов зависят от импульса фотона лишь за счет его учета в законах сохранения энергии и импульса. При этом пренебрегается зависимость квадрата матричного элемента оптических переходов от волнового вектора фотона и не учтен вклад в составной матричный элемент взаимодействия магнитного поля световой волны с угловым моментом электронов (дырок), которые являются предметом отдельного исследования.

А также в размерно-квантованной структуре: а) в том случае когда де-Бройловское движение носителей тока происходит в плоскости, перпендикулярной к оси размерного квантования, тогда их энергетический спектр имеет сложный вид; б) в силу того, что характеризующая движению носители тока волновая функция в размерно-квантованной

структуре не будет обладать центральной симметрией, у системе носителей тока появляется электрический момент  $\vec{P}$ , благодаря чему, система будучи помещенным в электрическое поле электромагнитной волны приобретает дополнительную энергию, пропорциональную  $\vec{P}\vec{E}$ , где  $\vec{E}$  - напряжении электрического поля электромагнитной волны. Естественно эта энергия зависит от угла между векторами  $\vec{P}$  и  $\vec{E}$ ; с) образование квантовой ямы в структуре приводит, во-первых, к изменению симметрии системы, например, центральная симметрия заменяется аксиальной, а во-вторых изменяется вид потенциальной энергии носителей тока. В связи с этим изменяется эффективный гамильтониан носители тока и поэтому изменяется спектр волновые функции носителей тока; д) асимметричная квантовая яма не инвариантна относительно зеркального отражения в плоскости, происходящей через центр ямы. Поэтому снимается вырождение, возникающее за счет изменения структуры, в симметричной размерно-квантованной полупроводниковой структуре: е) количественное вычисление энергетического спектра носителей тока в близи центра зоны Бриллюэна можно произвести приближенно в случае, когда относительное изменение энергетического спектра в пространстве волновых векторов мало по сравнению с расстоянием между соседними размерно-квантованными энергетическими состояниями.

УДК 662.997

## **ИЗМЕНЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ФОТОТЕПЛОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОНЦЕНТРАТОРА**

М.Н.Турсунов, Х.Собиров, Б.М.Турдиев

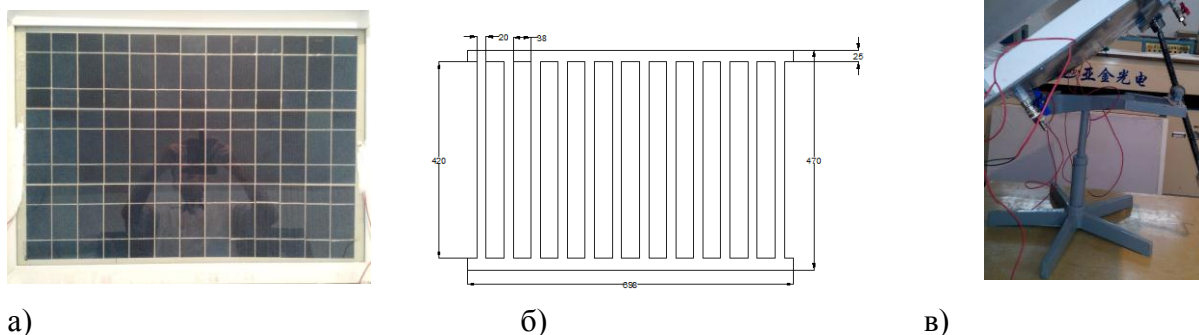
*РУз АН Физико-технический институт, [bmt1975611@mail.ru](mailto:bmt1975611@mail.ru)*

Создание фототеплопреобразователей (ФТП) и анализы экспериментально полученных результатов служат для постепенного повышения КПД устройства. Цель этой статьи – показать прирост коэффициента полезного действия (КПД) сопоставляя созданные ФТП в разных конструкциях.

Основной частью конструкции ФТП, созданной в 2012 году, ФЭБ состоит из 40 последовательно соединенных солнечных элементов (СЭ), расположенных на поверхности калённого стекла, толщиной 5 мм. Солнечные элементы загерметизированы на поверхности калённого стекла с помощью силиконового клея. Тыльная поверхность ФЭБ снабжена оцинкованным хорошо отводящем тепло железным листом. Батарея установлена в алюминиевый корпус. В тыльной части корпуса расположена меандридная медная трубка длиной 10 м теплоизолированной алюминиевой фольгой с поролоном, закреплен алюминиевой крышкой [1]. Данная установка апробирована в Физико-техническом институте и полученные результаты показывают, что КПД ФТП увеличилось на 1-2% относительно безколлекторного ФЭБ.

Основной недостаток конструкции в том, что контактная часть медной трубки с ФЭБ незначительна и составляет не более  $0,03 \text{ м}^2$ . Такое значение контакта для теплообмена недостаточно, что приводит к выводу о необходимости увеличения контактной поверхности.

Вторая конструкция совершенно различается от вышеуказанного ФТП [2]. В этой конструкции использовано специально текстурированное акриловое стекло, последовательно соединенные элементы (40 шт.), пленка (этилен-винил) загерметизированные на китайском ламинаторе. В результате КПД ФЭБ увеличилась на 2% относительно прежней конструкции. Улучшались фотоэлектрические параметры: напряжения холостого хода достигло до 24 В, ток



а) б) в)  
 Рис 1. ФТП с концентратором и его части: а) ФЭБ; б) солнечный коллектор; в) общий вид конструкции с боковой стороны.

Известно, что повышение температуры окружающей среды от 30<sup>0</sup>С и выше приводит к понижению КПД ФЭБ. Натурные испытания ФЭБ показали, что электротехнические параметры ФЭБ (например, его КПД) связаны с температурой окружающей среды и скоростью ветра. В некоторых регионах скорость ветра достигает выше 5-6 м/с, ветер охлаждает ФЭБ и не снижает КПД ФЭБ. В таких случаях нет нужды использовать ФТП. В регионах, где скорость ветра ниже от 2-3 м/с, а также температура окружающей среды выше от 30<sup>0</sup>С, требуется охлаждающая система, то есть солнечной коллектор, охватывающей значительное место в тыльной стороне ФЭБ. Исходя из этого в тыльной поверхности ФЭБ расположен солнечный коллектор из нержавеющей стали и теплозащитная алюминиевая фольга с поролоном и слоем пенопласта толщиной 2 см. Этот солнечный коллектор охватывает 0.3 м<sup>2</sup> поверхности в тыльной стороне ФЭБ, то есть в 10 раз больше поверхности прежнего меандриального солнечного коллектора ФТП. Во время эксперимента КПД ФЭБ увеличилось на 3% относительно прежней версии.

В этой системе солнечный коллектор был изготовлен из нержавеющей стали, что данная теплопроводность материала ниже чем у других металлов. Учитывая эти факторы, следующий солнечный коллектор изготовлен из оцинкованной стали и проведены ряд экспериментов. Полученные результаты показывают, что КПД ФЭБ увеличилось на 0.5% прежней системы. Это показывает, что проведенные эксперименты дали свои положительные результаты.

Для того, чтобы увеличить эффективность результатов и устранить недостатки прежней конструкции, изготовлен малогабаритный ФТП с концентратором. Малогабаритный ФТП состоит из ФЭБ, СК, теплозащитника, термопары и корпуса. На поверхности стекла размером 750x525x3.5 мм расположены последовательно соединенные СЭ (39 штук) размером 156x52 мм, с поверхностью 0.33 м<sup>2</sup>. КПД этих СЭ составляет 15.6% и снижается ещё при применении, естественно, защитного стекла [3-4].



Рис.2. ФТП с концентратором (фронтальный вид): 1-Корпус ФЭБ, 2-ФЭБ, 3- концентраторы.

Изготовлен ещё ФТП с СК размером по Рис 1.б., установленного на вращающейся основе (горизонтально и вертикально). В передней боковой стороне установлены солнечные концентраторы (4 шт.) (Рис.2.).

Медно-костантаные термопары размещены в разных местах установки: две – в передней, три – в тыльной поверхности ФЭБ, один – в середине коллектора, входящей и выходящей трубке воды – по одной (с красной проволокой, Рис. 1 в.) для изучения теплофизических параметров ФТП. Определено увеличение КПД этого ФТП на 1%

Материалы III Международной конференции «Оптические и фотоэлектрические явления ...», Фергана-2014  
относительно прежней системы и рассчитано КПД солнечного коллектора относительно падающей солнечной радиации, и таким образом получено 5.6%. Вывод в том, что КПД ФТП с концентратором больше чем простой ФТП [5].

**Список литературы.**

- [1]. М.Н. Турсунов, Р.А. Муминов, О.Ф. Тукфатуллин, Юлдошев И.А, Абдуллаев Э.Т. //Гелиотехника. 2011. № 1. С.72-75.
- [2]. М.М. Колтун Солнечные элементы М: Наука, 1987. с.120
- [3]. Мобильная фотопреобразовательная установка и ее эксплуатационные параметры. М.Н.Турсунов, Р.А.Муминов, В.Г.Дыскин, И.А.Юлдошев. Журнал Гелиотехника. 2013 г. №3. Стр. 23-26.
- [4]. Y. Tripanagnostopoulos , Th. Nousia, M. Souliotis, P. Yianoulis. Application aspects of hybrid pv/t solar systems. Solar Energy. 2002. v. 72. № 3, pp. 217–234.
- [5]. В.М Андреев, В.А. Грилихес, В.Д Румянцев Фотоэлектрическое преобразование кон-центрированного солнечного излучения. –Л: Наука, 1989 г. с. 310.

УДК 631.383.621.472

**О ПРЕДЕЛЬНОМ ЗНАЧЕНИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**  
(About limiting value of efficiency of solar elements)

Т.А.Джалалов\*, Э.З.Имамов\*, Р.А.Муминов\*\*

(\* *Ташкентский университет информационных технологий*; \*\**ФТИ АН РУз*)

**Проблемы энергетики** В энергетических отраслях науки ведутся интенсивные исследования по разработке новых альтернативных возобновляемых источников энергии (ВИЭ). Это научное направление является чрезвычайно **актуальной** задачей современности в связи с постепенным исчерпанием традиционных углеводородных источников энергии.

Можно оценить по компонентам время исчерпания запасов органического топлива в мире (на долго ли хватит его). Для этого **разделим** все разведанные и пригодные к разработке запасы органического топлива в мире на нынешний средний уровень потребления энергии. Результат в таблице 1.

<b>Время практического исчерпания запасов органического топлива:</b>		
<b>нефть</b>	<b>газ</b>	<b>уголь</b>
<b>Через 30÷50 лет</b>	<b>Через 50÷100 лет</b>	<b>Через 500÷1000 лет</b>

Видно, что запасов много, но они ограничены.

Проблема энергетики - глобальная проблема, связанная с научно техническим, научно технологическим и социальным развитием человечества в 20-21 веках. Свидетельством глобальности энергетической проблемы (наравне с экологическими и экономическими проблемами) является прямая зависимость между совокупным удельным потреблением энергии и валовым внутренним продуктом на душу населения страны. Корреляция проявляется в том, что за последние десятилетия средний прирост населения в мире составил 2% в год, а ежегодный рост потребления энергии человечеством возрастал на 4%. Это средний мировой показатель! Есть отдельные регионы, где контраст между энергопотреблением и ростом населения еще сильнее. Причем энергонасыщенность производства и энерговооруженность проглядывается не только в производственной сфере, но и в быту. В интересах будущего человечества надо искать другую альтернативную топливную основу энергетики.

Энергетика на основе ВИЭ по многим техногенным, экологическим и экономическим параметрам превосходит органическое энергопотребление.

Но главное преимущество ВИЭ - это источник **возобновляемой** и практически **неисчерпаемой** энергии.

**Проблемы солнечной энергетики.** В работе объектом рассмотрения является солнечная энергия, а также повышение эффективности солнечной энергетики. Известно, что путем постоянного совершенствования технологии добычи энергоресурсов, технологии их хранения и технологии транспортировки достигается разработка эффективной энергетики. В солнечной энергетике повышение эффективности через совершенствование технологии добычи (или производства) энергии успешно реализуется на основе достижений нано технологий. В частности, нано технологическая обработка освещаемой поверхности солнечного элемента (СЭ) и образование принципиально новой контактной структуры (НКС) в корне изменило функциональные возможности солнечных элементов и процесса преобразования света. НКС образуется в результате нанесения на поверхности СЭ наноразмерных материалов со специфическими и контролируруемыми свойствами.

Эффективность – понятие относительное. Выясним предел процесса повышения эффективности солнечных элементов. Вычисленный естественный спектр интенсивности солнечного излучения через равные энергетические интервалы (от далекого ИК - инфракрасного излучения до УФ - ультрафиолетового) представлен в таблице 2. Спектр интенсивности дан в процентах, по числу фотонов и по количеству энергии, падающей в единицу времени на единицу поверхности.

Спектральные характеристики солнечного излучения						Табл.2
Спектральный диапазон (эВ)	Спектральный диапазон (мкм)	Число фотонов (фот/с·м <sup>2</sup> )·10 <sup>20</sup>	Интенсивность (Вт/м <sup>2</sup> )	В процентах (%)		
0 - 0,5	∞ - 2,5	1	10	0,72	6,43	6,43
0,5 - 1	2,5 - 1,25	5	80	5,71		
1,0 - 1,5	1,25 - 0,83	7	190	13,57	31,43	64,29
1,5 - 2	0,83 - 0,62	7	250	17,86		
2 - 2,5	0,62 - 0,5	5	250	17,86	32,86	
2,5 - 3	0,5 - 0,42	3	210	15,0		
3 - 3,5	0,42 - 0,37	2	140	10,0	17,14	27,14
3,5 - 4	0,37 - 0,31	0,5	100	7,14		
4 - 4,5	0,31 - 0,26	-	80	5,71	10,0	
4,5 - 5	0,26 - 0,25	-	60	4,29		
> 5	< 0,25	-	30	2,14	2,14	2,14

В солнечных элементах преобразуется в электричество только излучение, способное родить электронно-дырочные пары (если энергия поглощенного фотона больше ширины запрещенной зоны). Кроме того пары, образующие фототок, должны без рекомбинации успеть дойти до р-п перехода и разделиться. Высокоэнергичные электронно-дырочные пары за счет Оже процесса практически сразу рекомбинируют. Видно, что в формировании фототока участвуют лишь незначительная доля квантов солнечного излучения, поглощение которых будем называть эффективным.

Эффективное поглощение – это поглощение фотонов с рождением электронно-дырочных пар и созданием фототока

КПД - коэффициент полезного действия СЭ, а также теоретическое предельное его значение (качество СЭ) определяются этой долей эффективного поглощения.

Выясним эти параметры для СЭ на кремневой основе, тем более что подавляющее большинство СЭ в мире производят на кремневой подложке. При всех своих преимуществ перед другими материалами в качестве подложки СЭ, кремний (Si), тем не менее, обладает одним существенным недостатком - у Si узкий спектр эффективного поглощения солнечного излучения Из таблицы видно, что речь идет о диапазоне от 1,08 эВ и максимум до 2 эВ В этом диапазоне энергий интенсивность солнечного излучения составляет не более 30% от падающей. Остальная доля падающего на кремний солнечного излучения (а это - порядка 70%) тоже



Материалы III Международной конференции «Оптические и фотоэлектрические явления ...», Фергана-2014  
поглощается, но нет электронно-дырочных пар, нет фототока, а есть только нагревание устройства!

Значит КПД, а следовательно и теоретическое предельное его значение, для СЭ на кремневой основе не может превысить **30%**  
Как говорится: выше головы не прыгнешь!

Из такого анализа следует, что привлекательного увеличения (по сравнению с теоретическим предельным значением в 30%) КПД СЭ на кремневой основе можно добиться только расширением спектра эффективного поглощения солнечного излучения.

Из таблицы 2 видны возможности увеличения КПД СЭ на кремневой основе. Для этого эффективным поглощением необходимо охватить видимую область, а также ИК и УФ диапазоны солнечного излучения (на эти области приходится 70-80% излучения). Тогда, соответственно, и получим увеличение на 70-80%!

**Расширение спектра эффективного поглощения солнечного излучения.** Применение нанотехнологического подхода открывает перспективы получения позитивных результатов по данной проблеме. Эти результаты связаны с разработанной нами новой контактной структурой (НКС), которая принципиально отличается от традиционных контактных структур отсутствием в ней сплошных p-n переходов с однородным электростатическим полем (это не диодная структура!). Новые контактные структуры - НКС в состоянии обеспечить столь уникальные преобразующие свойства **в массовых солнечных элементах** современных гелиостанций.

Предлагаемый солнечный элемент состоит из многих отдельных НКС. Каждая НКС по структуре – это контактная электрическая система, имеющая форму изолированной английской булавки. Так называемой p - областью («головкой булавки») служат электроёмкие нановключения (НВ), нанесенные на поверхность полупроводниковой подложки. А n – область («игла булавки») формируется из «оголенных» (или ионизированных) доноров приповерхностной области подложки.

Таким образом, солнечный элемент - это совокупность очень многих НКС с длинными иглообразными электрическими системами приповерхностной области подложки. Их будем называть «нано размерными p-n переходами» (в таком рассмотрении СЭ напоминает массажную расческу).

Рассмотренные СЭ на основе НКС в состоянии **расширить** спектр эффективного поглощения. Эффективное поглощение в НКС происходит практически во всем спектре: от области далекого инфракрасного (0,1-0,5эВ) до близкого ультрафиолета (3-3,5 эВ), то есть достигается желаемая величина эффективное поглощение порядка 80% от падающего солнечного излучения.

Помимо расширения спектра преобразования света, НКС обеспечивают также существенное снижение себестоимости СЭ, уменьшение деградиационных процессов и повышение добротности СЭ, продлевают срок службы СЭ.

УДК 621.383.4/5.029.674:621.315.592.2

## ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОДИОДНОЙ Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-СТРУКТУРЫ

Каримов А.В., Абдулхаев О.А., \*Джураев Д.Р., \*Тураев А.А.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз.

100084 Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2, б, [karimov@uzsci.net](mailto:karimov@uzsci.net)

\*Бухарский государственный университет

Фоточувствительность фотодиодной структуры, как известно, зависит от угла падения

света относительно освещаемой поверхности [1]. При этом максимальное значение достигается при падении света перпендикулярно p-n-переходу. В случае, когда поверхность фотодиода является текстурированной в нем угол захвата света и, соответственно, фоточувствительность имеет большее значение по сравнению со структурой с плоской поверхностью [2]. Однако экспериментальные исследования зависимости фотоэлектрических характеристик фотодиода от падения света относительно p-n-перехода в литературе остаются малоизученными.

В данном сообщении приводятся результаты исследования фотоэлектрических характеристик фотодиодной структуры на изотипном гетеропереходе при параллельном и перпендикулярном освещении выпрямляющего перехода.

Исследуемые структуры получены на основе изотипного гетероперехода nAlGaAs-nGaAs, полученного выращиванием из жидкой фазы гетерослоя nAlGaAs с концентрацией  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  на подложке nGaAs с концентрацией носителей  $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Толщина подложки равна 400 мкм, а выращенного эпитаксиального гетерослоя nAlGaAs составляет  $\sim 2$  мкм. К обеим поверхностям изотипного гетероперехода, напылением в вакууме полупрозрачного слоя Ag, получены выпрямляющие контакты. В результате получена двухбарьерная фотодиодная Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag структура.

**Полученные результаты и их обсуждение.** Как приведено на рис. 1. В зависимости от освещаемой поверхности меняется фототок. При подсветке от инфракрасного светодиода АЛ 107А со стороны гетерослоя фототок (разность светового и темнового значений) с увеличением напряжения до 6.0 В увеличивается линейно до 30 мкА (рис. 2, кривая-1), в то время как темновой ток остается неизменным на уровне  $\sim 0.01$  мкА. То есть, из-за низких значений темнового тока, в самом деле, имеем увеличение фототока с напряжением.

При освещении гетероструктуры с торца линейный характер зависимости фототока от рабочего напряжения сохраняется, но величина фототока становится на 20% больше по сравнению, чем при освещении со стороны фронтальной поверхности. Следовательно, механизм формирования фототока остается одним и тем же. При этом величина фототока при напряжении 6.0 В достигает до 38 мкА.

Наблюдаемый факт больших значений фототока при подсветке с торца гетероструктуры можно объяснить проявлением резонаторных свойств изотипной гетероструктуры nAlGaAs-nGaAs, в частности, подложки из арсенида галлия n-типа. Можно сказать, что, свет попадаемый с торца структуры отражается с серебряных контактов и приводит к разделению фотоносителей одновременно с обеих областей объемного заряда потенциальных барьеров металл-полупроводник.

Кроме того, в режиме подсветки фотодиодной Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-структуры с торца от светодиода, питаемого переменным синусоидальным сигналом частотой 50 Гц и напряжением 1.5 В показало (рис. 2), что рабочий ток фотодиода формируется излучением светодиода, как приведено на рис. 1, кривая 4. Видно, что с увеличением рабочего напряжения постоянный ток в цепи линейно увеличивается и при рабочем напряжении 15 В достигает до 20 мкА. При этом одновременно на выходе фотодиода создается, модулированный светодиодом, переменный сигнал, который снимается с конденсатора.

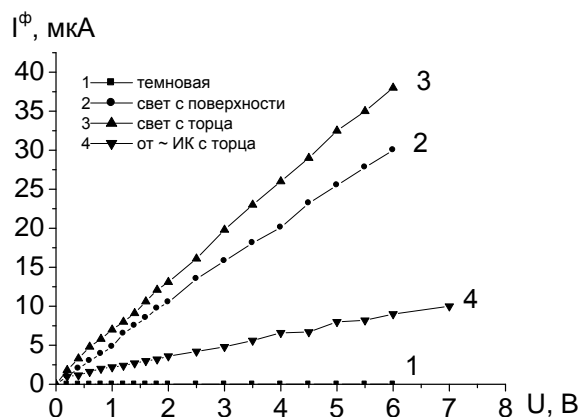


Рис. 1. Зависимости фототока в фотодиодной Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-структуре при подсветке с поверхности гетерослоя и с торца

Это указывает на то, что светодиод в данном случае выполняет две функции. Во-первых, за счет своего светового инфракрасного излучения длиной 0.95 мкм в базе фотодиода создает рабочий ток, равный световому току. Во-вторых, осуществляет модуляцию базовой области из арсенида галлия несущей частотой синусоидального напряжения, подаваемого на питание светодиода.

Таким образом, экспериментально показано, что двухбарьерная фотодиодная Ag-pAlGaAs-nGaAs-Ag-структура, благодаря линейной зависимости фототока от рабочего напряжения, может выполнять функцию ИК фотоприемника, в котором при возбуждении излучением, подаваемым к торцу (параллельно выпрямляющим переходам) от ИК светодиода создается рабочий ток, а от переменного светового сигнала осуществляется модуляция проводимости базовой области.

**Закключение.** Обнаружено, что при возбуждении фотодиода с торца, от светодиода питаемого переменным несущим сигналом, в базовой области фотодиода наряду с излучением с переменной интенсивностью, также создается фоновое излучение. Экспериментально показано, что фотодиодная Ag-pAlGaAs-nGaAs-Ag-структура, содержащая монокристаллический арсенид галлия имеет большой фототок при подсветке с торца, что открывает возможность для ее использования в качестве фотоприемника оптических сигналов. При этом рабочая точка в фотоприемнике создается световым излучением излучателя, несущего полезный сигнал.

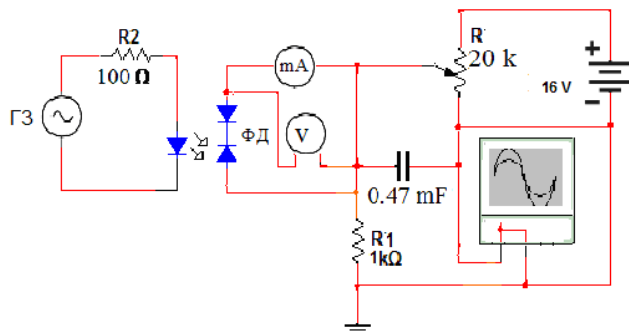


Рис. 2. Схема для исследования воздействия оптического излучения на двухбарьерный ФД.

#### Список литературы

- [1]. Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов / Пер. с польск. Москва, Сов. радио, 1970. –392с.
- [2]. Karimov A.V., Yodgorova D.M. Photoconverters with microrelief p-n-junction on a basis of  $p$  Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub> $p$ GaAs-nGaAs-n+GaAs heterojunction // Journal Semiconductor Physics Quantum Electronics Optoelectronics. – Kiev, 2005. – V. 8. - №1. – P. 79-82.

### ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАПОЛНЕНИЯ ФОТОВАХ СЭ ОТ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА

Алиназарова<sup>1</sup> М.А., Икрамов<sup>2</sup> Р.Г., Исманова<sup>1</sup> О.Т., Ражапов<sup>2</sup> И.Т., Каримжонова<sup>1</sup> М.К.

<sup>1</sup>НамГУ, <sup>2</sup>НамИТИ. г.Наманган, [rgikramov@mail.ru](mailto:rgikramov@mail.ru)

Как известно, эффективность преобразования энергии излучения солнца в электрическую, определяются фотогальваническими характеристиками СЭ. Одно из этих параметров являются коэффициент заполнения фотовольт-амперной характеристики (фотоВАХ) солнечных элементов (СЭ), определяемое следующим выражением:

$$ff = \frac{I_{\text{эф}} U_{\text{эф}}}{I_{\text{кз}} U_{\text{хх}}}, \quad (1)$$

где эффективные значения  $I_{\text{эф}}$  – фототока и  $U_{\text{эф}}$  – напряжения,  $I_{\text{кз}}$  – ток короткого замыкания,  $U_{\text{хх}}$  – напряжения холостого хода [1].

Выражения получение до настоящего времени для коэффициента заполнения фотоВАХ СЭ, теоретическими методами, имеет сложный вид [1]. Поэтому используя эти выражения невозможно объяснить экспериментальные результаты.

В работе [2] для эффективных значений фототока и напряжения получены:

$$U_{\text{эф}} = \frac{nkT}{e} \ln \frac{I_{\text{кз}}}{I_0} \frac{nkT}{eU_{\text{xx}}}, \quad (2)$$

$$I_{\text{эф}} = I_{\text{кз}} \left( \frac{nkT}{eU_{\text{xx}}} - 1 - \frac{I_0}{I_{\text{кз}}} \right), \quad (3)$$

где  $I_0$  – ток насыщения,  $n$  – коэффициент неидеальности (качества) фотоВАХ СЭ,  $e$ -заряд электрона,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  - температура.

А в работе [3] для  $I_{\text{кз}}$ ,  $U_{\text{xx}}$  и  $I_0$  полуэмпирическим методом получены следующие выражения:

$$I_0 = I_{00} \exp \left( -\frac{e\varphi}{k} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right), \quad (4)$$

$$U_{\text{xx}} = (U_{0\text{xx}} - \varphi) \frac{T}{T_0} + \varphi, \quad (5)$$

$$I_{\text{кз}} = I_{00} \exp \left[ \frac{e\varphi}{k} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \left[ \exp \left[ \frac{e\varphi}{nkT_0} \left( \frac{U_{0\text{xx}}}{\varphi} - 1 + \frac{T_0}{T} \right) \right] - 1 \right], \quad (6)$$

где  $T_0$  -комнатная температура,  $I_{00}$  –ток насыщения и  $U_{0\text{xx}}$ - напряжения холостого хода при комнатной температуре,  $\varphi$  – высота потенциального барьера СЭ.

Как известно, зависимость потенциального барьера от температуры выражаются следующим образом:

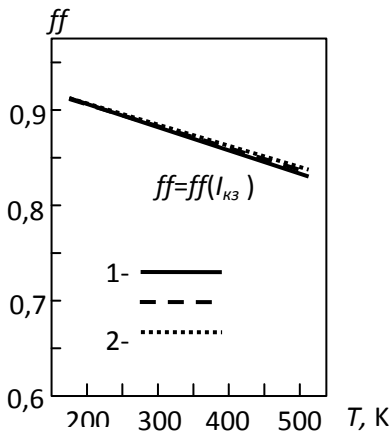
$$\varphi = \varphi_0 - \gamma T, \quad (7)$$

где  $\varphi_0$  – высота потенциального барьера в температуре  $T=0$  К [3], из выражения (5) видно что, значению этого параметра можно определить экстраполируя зависимость  $U_{\text{xx}}(T)$  на  $T \rightarrow 0$  К,  $\gamma$  – температурный коэффициент высоты потенциального барьера, в работе [3] показано что, его значения лежит в интервале  $10^{-3}$ - $10^{-5}$  В/К, там же показано что, значения  $n$  не зависят от температуры в интервале  $100 < T < 500$  К. Из выражения (4)-(6) видно что, коэффициент заполнения фотоВАХ СЭ зависят от высоты потенциально барьера. Поэтому в настоящей работе исследованы эти зависимости.

Подставляя в (1) выражений (2) и (3) для коэффициента заполнения получим:

$$ff = \frac{nkT}{eU_{\text{xx}}} \ln \frac{I_{\text{кз}}}{I_0} \frac{nkT}{eU_{\text{эф}}} \left( 1 + \frac{I_0}{I_{\text{кз}}} - \frac{nkT}{eU_{\text{эф}}} \right). \quad (8)$$

Рис.1. Зависимость коэффициента заполнения фотоВАХ СЭ от высоты потенциального барьера. 1 -  $\varphi=1,72$  В, 2 -  $\varphi=1,52$  В, 3 -  $\varphi=1,32$  В.



Если подставим (4)-(6) в (8) получим выражению определяющий зависимость коэффициента заполнения от высоты потенциального барьера.

Из фотоВАХ СЭ известно что, при  $U=U_{\text{xx}}$  фототок

равняются нулю ( $I_{\text{ф}}=0$ ), поэтому  $\frac{eU_{\text{xx}}}{nkT} = \ln \left[ \frac{I_0}{I_{\text{кз}}} + 1 \right]$ . А для СЭ выполняются условия  $\frac{I_{\text{кз}}}{I_0} \gg 1$  и

$\exp \left( \frac{qU_{\text{xx}}}{nkT} \right) \gg 1$  имея в виду это выражению (8) можно написать следующим образом:

$$ff = \left( 1 - \frac{1}{\ln(I_{\text{кз}} / I_0)} \right) \left( 1 - \frac{\ln(\ln(I_{\text{кз}} / I_0))}{\ln(I_{\text{кз}} / I_0)} \right). \quad (9)$$

Расчеты, полученные по этой формуле, показаны на рис.1. Из рисунка видно что, коэффициент заполнения фотоВАХ СЭ почти не зависят от высоты потенциального барьера.

#### Список литературы

- [1]. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы (теория и эксперимент). М.:“Энергоатомиздат”, 1987, 278 с.
- [2]. Алиев Р., Алиназарова М.А., Икрамов Р.Г., Исманова О.Т. // ИАЕЕ, N 15, 2013, с. 36- 40.
- [3]. Алиев Р., Алиназарова М.А., Икрамов Р.Г., Исманова О.Т. // Гелиотехника, 2011, №2, с. 38-41. Тип участие очное, вид доклада стендовый.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ТОКА В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКЕ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

К.П.Абдурахмонов<sup>1</sup>, З.Хайдаров<sup>2</sup>, Х.Т.Йўлдашев<sup>2</sup>, Б.З.Хайдаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ташкентский университет информационных технологий; <sup>2</sup>Ферганский политехнический институт, ул. Ферганская, 86. [zokir\\_nursuh@mail.ru](mailto:zokir_nursuh@mail.ru)

Электронные явления на контакте полупроводника с плазмой газового разряда в условиях отсутствия или пренебрежимой малости процессов эрозии и переноса вещества имеют ряд своеобразных особенностей и относятся к числу малоисследованных полупроводниковых контактных явлений. Распространение заряда двойного электрического слоя в глубину полупроводника определяет сильную зависимость величины и пространственного распределения плотности тока от состояния полупроводника и позволяет контролировать ток и свечение газового разряда [1-2]. В литературе недостаточно экспериментальных данных, касающихся зависимости устойчивости тока как от параметров разрядного промежутка, так и от электрических характеристик полупроводника [3-5].

В настоящем работе приводятся результаты экспериментального исследования стабилизации горения разряда в ячейке с электродами из кремния и арсенида галлия в широком диапазоне давления воздуха и величины межэлектродного расстояния.

Экспериментально исследована пространственная стабилизация горения разряда в воздухе в ячейке с полупроводниковым электродом из арсенида галлия и кремния в широком диапазоне остаточного давления, величины межэлектродного расстояния и проводимости полупроводника.

Установлено, что срыв стабильности связан преимущественно с образованием объемного заряда положительных ионов в разрядном промежутке, определяющем переход от таунсендовского к тлеющему разряду. В случае высокого удельного сопротивления полупроводника (более  $10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) реализуется механизм развития неустойчивости тока в полупроводнике под действием ионизирующих элементов плазмы разряда.

На рис. 1 приведены типичные ВАХ ячейки, снятые при разных значениях проводимости полупроводника, которая задавалась равномерным его освещением через прозрачный контакт. По полученным ВАХ определялось напряжение зажигания  $U_{gl}$  напряжение, соответствующее срыву стабильности  $U_{ed}$  и ток срыва  $j_{ed}$ . Отмечались индивидуальные различия в ВАХ при изменении условий, особенно при существенных изменениях величины разрядного промежутка, проводимости полупроводника и давления воздуха.

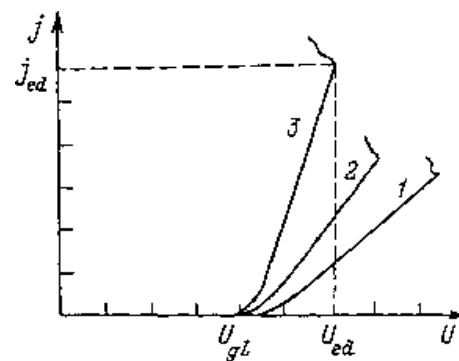


Рис. 1. Типичные ВАХ ячейки с полупроводниковым электродом при различной возрастающей (1, 2, 3) интенсивности освещения.



Проводились измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) газоразрядной ячейки, одним из электродов которой являлась полупроводниковая пластина толщиной 1 мм и площадью до 1 см<sup>2</sup> с внешним прозрачным омическим контактом, а другим электродом — слой SnO<sub>2</sub> на стекле, через который осуществлялось наблюдение свечения разряда. В качестве полупроводникового электрода в одной серии опытов использовался полуизолирующий арсенид галлия, компенсированный хромом, при этом измерения велись при комнатной температуре. В другой серии опытов, проводившихся при охлаждении до температуры 90 К, электродом служил кремний, легированный платиной.

На рис.2 приведена серия ВАХ ячейки с таким электродом. Из кривых следует, что напряжение зажигания разряда достаточно сильно зависит от интенсивности освещения полупроводникового электрода, причем наиболее существенно — при переходе от равновесного темнового тока, и в дальнейшем  $U_{z1}$  мало меняется с увеличением проводимости полупроводникового электрода. Качественно зависимость потенциала зажигания разряда от освещенности полупроводникового электрода можно объяснить возрастанием электрического поля вблизи поверхности полупроводника по мере уменьшения длины экранирования, определяющего зависимость  $\gamma$ -процессов на катоде от освещенности. Рассмотрение экспериментальных данных, касающихся величины напряжения зажигания разряда в случае арсенида галлия с удельным сопротивлением  $10^7$  Ом \* см при разных значениях  $pd$ , показывает, что полученные закономерности обычны и совпадают со стандартными кривыми Пашена для разряда между металлическими электродами. В случае ячейки с электродом из кремния имеет место существенное отклонение от стандартных кривых.

Приближенные оценки показывают, что зависимость поля  $E$  от расстояния вдоль линии тока определяется соотношением.

$$E = E_k \sqrt{1 - x/l} \quad (1)$$

или

$$l = \mu_+ E^2_k / 8\pi j. \quad (2)$$

У катода поле ( $E_k$ ) максимально, а ближе к аноду оно уменьшается, причем тем сильнее, чем больше плотность тока. Величина  $l$  представляет некоторую эффективную длину, характеризующую степень искажения поля. Когда  $l$  становится равной длине разрядного зазора, напряженность поля на аноде становится равной нулю и это положение принимается в качестве критерия перехода от таунсендовского к тлеющему разряду. Предельный ток существования таунсендовского разряда / соответствует соотношению

$$\frac{j}{p^2} \approx \frac{(\mu_+ p) U^2_{gl}}{8\pi (pd)} \quad (3)$$

Характерным здесь является то обстоятельство, что предельный ток не зависит от давления газа.

На рис. 3 зависимость построена для двух значений давления (кривые 1 и 2).

Экспериментальные точки в соответствии с оценочной формулой (3) хорошо ложатся на прямую с наклоном, соответствующим линейной зависимости.

Тот факт, что кривые 1 и 2 не совпадают, связан с приближенным характером (3), не учитывающим зависимости подвижности ионов от давления и электрического поля. Таким образом, учитывая приближенность формулы (3) и статистический характер самого явления нарушения стабильности горения разряда, можно заключить, что рассмотренный механизм срыва стабилизации реализуется. Полученные кривые относятся к малым и средним значениям освещенности

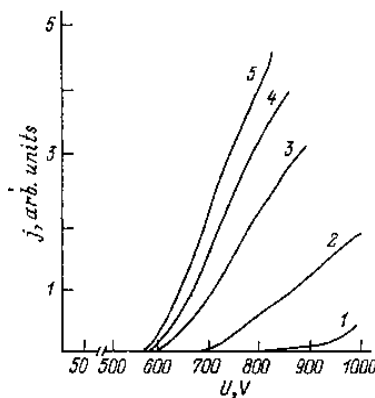


Рис. 2. ВАХ ячейки с электродом из высокоомного (более  $10^8$  Ом см) арсенида галлия при возрастающей (1,2,3,4,5) интенсивности освещения.

Материалы III Международной конференции «Оптические и фотоэлектрические явления ...», Фергана-2014

полупроводникового электрода. Было установлено, что при больших освещенностях происходит изменение наклона зависимости  $j = f(U_{gl}^2 / d^3)$  в сторону сублинейности (кривая 3) при хорошем расположении экспериментальных точек на прямой линии в использованном двойном логарифмическом масштабе. Такое отклонение может быть, в частности, связано с неоднородной генерацией носителей тока в полупроводнике при освещении, в результате чего проводимость области полупроводника, примыкающая к разряду, оказывается более высокоомной, что могло сказываться на величине определяемого тока и потенциала зажигания.

Аналогичное измерение для случая полупроводникового электрода из кремния показало отсутствие предсказываемого теорией поведения, причем в этих случаях имело место и аномальное поведение напряжения срыва стабильности при освещении — а именно уменьшение сопротивления электрода вызвало не уменьшение, а уже отмечавшееся возрастание напряжения срыва стабилизации.

Экспериментальные данные в целом показывают, что ограничение пространственной устойчивости горения разряда в ячейке с фоточувствительным полупроводниковым электродом имеет ограничения по величине его распределенной сопротивлению как со стороны малых, так и со стороны больших его значений. При этом физическая природа шнурования тока в этих крайних случаях различна. Нарушение пространственной стабильности в разряде определяется объемными зарядами в газовом зазоре, искажением однородности электрического поля, характерными для перехода в тлеющий разряд.

В случае больших сопротивлений полупроводникового электрода существенными становятся процессы ионизирующего действия активных компонентов разряда в полупроводнике. Действительно, при весьма высоких значениях сопротивления материала электродов и, следовательно, низкой концентрации равновесных и фотоносителей существенной становится генерация носителей тока в полупроводнике при действии газоразрядной плазмы. Характер этой генерации таков, что она происходит в весьма узком поверхностном слое (коротковолновое излучение, электроны с энергией ~100 эВ и ионы), и далее носители тока могут втягиваться полем на большие расстояния вглубь полупроводника, производя модуляцию проводимости. Тогда происходит следующий процесс, приводящий к локальному возрастанию тока, — в результате модуляции толщи полупроводникового электрода и снижения его сопротивления происходят возрастание тока в плазме, увеличение интенсивности свечения газа и потока ионизирующих частиц, которые в еще большей степени уменьшают сопротивление полупроводника в этой области. Продолжение такого процесса, которое можно характеризовать как положительную обратную связь, приводит к S-образной вольт-амперной характеристике полупроводника и концентрации тока в одной или нескольких локальных областях на поверхности раздела полупроводник—разрядный промежуток. Подобный механизм нарушения стабильности наблюдался нами в полуизолирующем арсениде галлия при освещении и выражался в самопроизвольном стягивании ранее равномерного по всей площади в газоразрядном зазоре свечения в узкую область [6,7]. Соответствующие расчеты показали, что такой процесс развивается при повышении напряженности поля в полупроводнике выше некоторого порогового значения.

Реализация рассмотренного механизма пространственной дестабилизации разряда связана с развитием флуктуаций тока в самом полупроводнике и сильно зависит от состояния его

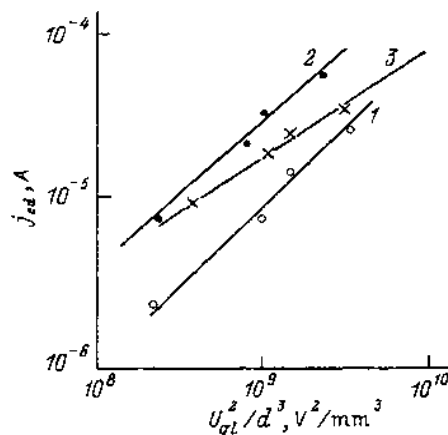


Рис.3. Зависимость величины предельного тока стабильности от величины  $U_{gl}^2 / d^3$  при двух разных значениях давления газа в ячейке с электродом из арсенида галлия. 1 и 2 — в темноте, 3 — при интенсивном освещении.

Материалы III Международной конференции «Оптические и фотоэлектрические явления ...», Фергана-2014  
поверхности, т. е. от чувствительности полупроводникового материала к сильнопоглощаемой радиации со стороны разрядного промежутка, и в частности, от полярности приложенного напряжения, эффективной скорости поверхностной рекомбинации и наличия оксидного или нарушенного слоя на поверхности раздела полупроводник—газоразрядная плазма.

#### Список литературы

- [1]. З. Хайдаров. Положительный фотографический эффект в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом. Узбекский физический журнал, vol.14(№1), PP.46-49.
- [2]. Ш.С.Касымов, З.Хайдаров, Х.Т.Юлдашев. Электрофизические проблемы усиленного процесса в газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом. Vol 14(4) PP, 241-248
- [3]. Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме. М. (1950).
- [4]. Ю. П. Райзер. Физика газового разряда. М. (1987).
- [5]. А.М.Ховатсон. Введение в теорию газового разряда
- [6]. Л. Г. Парицкий. ФТП, 8, 1544 (1983).
- [7]. А. Н. Лодыгин, Л. Г. Парицкий, З. Хайдаров. ФТП, 17 (1983).

УДК 615.831

### ИЗГОТОВЛЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЁНОК НА ОСНОВЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ КЕРАМИКЕ И ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКЕ

<sup>1</sup>Ермаков В.П., <sup>1</sup>Рахимов Р.Х., <sup>2</sup>Хатамов С.О., <sup>2</sup>Юлдашев Н.Х.

<sup>1</sup>Институт Материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз, г.Ташкент;  
<sup>2</sup>Ферганский политехнический институт, Узбекистан. [uzferfizika@mail.ru](mailto:uzferfizika@mail.ru)

Большое значение приобрели многослойные пленки из синтетических полимеров, состоящие из двух, трех, пяти и более монослоев различной природы [1, 2]. Как известно, в промышленности для получения полимерных пленок (монопленок) часто используют метод **экструзии расплава полимера** - наиболее экономически выгодный и технологически рациональный способ производства пленок. Этим методом перерабатывают термопластичные полимеры в вязкотекучем состоянии. Полимер в экструдере расплавляется, гомогенизируется, и расплав продавливается через формующую головку. При экструзии через кольцевую головку полимерные пленки получают в виде рукава. Пленочный рукав в вязкотекучем состоянии после выхода из формующей головки подвергают пневматическому раздуву сжатым воздухом и продольной вытяжке тянущими валками (слабоориентированные полимерные пленки).

По другому варианту, пленочный рукав предварительно резко охлаждают водой с внутренней и внешней сторон, после чего осуществляют одновременную двухосную (в продольном и поперечном направлениях) ориентацию в высокоэластичном состоянии (ориентированные полимерные пленки). Через плоскощелевую головку расплав экструдирован на приемный (поливной) барабан, на котором охлаждается (неориентированные полимерные пленки), а затем может подвергаться двухосной ориентации - раздельной (сначала вытяжка в продольном, а затем в поперечном направлении) или одновременной. В случае раздельной ориентации продольную вытяжку проводят на валковых установках, поперечную вытяжку, а также одновременную ориентацию - на специальной раме.

Ориентированные пленки для снятия напряжений, возникших при ориентации, повышения степени кристалличности и придания стабильности размеров при повышенных температурах эксплуатации (для снижения усадки) подвергают термической обработке (термофиксации) при температурах 30-70 °С ниже температуры плавления полимеров. Полимеры, обладающие высоким водопоглощением (полиамиды, поликарбонаты, полиэтилентерефталат), перед экструзией сушат до содержания влаги < 0,03%. Преимущества метода: высокие технологичность и скорость процесса (до 250 м/мин ориентированной пленки).

Методом экструзии полимерные пленки изготавливают, например, из следующих полимеров: полиолефинов-полиэтилена высокой и низкой плотности, линейного (мол. м. до  $300 \cdot 10^3$ ,  $100 \cdot 10^3$  и  $200 \cdot 10^3$  соотв.), полипропилена [мол. м.  $(440-500) \cdot 10^3$ ], сополимеров этилена с винилацетатом или виниловым спиртом (мол. м. до  $100 \cdot 10^3$ ); пластифицированного полиэинилхлорида [мол. м.  $(50-75) \cdot 10^3$ ]; полиэтилентерефталата [мол. м.  $(23-26) \cdot 10^3$ ]; линейных алифатич. полиамидов (мол. м. не менее  $17 \cdot 10^3$ ), напр. из поли-ε-капроамида, полигексаметиленди-пинамида, поли-ω-ундеканамида, полидодеканамида; сополимеров винилиденхлорида (75-90%) с винилхлоридом (мол.м.  $100 \cdot 10^3$ ; см. Винилиденхлорида сополимеры); поли-винилиденфторида (мол. м.  $100 \cdot 10^3$ ; см. Фторопласты); блочного полистирола (мол. м.  $331 \cdot 10^3$ ); полиамидоимидов, полисульфонов, полиэфирсульфонов и др. термостойких термопластов.

**Многослойные полимерные пленки изготавливают:**

- **соэкструзией расплавов различных полимеров** через кольцевую или плоскую многоканальную головку (число каналов определяется числом слоев); в формующей головке потоки расплавов соединяются, не перемешиваясь, в результате на выходе из нее получается многослойная полимерная пленка; для улучшения адгезии между разнородными расплавами полимеров может быть использован синтетический клей, поступающий в канал формующей головки в виде потока расплава полимера;

- **кашированием** - соединением различных готовых полимерных пленок между собой или с бумагой, фольгой, тканью при помощи клея-расплава. Процесс нанесения на готовую пленку (или бумагу) слоя расплава другого полимера с последующим охлаждением называется **ламинированием**.

Изготовленные полимерные пленкирезают в соответствии с требуемой шириной в процессе их получения или на специальных резательных машинах и сматывают в рулоны. Для получения высококачественных полимерных пленок технологические линии оснащены толщиномерами и системой автоматического управления с микропроцессорной техникой.

Одним из основных преимуществ производства многослойных пленок методом соэкструзии является экономия, обусловленная тем, что готовый материал получается непосредственно из гранулятов пластических масс в ходе единого технологического процесса. Кроме того, соэкструзионная технология предусматривает безотходное производство. В равной степени береговые обрезки и другие отходы производства могут быть использованы для создания срединного слоя, в том числе в случае, когда производимая пленка предназначена для непосредственного контакта с пищевыми продуктами.

Группой ученых Института Материаловедения НПО "Физика-Солнце" во главе Р.Х. Рахимова был исследован пленочно-керамический каскадный композит для тепличных хозяйств на основе функциональной керамики, полученной на БСП. В настоящем Проекте эти работы были продолжены (см., например [3-5]).

Для синтеза керамики на основе оксида железа готовили шихту следующего состава, масс. %:

Алюминат лантана	$\text{LaAl}_2\text{O}_4$	0,6
Хромит магния	$\text{MgCrO}_4$	1,2
Хромит иттрия	$\text{YCrO}_3$	0,8
Оксид циркония	$\text{ZrO}_2$	0,7
Диоксид церия	$\text{CeO}_2$	0,4
Хромит лантана	$\text{LaCrO}_3$	2,1
Оксид железа	$\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{FeO}$	94,2

Шихту перемешивали в планетарной мельнице в ёмкостях полиимида. В качестве размалывающих элементов использовали тефлоновые шары. Состав просушивали при температуре  $1250^\circ\text{C}$  в течении 168 часов, прессовали брикеты размером до  $200 \cdot 100 \cdot 25$  (мм),

вновь отжигали при температуре 1600 °С в течении 14 часов, затем плавил в солнечной печи. Расплав охлаждали, измельчали и прессовали в образцы с размерами 50·50·15 (мм). Образцы спекали в хромит-лантановой печи при температуре в течении 12 часов. Полученные образцы выдерживали в течении 60 часов при температуре 1500 °С. Затем их измельчали в планетарных мельницах в волной среде с шарами из целевого материала в течении 7 суток. Полученный таким образом материал высушивали при температуре 140 °С до постоянной массы.

Порошок функциональной керамики со средним размером зерна 1 мкм вводили в количестве 0,5-2,0% (масс) в полиэтилен, композит тщательно перемешивался, пропускали через экструдер до получения пленки толщиной 100 мкм. Для получения однородного распределения керамики в пленке операцию экструдирования повторяли несколько раз.

В результате был получен пленочно-керамический композит с содержанием функциональной керамики 0,5; 1,0; 1,5 и 2,0 % (масс.)

Как было выше упомянуто, каскадный композит состоит из трех слоев.

Первый – полиэтиленовая пленка с добавками, преобразующими ультрафиолетовый диапазон в видимый. Это позволяет не только более эффективно использовать энергию солнечного света, но и защищает саму пленку от фотодеструкции, что значительно увеличивает срок ее службы.

Второй - является упрочняющим, а также снижает обратное излучение преобразованного третьим слоем видимого спектра в инфракрасное (ИК) излучение. Кроме того, он является дополнительным теплоизолирующим слоем в ночное время.

Третий слой является основным, преобразующим неиспользуемую для фотосинтеза часть видимого излучения в ИК. В его нижнюю часть внедрена функциональная керамика в количестве 1,5 % масс. от массы нижнего слоя пленки.

Общая толщина композита – 100 мкм.

Выполнены работы по оптимальному выбору химического состава, структуры функциональной керамики и ее зернового состава. На современной трехшнековой установке СОО "Original Grand Plast" (г.Ташкент) изготовлены опытные образцы пленочно-керамического композита на основе функциональной керамики и полиэтиленовой пленки для эффективного обогрева парников и теплиц в объеме 450 кг (1500 куб.м): по 150 кг из каждой трехслойной полиэтиленовой пленки с одним нижнем слоем покрытия из композита с содержанием функциональной керамики в количестве 0,5; 1,0 и 1,5 % мас. Далее проведено экспериментальное изучение некоторых теплофизических свойств пленочно-керамического композита изготовленных опытных образцов.

#### Список литературы

- [1] <http://www.xumuk.ru/encyklopedia/2/3407.html> .
- [2] М.А. Абулхайрова, О.В. Бабкина. Томский государственный университет, г. Томск, [maryana23@mail.ru](mailto:maryana23@mail.ru) .
- [3] Рахимов Р.Х., Ермаков В.П. “Функциональная керамика – что это такое?” Издательство «Фаргона» 2007.
- [4] Рахимов Р.Х., Евразийский патент № 001874 дата регистрации 22.10.2001.  
Керамический материал испускающий инфракрасное излучение.
- [5] [www.keramikasintez.com](http://www.keramikasintez.com), [www.ks.uz](http://www.ks.uz) .

УДК 621.315.592

## ГИГАНТСКАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ GaP МДП НАНОСТРУКТУР В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Мелебаев Д.

*Институт Солнечной энергии академии Наук Туркменистана. [dmelebay@yandex.ru](mailto:dmelebay@yandex.ru)*

В последние годы во всем мире очень большое внимание уделяется вопросам разработки нанотехнологий и создания твердотельных наноструктур. Нанотехнологии имеют дело с



разнообразными структурами вещества, характерные размеры которых от 1 до 100 нанометров. Если при уменьшении объема какого-либо вещества по одной, двум или трем координатам до размеров нанометрового масштаба возникает новое качество, или это качество возникает в композиции из таких объектов, то эти образования следует отнести к наноматериалам, а технологии их получения и дальнейшую работу с ними – к нанотехнологиям [1]. В области физики барьеров Шоттки металл-полупроводник, металл (М) – диэлектрик (Д) – полупроводник (П) нанотехнологии, в частности наноструктурирование, используются для создания высокоэффективных фотоприемников видимого и ультрафиолетового излучения [2-4].

В настоящее время усилился интерес к полупроводниковым фотоприемникам (ФП) ультрафиолетового диапазона спектра, что связано с требованиями современной медицины, биотехнологии, экологии, в том числе с проблемой “озоновой дыры” [5]. Наиболее перспективными приборами в этом спектральном диапазоне являются ФП на основе МДП структур с потенциальным барьером Шоттки. При такой конструкции ФП толщина диэлектрического (окисного) нанослоя должна быть не более 3-5 нм, а его ширина запрещенной зоны – не менее 5 эВ [6]. В данной конструкции ФП окисный слой (ОС) обеспечивает высокую фоточувствительность (ФЧ) в УФ области спектра за счет уменьшения перехода горячих фотоэлектронов в металл из полупроводника. Для создания ФП УФ излучения представляют интерес МДП-структуры с барьером Шоттки на основе фосфида галлия (GaP). Эти структуры просты и дешевы в изготовлении, а также эксплуатационно надежны, поскольку GaP хорошо освоенный промышленностью широкозонный полупроводник.

В данной работе приводятся результаты исследований фотоэлектрических свойств наноструктур Au-окисел-n-GaP в коротковолновой УФ области спектра. Объектом исследования служили наноструктуры Au-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(Fe)-n-GaP, созданные методом химического осаждения.

Свойства фоточувствительных МДП наноструктур исследовались фотоэлектрическим методом, а морфология и структура окисдного слоя Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(Fe) исследовались на сканирующем и просвечивающем электронных микроскопах. В видимой (2-3 эВ) и УФ (5-6.2 эВ) областях спектра обнаружены новые закономерности. В окисдном слое обнаружены нанопроволоки с участием оксида железа, диаметр которых составляет 25-45 нм, а длина достигает 10-12 мкм. В интервале 5-6.2 эВ впервые обнаружен рост фоточувствительности, так как коротковолновое УФ излучения сильно поглощается в нанопроволоках и наноструктурах, появляется гигантская фоточувствительность (рис. 1, кривая 2).

В работах [7,8] при исследовании фоточувствительных Au-окисел-n-GaP наноструктур в УФ области спектра были обнаружены новые закономерности. В длинноволновой части спектра наблюдался максимум  $h\nu_m=2,35$  эВ, а в коротковолновой части спектра при  $h\nu>5,1$  эВ наблюдался рост фоточувствительности с увеличением  $h\nu$ . Однако, в указанных работах не были выяснены природа длинноволнового максимума и причины коротковолнового роста  $I_{fo}$  при  $h\nu>5,1$  эВ. В данной работе уделено большое внимание изучению этого вопроса.

Можно предположить, что причиной обнаруженных особенностей спектра данных структур является присутствие в них на границе полупроводник-металл оксида железа, появляющегося вследствие обработки поверхности бромидом железа. Для выяснения влияния оксида железа (Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) на спектр фототока барьера Шоттки были созданы два типа МДП

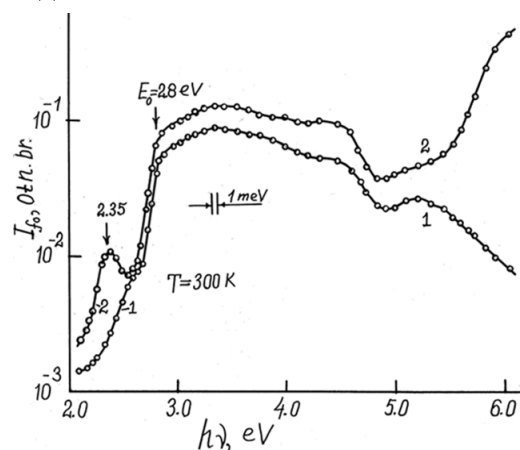


Рис. 1. Спектры фототока наноструктурированных фотодиодов Шоттки Au-окисел-n-GaP. Окисел: 1 – Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; 2 – Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(Fe). Спектр фототока нормирован на равное число падающих фотонов..

структур на основе GaP. Первая структура содержит оксид железа, а вторая – не содержит. Технология изготовления и основные параметры наноструктурированных фотодиодов Шоттки на основе n-GaP подробно освещены в [8]. После химического травления смесью  $\text{Br}_2(4\%)+\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}(96\%)$  с последующей промывкой в этаноле, поверхность n-GaP обрабатывалась этаноловым раствором бромида железа ( $\text{FeBr}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ). На химически обработанной поверхности GaP последовательно создавались оксидный слой ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ) с оптимальной толщиной  $\delta=3-5$  нм, а затем барьерный контакт нанесением нанослоя Au толщиной 12-14 нм. Оксидный слой и барьерный контакт создавались химическим методом [7].

Основные результаты исследований фотоэлектрическими методами, а также на сканирующем и просвечивающем электронных микроскопах показаны на рисунках 1-3. В структурах, содержащих железо, в видимой (2-3 эВ) и УФ (5-6,2 эВ) областях спектра обнаружены новые закономерности (рис. 1, кривая 2). В длинноволновой части спектра наблюдается максимум при  $h\nu_m=2,35$  эВ. Это, связано с образованием на границе раздела полупроводник-металл оксида железа ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ), ширина запрещенной зоны которого  $E_{\text{gox}} \approx 2,3$  эВ. В УФ части спектра в интервале 5,0-6,2 эВ наблюдается рост фоточувствительности с увеличением  $h\nu$ . В структурах, не содержащих оксид железа такая закономерность не обнаружена (рис. 1, кривая 1).

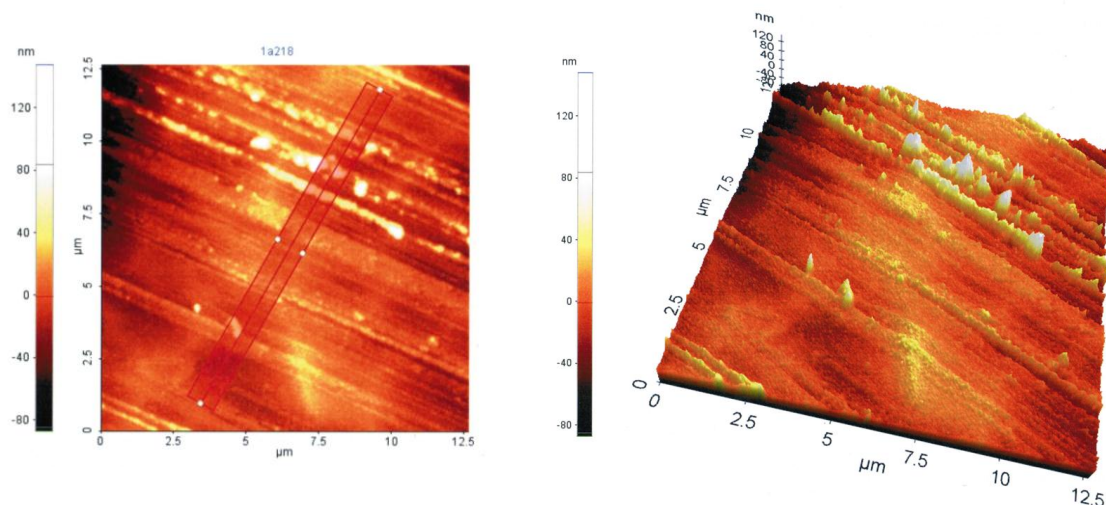


Рис. 2. Двухмерное (2D) и трехмерное (3D) изображение поверхности оксидного слоя галлия с участием оксида железа, полученное АСМ.

При освещении структуры Au-окисел-n-GaP, оксидный слой  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированный Fe, и нанослой Au находятся под влиянием высокого внутреннего электрического поля ( $E_{\text{mo}} \geq 10^5$  В/см) объемного заряда, и под действием квантов высоких энергий  $h\nu > 5$  эВ, т.е. при больших значениях коэффициента поглощения света  $k \geq 10^6$   $\text{см}^{-1}$ , в диэлектрике возникает фототок, обусловленный фотозабросом носителей заряда из контакта и последующим их перемещением по разрешённым зонам [9]. Таким образом, слой диэлектрика участвует в создании дополнительного фототока.

Окисный слой  $\text{Ga}_2\text{O}_3(\text{Fe})$ , по данным исследований морфологии и структуры на электронных микроскопах имеет специфическую особенность (рис. 2), т.е. в нем обнаружены нанопроволоки с участием оксида железа, диаметр которых составляет 25-45 нм, а длина достигает 10-12 мкм. Поэтому в МДП-наноструктуре могут существовать несколько механизмов переноса носителей заряда через слой  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . В интервале 5-6,2 эВ обнаружен рост фоточувствительности, так как коротковолновое УФ излучение сильно поглощается в нанопроволоках и наноструктурах, появляется гигантская фоточувствительность (рис. 1, кривая

2). Типичные значения токовой фоточувствительности вблизи  $h\nu \approx 6,0$  эВ достигают  $\sim 0,25$  А/Вт при напряжении смещения  $U=0$ .

Зависимость фототока  $I_{fo}$  от  $h\nu$  в интервале 5-6,2 эВ оказалась экспоненциальной (рис. 1, кривая 2). Важно подчеркнуть, что экспериментальная зависимость  $I_{fo}^{1/2}$  от  $h\nu$  в интервале  $h\nu=5,7-6,1$  эВ оказалась линейной. Это позволяет по методу [8] определить ширину запрещенной зоны оксида  $Ga_2O_3$ , образованного на поверхности GaP. В полученных нами результатах значение  $E_{g\text{ ок}}$  для  $Ga_2O_3$  оказалось равным  $E_{g\text{ ок}}=5,5 \pm 0,05$  эВ при 300 К.

Таким образом, присутствие ферромагнитного атома железа на границе раздела структур способствует созданию атомарно-чистой поверхности полупроводника и возникновению в структуре специфических свойств [10], что доказывается обнаруженными явлениями в Au- $Ga_2O_3(Fe)$ -n-GaP структурах в коротковолновой области спектра при  $h\nu > 5$  эВ (рис. 1, кривая 2). Это позволяет создать новый тип оптоэлектронных приборов (рис. 3), которые могут найти широкое применение.

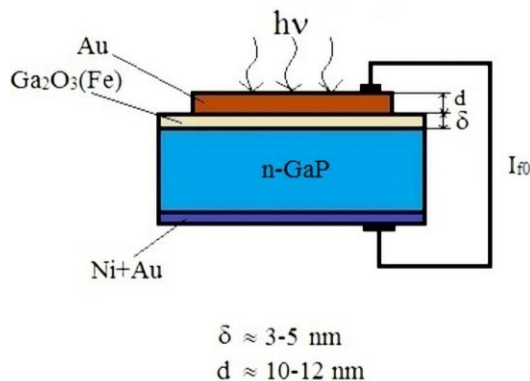


Рис. 3. Фотоприемник нового типа на основе Au- $Ga_2O_3(Fe)$ -n-GaP МДП наноструктур.

### Список литературы

- [1] Алферов Ж.И., Асеев А.Л., Гапонов С.В., Копьев П.С., Панов В.И., Полтарацкий Э.А., Сибельдин Н.Н., Сурис Р.А. Наноматериалы и нанотехнологии//Микросистемная техника. -2003. №8, с. 3-13.
- [2] Melebayev D. A new technological method of creation of semiconductor photodetectors of ultraviolet radiation.//Journal Science and Technology in Turkmenistan. -2003, No. 7, -p. 38-48.
- [3] Melebayev D. High-efficiency photodetectors of ultraviolet radiation on basis of gallium phosphide MIS structures.//Proceeding of the VII International Scientific-practical conference “Modern information and electronic technologies” – “MIET-2006”, Ukraine, Odessa, -2006, -p. 164.
- [4] Мелебаев Д. Фоточувствительность структур Au-окисел-n-GaP<sub>0,4</sub>As<sub>0,6</sub> в УФ области спектра//Труды Российской советации по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники. Новосибирск-2008. –с. 67.
- [5] Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. Полупроводниковые фотопреобразователи для ультрафиолетовой области спектра//ФТП, -2003. –Том 37, №9, –С. 1025-1055.
- [6] Вигдорович Е.Н., Гольдберг Ю.А., Дурдымурадова М.Г., Мелебаев Д., Царенков Б.В. Коротковолновая фоточувствительность поверхностно-барьерных структур: влияние промежуточного диэлектрического слоя// ФТП, -1991. –том 25, №8, -с. 1419-1422.
- [7] Melebayev D. The ultraviolet radiation photodetectors based on nanostructures Au-oxide-n-GaP//Proceeding of the International Scientific and Technical Conference “Nanotechnologies of functional materials (NFM’10)” Saint Petersburg, -2010. –p. 115-116.
- [8] Мелебаев Д., Ташлиева А.М., Рудь Ю.В., Рудь В.Ю. Исследование спектра фоточувствительности Au- $Ga_2O_3$ -n-GaP для определения ширины запрещенной зоны оксида  $Ga_2O_3$ //Труды XIII Международная научно-практическая конференция «Современные информационные и электронные технологии», Украина, Одесса, -2012, -С. 288.
- [9] Барабан А.П., Булавинов В.В., Коноров П.П. Электроника слоев SiO<sub>2</sub> на кремнии/Л.: Издательство Ленинградского университета. -1988. 304 с.
- [10] Коттам М.Г., Локвуд Д.Дж. Рассеяние света в магнетиках/Пер. с англ. С.О.Демокритова; Под ред. Н.М.Крейнес. -М.: Наука, -1991. -272 с.

УДК 621.383.4/5.029.674:621.315.592.2

## ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОДИОДНОЙ Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-СТРУКТУРЫ

Каримов А.В., Абдулхаев О.А., \*Джураев Д.Р., \*Тураев А.А.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз.  
100084 Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2, б, [karimov@uzsci.net](mailto:karimov@uzsci.net)  
\*Бухарский государственный университет

Фоточувствительность фотодиодной структуры, как известно, зависит от угла падения света относительно освещаемой поверхности [1]. При этом максимальное значение достигается при падении света перпендикулярно р-п-переходу. В случае, когда поверхность фотодиода является текстурированной в нем угол захвата света и, соответственно, фоточувствительность имеет большее значение по сравнению со структурой с плоской поверхностью [2]. Однако экспериментальные исследования зависимости фотоэлектрических характеристик фотодиода от падения света относительно р-п-перехода в литературе остаются малоизученными.

В данном сообщении приводятся результаты исследования фотоэлектрических характеристик фотодиодной структуры на изотипном гетеропереходе при параллельном и перпендикулярном освещении выпрямляющего перехода.

Исследуемые структуры получены на основе изотипного гетероперехода nAlGaAs-nGaAs, полученного выращиванием из жидкой фазы гетерослоя nAlGaAs с концентрацией  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  на подложке nGaAs с концентрацией носителей  $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Толщина подложки равна 400 мкм, а выращенного эпитаксиального гетерослоя nAlGaAs составляет  $\sim 2$  мкм. К обеим поверхностям изотипного гетероперехода, напылением в вакууме полупрозрачного слоя Ag, получены выпрямляющие контакты. В результате получена двухбарьерная фотодиодная Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag структура.

**Полученные результаты и их обсуждение.** Как приведено на рис. 1. В зависимости от освещаемой поверхности меняется фототок. При подсветке от инфракрасного светодиода АЛ 107А со стороны гетерослоя фототок (разность светового и темнового значений) с увеличением напряжения до 6.0 В увеличивается линейно до 30 мкА (рис. 2, кривая-1), в то время как темновой ток остается неизменным на уровне  $\sim 0.01$  мкА. То есть, из-за низких значений темнового тока, в самом деле, имеем увеличение фототока с напряжением.

При освещении гетероструктуры с торца линейный характер зависимости фототока от рабочего напряжения сохраняется, но величина фототока становится на 20% больше по сравнению, чем при освещении со стороны фронтальной поверхности. Следовательно, механизм формирования фототока остается одним и тем же. При этом величина фототока при напряжении 6.0 В достигает до 38 мкА.

Наблюдаемый факт больших значений фототока при подсветке с торца гетероструктуры можно объяснить проявлением резонаторных свойств изотипной гетероструктуры nAlGaAs-nGaAs, в частности, подложки из арсенида галлия n-типа. Можно сказать, что, свет попадаемый

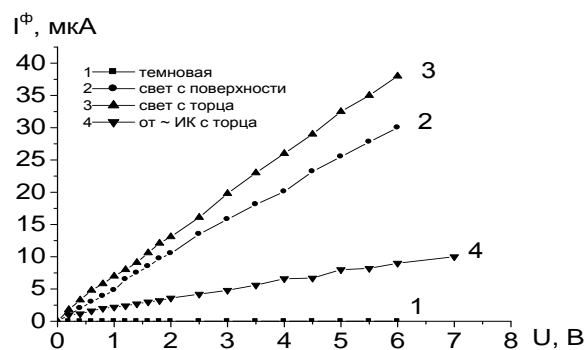


Рис. 1. Зависимости фототока в фотодиодной Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-структуре при подсветке с поверхности гетерослоя и с торца.



с торца структуры отражается с серебряных контактов и приводит к разделению фотоносителей одновременно с обеих областей объемного заряда потенциальных барьеров металл-полупроводник.

Кроме того, в режиме подсветки фотодиодной Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-структуры с торца от светодиода, питаемого переменным синусоидальным сигналом частотой 50 Гц и напряжением 1.5 В показало (рис. 2), что рабочий ток фотодиода формируется излучением светодиода, как приведено на рис. 1, кривая 4. Видно, что с увеличением рабочего напряжения постоянный ток в цепи линейно увеличивается и при рабочем напряжении 15 В достигает до 20 мкА. При этом одновременно на выходе фотодиода создается, модулированный светодиодом, переменный сигнал, который снимается с конденсатора. Это указывает на то, что светодиод в данном случае выполняет две функции. Во-первых, за счет своего светового инфракрасного излучения длиной 0.95 мкм в базе фотодиода создает рабочий ток, равный световому току. Во-вторых, осуществляет модуляцию базовой области из арсенида галлия несущей частотой синусоидального напряжения, подаваемого на питание светодиода.

Таким образом, экспериментально показано, что двухбарьерная фотодиодная Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-структура, благодаря линейной зависимости фототока от рабочего напряжения, может выполнять функцию ИК фотоприемника, в котором при возбуждении излучением, подаваемым к торцу (параллельно выпрямляющим переходам) от ИК светодиода создается рабочий ток, а от переменного светового сигнала осуществляется модуляция проводимости базовой области.

**Заключение.** Обнаружено, что при возбуждении фотодиода с торца, от светодиода питаемого переменным несущим сигналом, в базовой области фотодиода наряду с излучением с переменной интенсивностью, также создается фоновое излучение. Экспериментально показано, что фотодиодная Ag-nAlGaAs-nGaAs-Ag-структура, содержащая монокристаллический арсенид галлия имеет большой фототок при подсветке с торца, что открывает возможность для ее использования в качестве фотоприемника оптических сигналов. При этом рабочая точка в фотоприемнике создается световым излучением излучателя, несущего полезный сигнал.

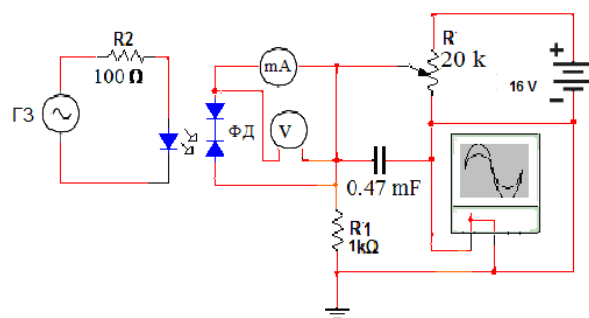


Рис. 2. Схема для исследования воздействия оптического излучения на двухбарьерный ФД.

#### Список литературы

- [1] Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов / Пер. с польск. Москва, Сов. радио, 1970. –392с.
- [2] Karimov A.V., Yodgorova D.M. Photoconverters with microrelief p-n-junction on a basis of  $p$  Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub> $p$ GaAs-nGaAs-n+GaAs heterojunction //Journal Semiconductor Physics Quantum Electronics Optoelectronics. – Kiev, 2005. – V. 8. - №1. – P. 79-82.



**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

**CLUSTER MODELS: STRUCTURAL, MORPHOLOGICAL AND THERMODYNAMIC PROPERTIES OF BI-METALLIC PARTICLES**

M. Hou<sup>1</sup>, A.A. Dzhurakhalov<sup>2</sup>, A.M. Rasulov<sup>3</sup>, G. Hautier<sup>4</sup>, P. Moskovkin<sup>5</sup>, T. Van Hoof<sup>1</sup>,  
V. Kharlamov<sup>6</sup>, E.E. Zhurkin<sup>7</sup>

<sup>1</sup>*Physique des Solides Irradiés et des Nanostructures, e-mail:mhou@ulb.ac.be ;*

<sup>2</sup>*Theoretical Dept., Arifov Institute of Electronics, F.Khodjaev Str. 33, 700125 Tashkent, Uzbekistan*

<sup>3</sup>*Ferghana Polytechnic Institute, Ferghana Str. 86, 712022 Ferghana, Uzbekistan*

<sup>4</sup>*Electrical Engineering Department, KULeuven, B-3001 Belgium*

<sup>5</sup>*Russian Research Center Kurchatov Institute, Kurchatov sq., Moscow, Russia*

<sup>6</sup>*A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Department of Theoretical Bases of Microelectronics, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, Russia*

<sup>7</sup>*St.Petersburg State Technical University, Department of Experimental Nuclear Physics, Polytechnicheskaya 29, 195251, St.Petersburg, Russia*

Interaction between atoms in a nanoparticle and the interaction of nanoparticles with surfaces presented in this report belong to the latter category. For these, interaction potentials are set up as functionals of the local electron density or of hopping integrals and parameterized on the basis of a range of microscopic and macroscopic properties of bulk materials. Obviously, the correct prediction of other properties is not warranted and comparison with experiment is necessary.

There is not a lot of systematic studies available about the consistency between *ab initio*, classical approaches and experiment, probably because of the difficulty of doing measurement on particles that are free of interaction with their environment. In [1], experimental, classical and *ab initio* modeling studies are carried on in order to determine the geometry and stability of small bimetallic silver-cobalt clusters containing at most a few ten atoms. Experimentally, the clusters are formed by laser vaporization and inert gas condensation. Photofragmentation experiments allow checking the stability of the clusters. Some geometries obtained by classical modeling were compared with *ab initio* results. The classical approach predicts 3D configurations as soon as there is more than three atoms forming the clusters. 2D configurations are however predicted *ab initio* for somewhat larger ones. Consistently with experiment and with *ab initio* calculations, classical simulations predict clusters with more than 10 atoms to form icosahedral based structures and the silver atoms locate at the cluster periphery.

Since systems with larger numbers of particles are better conveniently tractable experimentally, more comparison between experiment and with classical modeling is available. Modeling the deposition and the accumulation of particles on a surface, or the pressing of particles assemblies can be done classically for systems containing millions of atoms. Experimental positron life time measurements and quantum mechanical predictions [2], high resolution transmission electron microscopy [3-6], Mössbauer spectroscopy [7,8], and surface tunneling or atomic force microscopy [9-11] were used in combination with the modeling work reported here.

This report focuses on bi-metallic particles and nanostructured materials. Their technological interest lays in both their magnetic and optical properties. When reduced to the nanometer size, magnetic particles display one single domain and are often superparamagnetic. Some bi-metallic ones, like Co-Ag or Co-Pt, depending on their stoichiometry, may display a high coercive fields, which is interesting for storage devices. The optical properties of nanoparticles find their origin in surface plasmons which frequencies also depend on stoichiometry. While magnetic anisotropy is related to the anisotropy of the atomic lattice, the surface stoichiometry of nanoparticles depends on segregation properties. Hence the interest of controlling the properties of nanoparticles and keeping them in

different environments. When assembled, nanoparticles form a nanostructured material which may display original transport properties like giant magnetoresistance, which is interesting for designing sensors. Hence the interest of learning about the properties of nanostructured materials. Fundamental problems pertaining to applications thus embody size effects on structural phases and segregation, interfaces in nanomaterials and more generally, the interaction of nanoparticles with their environment, as well as the mechanical properties of the nanostructured materials they form.

The modelling work reviewed here focuses on structural, morphological and thermodynamic properties of bi-metallic particles when they are free of interaction with their environment, and the modification of their properties when they are deposited on surfaces (typical deposition energies range from 0.1 eV per atom to 1.5 eV per atom), when they are accumulated on a surface or condensed from the gas phase and compacted in order to form a nanostructured material. The problem of the mechanical properties of nanostructured materials is also addressed. We distinguish between the cases of clusters made of miscible elements like Cu-Au or Ni-Al and clusters made of non-miscible elements like Ag-Co.

The case of miscible free clusters is discussed elsewhere [12,13]. Structural phases and transitions known in bulk materials are retrieved in nanoparticles. One example is the first order order-disorder phase transition in  $\text{Cu}_3\text{Au}$  which takes place at temperatures decreasing with the cluster size. More intense segregation than at flat surfaces is possible and a surface segregation gradient is observed directed toward the surface. The magnitude of this gradient scales with the cluster radius. The deposition of bi-metallic miscible clusters on surfaces was also studied [14,15]. Depending on the elastic properties of the substrate and on the deposition energy, they may either form a flat perfect interface or undergo pinning. The former case is better favorable for epitaxial accommodation than the latter. For a given substrate, the quality of the epitaxy, measured by means of a long range order parameter results from a subtle interplay between deposition energy, temperature and cluster size. An interesting problem remains unsolved: The above-mentioned order-disorder transition in  $\text{Cu}_3\text{Au}$  clusters was never observed experimentally. This problem, carefully studied by combining high resolution transmission electron microscopy with modelling [6,13], raises the question of whether clusters deposited on a surface may keep in a non-equilibrium thermodynamic state. In the absence of strong enough external perturbation, to our knowledge, no atomic scale technique is presently available for predicting the possible kinetic paths from disorder to order and the time scales involved.

Molecular dynamics allows to model the deposition of a cluster layer on a surface. This requires long computing times as the slowing down of clusters has to be simulated one after the other and the time between impacts has to be kept equal or larger than, typically, 100 ps. One layer formed at room temperature by 50 clusters with size distribution relevant to typical experimental ones was modeled [16] and compared with a system formed by cluster compaction [14]. Such layers display original morphological properties and the identity of each free cluster remains after their assembling. These layers also display surprising thermal diffusion properties [17,18]. Diffusion properties at inner surfaces and interfaces of  $\text{Ni}_3\text{Al}$  nanostructured materials were investigated by means of classical Molecular Dynamics. Model samples as prepared by Low Energy Cluster Beam Deposition on a metal substrate and by compaction are used. One model sample consists in a cluster layer interacting with the substrate. The second is a fragment of the first, to which periodic boundary conditions are applied in order to approximate an infinitely thick layer and a third one is obtained by modeling the compaction of clusters with the same size distribution at 2 GPa. These samples differ in the detail. In each however, half of the atoms are either located at pore surfaces or at cluster interfaces. As a consequence of temperature, in the absence of external pressure, the model thick film undergoes strong compaction, which is identified as the result of coalescence. The effect is less pronounced for the cluster film on a substrate, suggesting the latter to contribute to the nanostructured layer stability. The compacted sample undergoes no significant coalescence because of temperature which can be detected on the time scale of a molecular dynamics simulation (of the order of the nanosecond). The comparison of the

diffusion properties of these samples was made. For the three samples, atomic diffusion at surfaces and interfaces was found particularly fast and the diffusion coefficient obeys an Arrhenius law with an activation energy of 0.3 eV. This is the activation energy found for diffusion in liquid Ni<sub>3</sub>Al. The mechanical properties of such model materials are also studied [19]. In particular, the response of the material to a uniaxial load is examined by molecular dynamics and evidence is found for a temperature dependent elastic limit and both inter- and intra- granular plastic deformation mechanisms are identified.

Non-miscible clusters are quite different as they form separate phases in bulk materials and the consequences at the scale of nanoclusters are studied. In a first step, Co<sub>x</sub>Ag<sub>201-x</sub> clusters containing 201 atoms are studied by Metropolis Monte Carlo [20]. The ideal truncated octahedral configurations at thermodynamic equilibrium are explored for 0<x<201 by means of Metropolis Monte Carlo sampling in the (NPT) canonical ensemble at zero pressure and at temperatures from 100K to 1000K. Remarkable configurations are predicted in this temperature range. As a consequence of a competition between strain and Co binding at low temperature, for x<20, Co is distributed just below the cluster surface layer into groups of no more than 5 atoms, favouring well-defined positions, and the cluster central area is avoided. To increase the temperature favours the clustering of these small groups. Their dissolution is predicted at temperatures higher than the melting temperature of the cluster. For x>50, Co regroups at the centre of the cluster and intersects {111} facets when Ag atoms are not numerous enough to form an entire surface shell. At these stoichiometries, temperature is not sufficient to mix Ag and Co, even above the melting point. At still smaller Ag concentrations, the Ag atoms are distributed at lowest coordination sites, along the edges of the cluster, avoiding the cluster facets as well as inner sites. At intermediate stoichiometries (20<x<50), either oblate Co groups below the surface or a compact group at the centre of the cluster are possible.

The second step is still more ambitious and is in progress [21]. The investigation is generalized to clusters with sizes up to 3000 atoms, covering this way the range of sizes experimentally available for low energy cluster beam deposition. The atomic scale modeling is carried on by both Molecular Dynamics and Metropolis Monte Carlo. This represents a huge series of simulations (175 cases) to which further calculations are added by spot when finer tuning of the parameters is necessary. Analyzing the results is a major task which is still in progress. This way, not only a realistic range of sizes is covered, but also the whole range of compositions and the temperature range relevant to the solid and the liquid states. Of particular interest are the conditions to fulfill in order to get core-shell structures, the factors governing the clusters morphology, those governing the short and long range order in the clusters as a whole as well as of the silver and cobalt subsystems, the conditions for melting as well as the order of the solid-liquid phase transition in the clusters, and the conditions for Co dissolution in the Ag-Co clusters. A comprehensive study is in progress which aims at capturing all the possible thermodynamic states of Co-Ag clusters and the transitions from one state to another. Phenomena about which understanding may already been put forward are the energetic and stoichiometric conditions for the precipitation of clusters into a core-shell structure, the wetting of cobalt cores by silver in clusters containing mainly cobalt, the stoichiometric conditions for a roughening transition of spherical clusters (and vice-versa), the disordering of silver shells, the role of the cluster surface and of the internal Co/Ag interface in the dynamics of melting, the occurrence of a solid-liquid coexistence temperature and the condition for Co dissolution in clusters containing mainly silver.

Clusters of the same size range are employed to model their slowing down on surfaces [22]. The slowing down of Co<sub>10</sub>Ag<sub>191</sub> and Co<sub>285</sub>Ag<sub>301</sub> nanoclusters on a Ag (100) surface is studied at the atomic scale by means of classical Molecular Dynamics simulations. The slowing down energy, 0.25 to 1.5 eV/atom, is characteristic of low energy cluster beam deposition and aerosol focused beam techniques. The two clusters differentiate by their size, stoichiometry and structure. While Co forms one or several groups just beneath the cluster surface in Co<sub>10</sub>Ag<sub>191</sub>, Co<sub>285</sub>Ag<sub>301</sub> displays a core-shell structure where

Ag forms one complete monolayer around the Co core. As a consequence of the impact, the smallest cluster undergoes deep reorganization and becomes fully epitaxial with the substrate. The larger one only undergoes partial accommodation and partially retains the memory of its initial morphology. For both, after impact, the Co forms one group covered by Ag. The substrate damage is significant and depends on the slowing down energy. It results in a Ag step surrounding the cluster which may be more than one atomic layers high and isolated add-atoms or small monolayer islands apart from the step. The latter originate from the cluster and the former from the substrate. Further detail in the consequences of the impact is given, concerning the cluster penetration, its deformation and lattice distortions, with emphasis on the cluster size and stoichiometry.

This is the current state of the art. Following the same line as for miscible clusters, comparison with experiment is foreseen. Large scale computations are also undertaken in order to model nanostructured Ag-Co materials synthesized by cluster deposition and to study their thermodynamic and mechanical properties. Molecular dynamic codes are developed therefore to run on parallel computers. Preliminary results are readily available and will be presented.

### References

- [1] E. Janssens, S. Neuckermans, P. Lievnes, T. Van Hoof, M. Hou; to be published
- [2] S. Van Petegem, D. Segers, C. Dauwe, F. Dalla Torre, H. Van Swygenhoven, M. Yandouzi, D. Schryvers, G. Van Tendeloo, J. Kuriplach, M. Hou, E.E. Zhurkin; Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 634 (2001) B3.9.1
- [3] B. Pauwels, M. Yandouzi, D. Schryvers, G. Van Tendeloo, G. Verschoren, P. Lievens, M. Hou, H. Van Swygenhoven; Mat. Res. Symp. 634 (2001) B8.3.1
- [4] E. Zhurkin, M. Hou, H. Van Swygenhoven, B. Pauwels, M. Yandouzi, D. Schryvers, G. Van Tendeloo, P. Lievens, G. Verschoren, J. Kuriplach, S. Van Petegem, D. Segers, C. Dauwe; Pat. Res. Symp. 634 (2001) B8.2.1
- [5] B. Pauwels, C. Van Tendeloo, W. Bouwen, L. Theil Kuhn, P. Lievens, H. Lei and M. Hou; Phys. Rev. B62, 15 (2000) 10383
- [6] B. Pauwels, G. Van Tendeloo, E.E. Zhurkin, M. Hou, G. Verschoren, L. Theil Kuhn, W. Bouwen, P. Lievens; Phys. Rev. B63 (2001) 165406-1 – 165406-10
- [7] M. Hou, M. El Azzaoui, H. Pattyn, J. Verheyden, G. Koops and G. Zhang; Phys. Rev. B62, 8 (2000) 5117
- [8] M. Hou, M. El Azzaoui, H. Pattyn, J. Verheyden, G. Koops and G. Zhang; Phys. Rev. B62, 8 (2000) 5117
- [9] Q. Hou, M. Hou, L. Bardotti, B. Prével, P. Mélinon and A. Perez; Phys. Rev. B62, 4 (2000) 2825; L. Bardotti, B. Prével, P. Mélinon, A. Perez, Q. Hou and M. Hou; Phys. Rev. B62, 4 (2000) 2835
- [10] B. Degroote, J. Dekoster, S. Degroote, H. Pattyn, A. Vantomme, G. Langouche, M. Hou; Mat. Res. Symp. Proc. 585 (2000), 9-14.
- [11] B. Degroote, A. Vantomme, H. Pattyn, K. Vanormelingen, M. Hou; Phys. Rev. B65 (2001) 195402-1
- [12] E.E. Zhurkin and M. Hou; J. Phys. Condens. Matter 12 (2000) 6735
- [13] T. Van Hoof, M. Hou; Appl. Surf. Sci. 226 (2004), 94-98
- [14] E.E. Zhurkin, M. Hou, H. Van Swygenhoven, B. Pauwels, M. Yandouzi, D. Schryvers, G. Van Tendeloo, P. Lievens, G. Verschoren, J. Kuriplach, S. Van Petegem, D. Segers, C. Dauwe; Mat. Res. Soc. Symp. 634 (2001) B8.2.1
- [15] V.S. Kharlamov, E.E. Zhurkin, M. Hou; Nucl. Instr. Methods B193 (2002) 538
- [16] M. Hou, V.S. Kharlamov and E.E. Zhurkin; Phys. Rev. B66 (2002) 195408
- [17] P. Moskovkin and M. Hou; Eur. Phys. J. D27 (2003) 231.
- [18] M. Hou, P. Moskovkin; Appl. Surf. Sci. 226 (2004), 161-166
- [19] E.E. Zhurkin, G. Hautier, M. Hou; to be published.
- [20] A. Dzhurakhalov, A. Rasulov, T. Van Hoof, M. Hou. Ag-Co clusters deposition on Ag(100): an atomic scale study Eur. Phys. J. D31 (2004) 53.

## RADIATION DAMAGEABILITY OF THE ALLOYS ON BASIS OF TITANIUM AND POSITRON SPECTROSCOPY

Kanat M. Mukashev<sup>a</sup>, Kunsulu S. Shadinova<sup>a</sup>, Farid F. Umarov<sup>b</sup>

<sup>a</sup>*Department of the Theoretical and Experimental Physics National Pedagogical University after Abai  
Almaty, Kazakhstan mukash\_kanat@mail.ru*

<sup>b</sup>*Department of Geology and Earth Physics Kazakh-British Technical University, Almaty, Kazakhstan  
farid1945@yahoo.com*

*Measurements of the angular distribution of annihilation photons (ADAP) are often applied to investigate the behavior of point defects unannealed, plastically deformed, and irradiated titanium alloys. It is shown that irradiation by  $\alpha$ -particles is accompanied by the formation of the vacancy clusters in titanium alloys. The combined action of radiation damages – vacancy, vacancy complex and a new phase precipitates – are appearing under high energy  $\alpha$ -particles irradiation and this becomes the reason of being abnormally large and irregular by component concentration values of observed annihilation parameters of investigating titanium alloys. This is testified by the different degree of their damaging ability.*

*Index Terms — annihilation photons,  $\alpha$ -particles irradiation, point defects, positron annihilation, titanium alloys, vacancy complex*

### Introduction

Achievement of the objectives in the radiation damage physics is provided by correct problem statement and competent choice of subjects of inquiry, especially when the investigation is conducted by the positron annihilation method. According to [1], all metals by the degree of cognition of positron capture effect manifestation can be divided into three classes. The belonging of elements to one of these classes is determined by possibility of positron capture by structure defects. Thereof as the subject of inquiry the binary alloys of titanium were chosen in this work.

As a second component of making binary alloys the following elements were chosen: In and Sn (1st class) and Ge (2nd class). For investigating the nature of the ability of radiation damage with simultaneous positron capture effect establishment, the following alloys were prepared on the basis of titanium iodide, containing 0; 1.2; 2.5; 3.3; and 4.1 at. % Ge; 0; 1.2; 2.5; 4.3; 6.2 and 7.6 at.% Sn and 0; 1.4; 2.9; 5.1 and 10.3 at.% In. The concentrations of the second component were chosen so as to position all alloys in the field of solid solution. The samples had a disc form with the diameter of 15mm and thickness of 1mm. The initial state of the materials was reached by annealing at  $T=900^{\circ}\text{C}$  temperature and vacuum  $10^{-7}$  Torr during 1 hour.

The titanium alloys were investigated in recent years in some other works [2-4], but in these works, technical (industrial) titanium alloys were used as an investigation object with a high number of impurities or, in contrast to this work, more complex by composition, triple alloys were used. Neither of these works is connected with the investigation of radiation effects in titanium alloys, caused by the influence of strong  $\alpha$ -particles flow.

### Experimental

For investigation the radiation effects in titanium binary alloys generated by plastic deformation and ionizing irradiation, the iodide titanium of special purity (99.99%) was alloyed with one of the components (Ge, Sn, In) in a certain concentration. After a batch charging and before alloying, a



vacuum of 10<sup>-1</sup> Pa was created in the furnace. After that a clean inert gas, argon, was introduced into the furnace, in which all the processes of melting were conducted in this atmosphere. For homogeneity, the ingots were repeatedly melted (up to 5–6 times). The finished ingots were rolling at a temperature of 900 °C up to 1–2mm strips and then annealed at 10<sup>-1</sup> Pa vacuum at 900 °C during 2 h. The annealed samples were prepared from 1mm strips, which repeatedly underwent plastic deformation up to a maximal degree ( $\varepsilon = 50\%$ ) by rolling at room temperature. The true content of the components in the check samples of the material was determined by chemical and spectral analysis methods. Standard samples of 15mm in diameter were cut out from alloyed and plastically deformed materials using the electro spark method. Then the surfaces of these samples were thoroughly burnished, and the samples were polished electrochemically in the solution of the following composition: HF – one part, HNO<sub>3</sub> – three parts and H<sub>2</sub>O – two parts. The prepared samples were flushed into flowing water and wiped with alcohol. These materials were then studied on the setup of the angular correlation of annihilation radiation.

The samples prepared for measurements have been investigated on annihilation radiation angular correlation installation. The spectra measurement method was set up as follows. The movable detector was installed in the position of physical neutral, which corresponded to the maximum of the annihilation radiation angular correlation spectra. The investigated sample was fixed in the measuring chamber on the special holder, whereupon its alignment towards the physical neutral was implemented. The estimated counting rate and the assumed statistical accuracy of data set in the spectra maximum were defined. Thereafter the programmable control unit was set for the intensity registration modes of coinciding annihilation photons in each point of spectra, as well as the quantity of the required passing cycles by a movable detector of the specified angle interval. Kinematic facility turned on which led the movable detector to the initial position before measurement. Further all spectra measuring processes were implemented automatically, and the obtained results were processed in order to divide the spectrum by components. The other part of the sample with the initial annealed state was exposed to irradiation. After irradiation, another measurement of the angular correlation spectra was implemented.

The plastic deformation in the metal of  $\varepsilon = 20\text{--}30\%$  creates in the latter such a dislocation density at which positrons mean free path becomes much shorter than the distances between dislocations [5], and the majority of them will be captured by the traps. Positron state in this case is described by the phenomenological capture model. In order to ensure capture of all positrons by traps, the defect concentration of metals must be on the level of saturation. The investigations showed that this can be achieved only when the plastic deformation degree equals to  $\varepsilon = 50\%$  or higher. Only in these conditions the annihilation parameters will satisfactorily correspond to the defect structure character.

It should be noted that using charged particle accelerators for investigating radiation effects in metals and alloys is related to the fact that the irradiation time in the reactor for receiving the specified level of damage may turn out too long and unacceptable. This circumstance dramatically restricts the capabilities of efficient investigation of phenomena which take place in irradiated materials, but stimulates the search of new express research methods, particularly, applying the accelerated beams for creating sufficient concentration of the radiation damages in the investigated samples.

Highly accurate irradiated target temperature measurements are a necessary condition for obtaining reliable and reproducible results while investigating the effect of ionizing radiation on solid. The final structure of a material is substantially formed by these irradiation conditions. For example, the irradiation at cryogenic temperatures enables to preserve not only complex damages, but also elementary Frenkel pairs, i.e. vacancies and interstitial atoms. At high-temperature irradiations, complex defects are generated in materials caused by aggregation to micro voids. For the sample temperature measurement, generally two methods of measurement are used: pyrometrical and thermoelectrically. However, in the conditions of intensive irradiation by high energy particles the optical properties of metal surface deteriorate and hence measurement results may be inaccurate. Thus,

the only possible way for the irradiated target temperature measurement is, evidently, the thermocouple technique.

Since the positron annihilation methods are generally sensitive towards vacancy defects, and then the problem is to preserve the defects of this specific type during the process of irradiation. In [6], it is shown that the vacancy defects become mobile at temperatures higher than 100°C. Therefore, when irradiating, it is necessary to keep the sample temperature lower than the mentioned level, which is basically not difficult to achieve. In these conditions, interstitial atoms migrate to the sinks which do not affect investigation results obtained by electron positron annihilation methods [7].

Usually, bombardment of charged particles (electrons, protons,  $\alpha$ -particles) on a metal causes energy loss due to the radiation defect formation and sample heating. Therefore, any high temperatures can practically be achieved by radiant heating of the sample through variation of the heat sink degree and value of the intensity of bombarding particles [8]. In [9], the sample temperature is measured by welding of the thermocouple to the built-in edge of a plate; that is, at irradiation the thermocouple was outside of the ionizing radiation action field. In [10], practical independence of the thermo electromotive value both from the flux and the kind of radiation has been demonstrated. With an account of these circumstances irradiation of the sample on the isochronous accelerator U-150 was conducted in air bluing with water-cooling substrate and a forced aerial blow-off of the sample or by liquid nitrogen vapor. At  $\alpha$ -particle intensity  $(1.5-2) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ c}^{-1}$  and energy  $E=50 \text{ MeV}$  the sample temperature did not exceed 60-70°C. After mounting the thermocouple in the central part of the sample and on its both sides the difference in thermocouple reading was not more than 10°C.

Having measured beam current mean value,  $I$ , it is possible to determine the irradiation dose for specified time,  $t$

$$D = 6.25 \cdot 10^{12} It / S, \quad (1)$$

whereas  $S$  denotes the sample area.

However, there is one significant disadvantage inherent in this method. Namely, the value of the beam current of accelerator can considerably oscillate from the mean value despite the accepted measures of stabilization. Consequently, inaccuracy in the fluence determination increases. At continuous irradiation, the fluence obtained by one sample can considerably differ from the fluence obtained by another sample. Therefore, in order to avoid inaccuracy in the fluence determination, a digital current Integrator, which was developed specifically for this purpose, has been used. For the sample temperature measurement, the chromed-alums thermocouple has been used. This thermocouple is the steadiest to the irradiation influence of up to  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$  fluence [11].

## Results and discussion

For interpretation of the investigation results the following annihilation parameters has been used:  $F$  – redistribution of the positron annihilation probability between conduction and bound electrons and  $\theta_F$  – angle appropriate to the Fermi momentum and also their increments  $\Delta F$  и  $\Delta\theta_F$  relative to the values of the initial state retrieved as a result of angular correlation spectra of annihilation radiation [12]. For discussion purposes, the data of radiation investigation will be compared with the data obtained after plastic deformation of the same materials on  $\varepsilon=50\%$ . It should be noted that irradiation by  $\alpha$ -particles

with  $E=50 \text{ MeV}$  causes significant deformation of the spectra shape that considerably exceeds the influence of plastic deformation of sufficiently high degree  $\varepsilon =50\%$ . When analyzing the results of the influence of  $\alpha$ -particle irradiation on the investigated objects, a change of the general tendency in the character of annihilation parameters (Fig.1) should be noted. The probability of positron annihilation with conduction electrons as a result of irradiation by  $\alpha$ -particles in all cases significantly exceeds the same parameter not only for the initial state of alloys, but also after strong plastic deformation with the imultaneous considerable decrease of the Fermi angle  $\theta_F$ . It is important that the nature of the change of the concentration dependence of these parameters is preserved from one alloy to another. Meanwhile,

those alloys which observe abnormally high increase of the annihilation parameter after plastic deformation also show this tendency after  $\alpha$ -particles irradiation. For some alloys, these changes exceed by more than twice the corresponding indicators for deformed state. It indicates that the  $\alpha$ -particles irradiation appears to be more effective on structural changes in metals than plastic deformation.

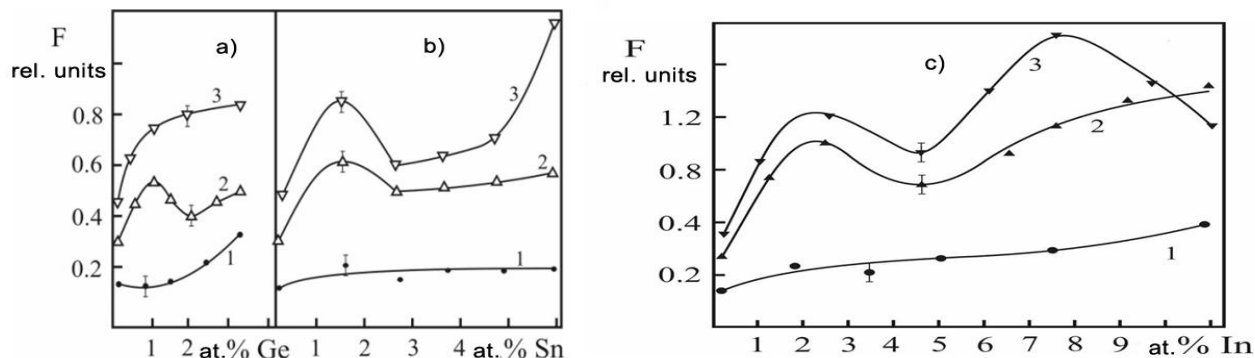


Fig.1 The redistribution of positron annihilation probability in Ti-Ge (a), Ti-Sn (b) and Ti-In (c) alloys in different state: 1 – annealed; 2 – deformed on  $\varepsilon=50\%$ ; 3– irradiated by  $\alpha$ -particles with  $E=50$  MeV.

Stability of the alloys towards the  $\alpha$ -particles influence depends on the nature and concentration of the alloying element. The measure of stability is the relative change of the  $F$ -parameter which characterizes the redistribution of free electrons in the places of positrons localization. The largest change of the  $F$ -annihilation parameter as a result of plastic deformation was observed in the alloys containing 0,8 at.% Ge; 1,2 and 7,6 at.% Sn, as well as 1,4 and 7,4at.% In. These very alloys reveal a similar increase of the  $F$ -parameter as a result of  $\alpha$ -particle irradiation but in a significantly larger degree.

This circumstance is probably related to the fact that a plastic deformation creates uniformly distributed-by-volume damages of crystal structure, whereas a radiation damages nascent under  $\alpha$ -particles bombardment have a maximal density in the immediate proximity to the sample surface in the range of positrons pass. Besides, it is possible that the injected helium ions in the metal generate such bound states with vacancy sets, which by positron capture efficiency considerably exceed a similar characteristic for simple vacancy traps. This testifies to the effect that the radiation defects represent deeper potential wells of capture for thermalized positrons than the deformation defects. Therefore, one can assume that damage ability of the mentioned alloys is higher relative to the titanium than that of alloys of other compositions. It is important to note that the electron-positron annihilation method enables us to get information not only about a common level of radiation damage ability, which is determined by the concentration and size of defects, but also about the pattern of change of electron density in these damages. Therefore, the primary growth  $\Delta F_{\alpha}$  in comparison with  $\Delta F_{\varepsilon}$  can be explained by the formation of defects with reduced density in the alloys, due to which they become highly effective trapping centers for positrons. In this respect, alloying of titanium by indium (1,4 at.%), tin (7,4 at.%) and germanium (0,8 at.%) enhances substantially the damage ability of alloys.

The level of radiation defect concentration depending on the content of the alloying elements can be determined from the  $\Delta F_{\alpha}/\Delta F_{\varepsilon}$  ratio presented in Fig.2. It can be seen that the irradiation by  $\alpha$ -particles have different effects on positron annihilation characteristics depending on the alloy's type. If Ti – Ge system observes a sufficiently sharp growth of this ratio with small Ge concentrations, then for Ti-Sn alloys the noticeable growth begins from the 4 at. % Sn and for Ti-In system  $\Delta F_{\alpha}/\Delta F_{\varepsilon}$  parameters' ratio do not practically depend on the alloy composition.

The observed relationships can testify not only the correlation between the concentrations of radiation and deformation defects that were created in the similar conditions, but also to the effect that stability of every system towards fast  $\alpha$ -particles influence depends on the nature and concentration of an alloying element. For example, radiation effect for Ti – 3.1 at.% Ge alloy exceeds deformation one for more than 2.5 times. Practically, sharp decay of the Fermi angle  $\theta_F$  as a result of irradiation in comparison with the initial state is observed for all investigated systems. In this regard, while analyzing data presented in Fig. 1 one can establish the following. In the initial state of all three investigated systems, the nature and relative values of the annihilation parameters  $F$  and  $\theta_F$  are of the same type on the average.

The growth of the alloying elements concentration is accompanied by a gradual increase of positron annihilation probability with free electrons, whereas both plastic deformation and  $\alpha$ -particles irradiation is not accompanied by a monotonous change of these parameters. The deviation scope of these parameters from their initial values depends substantially on the type and concentration of alloying elements.

The possibility of lattice instability initiation can render the influence on these processes. From this point of view the denoted alloys, for which the abnormal high changes of  $\Delta F$  annihilation parameter at  $\alpha$ -particle irradiation are observed, should be considered the least stable. Therefore, one can assume that the  $\alpha$ -

particles irradiation, same as deformation, can initiate such phase transformation, capture potential of which is significantly greater for positrons than for simple defects of vacancy and dislocation types. However, radiation phenomena accompanying these transformations obviously represent for thermalized positrons deeper capture potential wells than those accompanying the polymorphic transformations initiated by deformation. On the basis of the positrons capture model and assuming the probability of new precipitates formation in the crystal structure as a result of  $\alpha$ -particles irradiation, one can estimate the average size of these areas. Assuming a uniform distribution of these excrements over a sample volume, saturating defect concentration being equal  $C_v=10,4$  at. % and positrons diffusion coefficient  $D_+ = 0,1 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  and  $\lambda_f = 6.3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  one can determine from expression [13,14]:  $K = 4\pi D_+ r C_v$  the sizes of the mentioned precipitates. These sizes are made for Ti - 1,4 at.% Ge alloy  $r = 16 \text{ \AA}$ ; for Ti-1,4 at.% In alloy  $\bar{r} = 15 \text{ \AA}$ ; and for Ti – 7,6 at.% Sn alloy – approximately  $20 \text{ \AA}$ .

If the sizes of the precipitates depend on  $\alpha$ -particles irradiation (fluence) and doping element type, then increase of concentration in alloy affects differently on the changes of the  $\Delta F_a/\Delta F_s$  ratio. Also, the titanium alloying by indium leads to occurrence of radiation defects that are comparable by the positron capture efficiency with deformation defects, which become apparent in the practical constancy of the above mentioned ratio.

The results of isochronal annealing of the Ti-Ge irradiated alloys reveal only one stage of return independently from Ge concentration in the alloy. This annealing is completed at the temperature of  $300\text{-}320^\circ\text{C}$ , with radiation defects migration activation energy of  $E_a=1,50\text{-}1,55\text{eV}$ . The interpretation of the experimental data derived from positron annihilation methods both from angular correlation spectra measurement and annealing results is not an easy problem, mainly in alloys comprised of impurity atoms of considerable concentration as in the given case. Thus, the real picture of the observed phenomenon is determined not so much by the computational accuracy of the required parameter, but through a correct understanding of the occurring physical processes. Hence, the obtained activation energy value of radiation defect migration in the – Ge alloys irradiated by high- energy  $\alpha$ -particles,

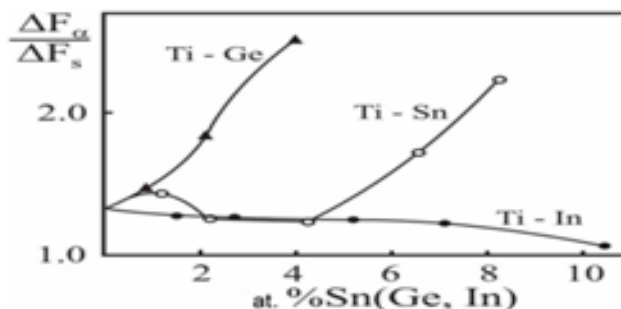


Fig. 2 Concentration dependencies of annihilation parameters for  $\alpha$ -irradiated titanium alloys



probably, corresponds to the departing of vacancy sets and phase precipitates in the  $\alpha$  - phase of the Ti structure.

## Conclusion

Thus, the combined action of radiation damages-vacancies, vacancy sets, as well as a new phase precipitates that appear under high energy  $\alpha$ -particles irradiation is the reason of abnormally large and irregular by components concentrations and values of the observed annihilation parameters of the investigated titanium alloys. This testifies different degrees of their damaging ability. It is a fact that alloying of titanium by Sn and In significantly increases the efficiency of the radiation defects in titanium towards positron capture and sharply decreases its stability to high energy  $\alpha$ -particles influence. It has been established that the electron structure and stability of each system to high energy  $\alpha$ -particles influence represents the function of concentration and nature of alloying element. At the same time, we observed abnormally high damage ability of specified titanium alloy compositions, alloyed by In, Sn and Ge, when the radiation defects concentration and positrons capture rate do not reach saturation in the investigated fluence interval.

## References

- [1] S. Tanigawa, K. Hinode, N. Owada, and M. Doyama, "The phenomenological interpretation of positron lifetime and trapping effect in metals with the special reference to the state of hydrogen," Proc. 5th. Int. Conf. of Positron Annihilation Japan, Tokyo, pp.159–165, 1979.
- [2] V. Rotshtein and V. Shulov, "Surface modification and alloying of aluminum and titanium alloys with low-energy, high-current electron beams", *J. of Metallurgy*. 15 p, Article ID 673685, 2011.
- [3] M. Louis, "Survey of radition effects in titanium alloys," Prepared by OAK RIDGE National Laboratory. Oak Ridge, Tennessee. 37831-6283, 14 p, 2008.
- [4] V. Khmelevskaya, A. Korznikov, G. Korznikova, and N. Kordo, "R-state in titan-based alloys", "R-состояния в сплавах на основе титана," *J. of Physics and chemistry of material processing*, Vol. 1, pp. 5 – 9, 2010.
- [5] B. Bergersen, E. Pajanne, and P. Kubica, "Diffusion of positrons in metals", *Solid state commun*, Vol.15, No. 8, pp. 1377 – 1380, 1974.
- [6] K. Mukashev and F. Umarov, "Hydrogen behavior in electron-irradiated titanium alloys studied by positron annihilation method", *Rad. Effects & Defects in Solids*, No. 162, pp. 415-423, 2007.
- [7] K. Mukashev, B. Tronin and F. Umarov, "Behavior of structure defects and hydrogen in neutron-irradiated stainless steels studied by positron annihilation method", *Rad. Effects & Defects in Solids*, No. 164, pp. 611-618, 2009.
- [8] T. Michihino, "Integrator for use in bombardment experiments", *Rev.of Sci. Instr.*, Vol. 49, No. 12, pp. 1743 – 1744, 1978.
- [9] M. Kelly, W. Johnston, C. Bauman, "Effects of nuclear radiation of thermocouples," presented at the Fourth Symp. on temperature: its measurement and control in science and industry, Columbus, Ohio, pp. 127 – 129, 1961.
- [10] K. Mukashev and F. Umarov, "Positron annihilation in titanium alloys modified by proton irradiation", *Rad. Effects & Defects in Solids*, No. 167, pp. 1 – 11, 2012 .
- [11] K. Mukashev and F. Umarov, "Physicochemical and radiation modification of titanium alloys structure," Chapter 6 of Book: "Titanium Alloys – Advances in Properties Control", pp. 115 – 147, 2013.

УДК 533. 537

## ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР СОЗДАНЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs МЕТОДОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Донаев С.Б., Умирзаков Б.Е., Ташмухамедова Д.А., Турахаджаев С.

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан, e-mail: [ftmet@rambler.ru](mailto:ftmet@rambler.ru)

В настоящее время интенсивно изучаются свойства наноразмерных структур на поверхности металлических, полупроводниковых и диэлектрических пленок. Известно [1, 2], что в наноразмерном диапазоне уменьшение размеров нанокристаллитов может привести к заметному изменению их электронной и кристаллической структуры. В частности, ширина



запрещенной зоны кремниевых квантовых точек вдвое превышает ширину запрещенной зоны кристаллического кремния. Определение взаимосвязи между изменениями этих параметров имеет научный и практический интерес. Одним из перспективных методов создания нанокристаллов и нанопленок является низкоэнергетическая ионная имплантация.

Нами ранее [3, 4] показано, что при бомбардировке ионами  $Ag^+$  с высокой дозой поверхность обогащается атомами Ga, а при бомбардировке ионами  $Me^+(Ba^+, Na^+, K^+)$  – атомами Ga и Me. Эти процессы сопровождаются разупорядочением приповерхностной области. После прогрева при оптимальной температуре образуются эпитаксиальные

нанокристаллические фазы (при имплантации с дозой  $D \leq 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) и нанокристаллические пленки (при  $D \geq 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) типа  $Ga_{1-x}Me_xAs$ . Однако процесс формирования отдельных нанокристаллических фаз, их состав, кристаллическая и электронная структура, эмиссионные и оптические свойства практически не исследованы. В данной работе изучен состав, структура и свойства нанокристаллов и нанопленок  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , полученных в поверхностной области GaAs имплантацией ионов  $Al^+$  в сочетании с отжигом (лазерный + температурный). В качестве объектов исследования были выбраны пленки n- и p- типа GaAs/Ge (111) с толщиной  $d = 500 \text{ нм}$ . Бомбардировка проводилась ионами  $Al^+$  с вариацией энергии в интервале  $E_0$  от 0,5 до 5 кэВ и дозой облучения  $D = 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

Исследование проводилось с использованием методов оже-электронной спектроскопии (ОЭС), ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС), растровой электронной микроскопии (РЭМ), дифракции быстрых электронов (ДБЭ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Анализ РЭМ и ДБЭ - картин поверхности чистого GaAs (111) и нанопленки  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , полученной после прогрева при  $T = 850 \text{ К}$  GaAs, имплантированного ионами  $Al^+$  с  $E_0 = 1 \text{ кэВ}$  при  $D = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  показал, что поверхность чистого GaAs обладает гладким микрорельефом. Что касается нанопленки  $Ga_{0,5}Al_{0,5}As$ , то она состоит из отдельных монокристаллических наноблоков с поверхностными размерами 10 – 20 нм. Хотя эти отдельные блоки выращиваются эпитаксиально, на некоторых из них кристаллографические ориентации на границах не совпадают друг с другом, следовательно, на ДБЭ-картине появляются узкие концентрические кольца с точечными рефлексами характерными для текстурированных пленок. Наши дальнейшие исследования показали, что при отжиге ионно-легированного GaAs с использованием лазерного излучения с плотностью энергии  $W = 1,6 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$  в сочетании с кратковременным прогревом до  $T = 900 - 950 \text{ К}$  формируется однородная

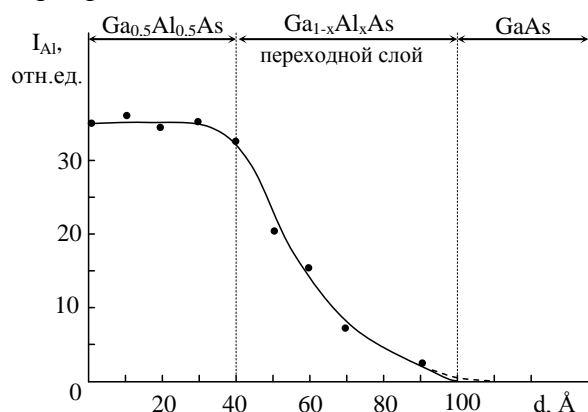


Рис. 1. Профили распределения атомов Al по глубине системы  $Ga_{0,5}Al_{0,5}As/GaAs$ , полученной имплантацией ионов Al в GaAs с  $E_0=1 \text{ кэВ}$  при  $D = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  в сочетании с отжигом (лазерный + температурный).

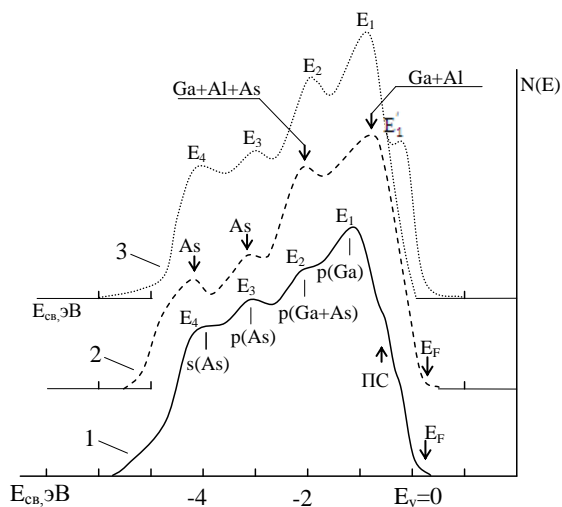


Рис. 2. Фотоэлектронные спектры: 1- пленки чистого GaAs/Ge (111); 2 – нанопленка  $Ga_{0,5}Al_{0,5}As/GaAs$  (111) с  $\theta = 40 \text{ Å}$ ; 3 – пленки GaAs с нанокристаллами  $Ga_{0,5}Al_{0,5}As$  с  $D = 15 - 20 \text{ нм}$ .

эпитаксиальная пленка  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ . Изучения профиля распределения этой системы показали, что толщина пленки  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$  составляет  $\sim 35 - 40 \text{ \AA}$ , а толщина переходного слоя, где концентрация Al монотонно уменьшается от 25 ат. % до 0 (в пределах чувствительности ОЭС), составляет  $50 - 60 \text{ \AA}$  (рис. 1). В случае отжига (лазерный + температурный) GaAs имплантированного ионами Al с  $E_0 = 1 \text{ кэВ}$  при низкой дозе ( $D = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) образовались эпитаксиальные нанокристаллические фазы трехкомпонентного соединения  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$  с поверхностным диаметром  $d = 15 - 20 \text{ нм}$ . Расстояние между центрами этих фаз составляет  $50 - 60 \text{ нм}$ .

На рис. 2 приведены фотоэлектронные спектры GaAs, нанопленки  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$  и GaAs с нанокристаллами  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$ , снятых при энергии фотонов  $h\nu = 10,8 \text{ эВ}$ . На спектре GaAs, отчетливо проявляются четыре пика обусловленные возбуждением электронов из s – состояний As и p – состояний Ga и As, а также обнаруживаются особенности вблизи  $E_V$ , обусловленные поверхностными состояниями.

Образование нанопленки трехкомпонентного соединения приводило к следующим изменениям:

- 1) Ширина спектра уменьшается на  $0,3 - 0,4 \text{ эВ}$ , т.е. положение  $E_V$  относительно  $E_B$  увеличивается на  $0,3 - 0,4 \text{ эВ}$ .
- 2) Положение пика  $E_1$  смещается в сторону больших энергий и его ширина существенно увеличивается. Мы полагаем, что при формировании этого пика участвуют 4p – электроны Ga и 3p – электроны Al.
- 3) Положение пика  $E_2$  обусловленного расщеплением p – состояний Ga, Al и As смещается направо на  $0,1 - 0,2 \text{ эВ}$  и увеличивается его интенсивность.
- 4) Положение пиков мышьяка  $E_3$  и  $E_4$  заметно не изменяется только происходит некоторое изменение их интенсивностей.

Что касается пленки GaAs с нанокристаллами  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$ , то на ее спектре должны были появляться особенности характерные как для GaAs, так и для  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$ . Однако, такая закономерность в нашем случае не наблюдается. В нанокристалле максимумы плотности состояния валентных электронов более резко выражены, чем в случае нанопленок.

При этом максимум  $E_1$  расщепляется на два максимума  $E_1$  и  $E'_1$ . Предполагаем, что  $E_1$  относится к нанокристаллу  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$ , а  $E'_1$  – GaAs. Положение  $E_2$  смещается в сторону больших энергий на  $\sim 0,2 \text{ эВ}$ , относительно  $E_V$  нанопленки.

Экстраполяция высокоэнергетической части максимума  $E_1$  к оси абсцисс показала, что для нанокристаллов положение  $E_V$  смещается на  $\sim (0,3 - 0,4) \text{ эВ}$  относительно  $E_V$  нанопленки. Положение пиков As заметно не меняется. Необходимо отметить, что в нанокристаллах плотности состояний валентных электронов должны состоят из набора дискретных очень узких зон. Однако в нашем случае в спектрах фотоэлектронов это четко не проявлялось. Основной причиной этого является то, что состояния нанокристаллов, созданных в матрице заметно отличаются от состояния свободных наночастиц. Кроме того на спектр фотоэлектронов очень большой вклад вносят электроны эмитированные из нелегированных участков GaAs.

Изменяя энергию ионов Al в интервале  $0,5 - 5 \text{ кэВ}$  можно было получить нанопленки и нанокристаллы  $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$  с толщиной от  $20 - 25 \text{ \AA}$  до  $60 - 70 \text{ \AA}$ .

#### Список литературы

- [1] Демиховский В.Я. // Соросовский образовательный журнал. 1997. №5. С. 80.
- [2] Сдобняков Н.Ю., Репчак С.В., Самсонов В.М., Базулев А.Н., Кульпин Д.А., Соколов Д.Н. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2011. № 5. С. 109.
- [3] Умирзаков Б.Е., Ташмухамедова Д.А., Рузибаева М.К., Ташатов А.К., Донаев С.Б., Мавлянов Б.Б. Исследование структуры и свойств гетероструктурных нанопленок, созданных методами эпитаксии и ионной имплантации. // ЖТФ. 2013, том 83. Вып.9. с.146-149.
- [4] Умирзаков Б.Е., Нормурадов М.Т., Ташмухамедова Д.А., Ташатов А.К. Наноматериалы и перспективы их применения. – Ташкент: MERIYUS, 2008. - 256 с.

УДК 539.21

**ОБРАЗОВАНИЕ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ УГЛЕРОДА И ВОДОРОДА НА ГРАФЕНЕ ПРИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ОСАЖДЕНИИ ЭТИХ АТОМОВ**Д.В. Алябьев<sup>1</sup>, А.А. Джурахалов<sup>2</sup>, В.Г. Стельмах<sup>1</sup>, И.Д. Ядгаров<sup>1</sup>,  
А.М. Расулов<sup>3</sup>, О.А. Кулдашев<sup>3</sup><sup>1</sup>Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан<sup>2</sup>University of Antwerp, Antwerp, Belgium, <sup>3</sup>Ферганский политехнический институт

Графен как объект исследования является уникальным в ряду других [1]. Одним из важных вопросов является влияние вакансий, дефектов и примесных атомов на свойства графена [2-4]. Кроме того, представляет интерес вопрос каким образом, в результате какого процесса может образоваться тот или иной дефект, в том числе примесный атом. В работе [5] этот вопрос рассматривался на основе эксперимента ионного соударения с графеном ( $\text{Ar}^+$ -graphene), а в [6] с использованием компьютерного моделирования изучалось воздействие бомбардировки атомов углерода на графен при нормальном падении. В настоящей работе методом молекулярной динамики исследовалось образование примесных атомов на графене, в результате осаждения на него атомов углерода и водорода с энергиями 1 эВ.

Графен представляет собой двумерную гексагональную углеродную кристаллическую решётку. Модель графена прямоугольной формы, состоящая из 112 атомов углерода, строилась с наложением периодических условий на граничные атомы вдоль плоскости этой структуры. Затем эта модель графена прошла процесс дампования (введения сил взаимодействия при  $T=0$  К) и процесс термализации дампованной структуры, в результате чего модель графена «разогрели» до 300 К. Для описания межатомного взаимодействия использовался потенциал Бреннера второго поколения (REBO), который хорошо описывает углеродные и водород-углеродные структуры [7].

После того как была получена компьютерная модель графена, разогретого до 300 К, изучались процессы осаждения атомов углерода с кинетической энергией 1 эВ на этот графен. Для этого 100 раз случайным образом задавалось место вертикального падения атома углерода на графен и определялось, есть ли связанное состояние атома углерода, и если есть, то в каком положении остался атом углерода – в этом случае атом углерода становился примесным атомом, т.е. атомом избыточным к идеальной структуре графена. По такой же схеме рассматривалось осаждение атомов водорода на графен. Было установлено, что не все осаждаемые атомы образуют связанное состояние с графеном, и, если связанное состояние образуется, то атомы находятся вблизи точек А, В, С и D, причём существует различная вероятность нахождения связанному атому над графеном в этих точках (см. Таблицу 1). Точка А – это один из атомов графена, точка В – точная середина между двумя ближайшими атомами графена, точка С – геометрическая середина гексагоналя, точка D находится посередине между точками А и С (см. рис. 1).

Таблица 1 Результаты взаимодействия осаждаемых атомов углерода и водорода с графеном

Тип осаждаемого атома	Количество атомов, не связавшихся с графеном	Количество атомов, связавшихся с графеном				
		всего	над точкой А	над точкой В	над точкой С	над точкой Е
углерод	2	98	77	8	8	5
водород	28	72	72	-	-	-

Таким образом, методами молекулярной динамики было установлено, что процессы осаждения атомов углерода и водорода на графен различаются между собой. Если в случае осаждения атомов углерода почти все атомы связываются с графеном, то в случае осаждения атомов водорода только около 70% этих атомов водорода связываются с графеном, причем все связанные атомы находятся над одним из атомов графена. Атомы углерода в результате своего осаждения на графен в основном находятся также над одним из атомов графена, и хотя с меньшей вероятностью, но всё же могут находиться в некоторых других позициях над графеном, например, точно над центром гексагоналя графена или точно над серединой между двумя ближайшими атомами. Следует отметить, что не наблюдалось просачивание сквозь графен атомов углерода при их осаждении с энергией 1эВ.

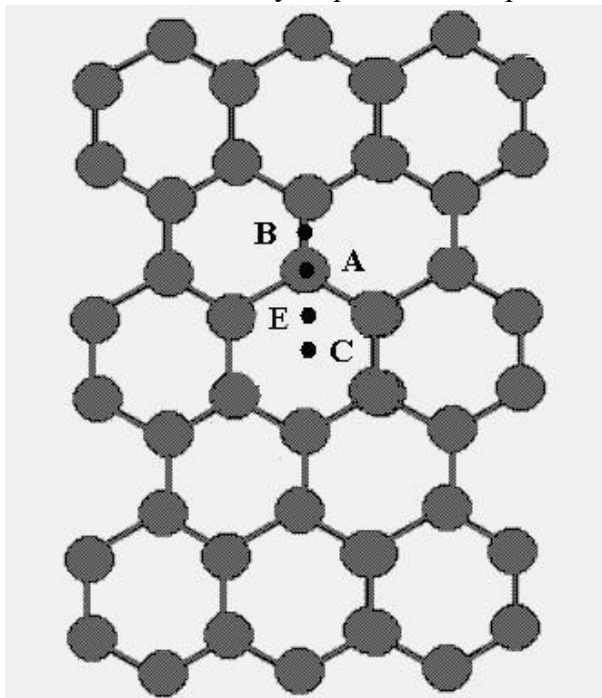


Рис. 1 Участок графена. Буквами А, В, С и D указаны места, над которыми находятся примесные атомы, образовавшие в результате осаждения.

Учитывая, что 1 эВ приблизительно соответствует температуре 11600 К, можно утверждать, что графен может оказаться идеальным хранителем газообразного водорода, в особенности с учетом хороших механических свойств графена.

#### Список литературы

- [1] Geim A.K., Novoselov K.S. // Nature Mater. 2007. V. 6. P. 183.
- [2] Loktev V.M. Low Temperature Physics/Fizika Nizkikh Temperatur, 2012, v. 38, No. 8, pp. 993–1000
- [3] Алисултанов З.З. //Физика твердого тела, 2013, том 55, вып. 6 С. 1211- 1220
- [4] Nanda B. R. K., Sherafati M., Popović Z. S., Satpathy S. // New J. Phys 2012 083004
- [5] Tapasztly L., Dobrik G., Nemes-Incze P., Vertesy G., Lambin Ph., Biry L.P.// Phys.Rev. Lett. 2008. 78 С. 233-407
- [6] Bellido E. P., Seminario J. M.// J. Phys. Chem. C 2012. 116 С. 4044–4049
- [7] Brenner D.W., Shenderova O.A., Harrison J.A., Stuart S.J., Ni B., Sinnott S.B.\\ J. Phys: Condens. Matter. 2002, 14, С. 783-802.

## ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ, СОЗДАННОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Кулагин И.А., Жўраева Ф.М., Усманов Т.

*Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУ, Ташкент, Узбекистан  
ilya\_kulagin@list.ru*

Генерация высших гармоник (ГВГ) является весьма многообещающим методом получения излучения в области мягкого рентгена с высокой спектральной яркостью, минимальной продолжительностью импульса, высокой когерентностью и т. д. Всесторонние исследования ГВГ были проведены, в основном, при использовании техники газовых струй. При этом было получено когерентное рентгеновское излучение с длиной волны в пределах нескольких нанометров и продолжительностью импульса в сотни аттосекунд [1]. Достижение данного спектрального и временного диапазона недавно было осуществлено также на основе ГВГ от поверхности твердого тела в выделенном направлении [2]. Однако недостатком вышеперечисленных процессов ГВГ является сравнительно низкий коэффициент преобразования ( $\sim 10^{-6}$ ). Ряд исследований показал [3,4], что этот недостаток может быть частично преодолен на основе использования лазерной плазмы в качестве нелинейной среды. Специфичность ГВГ в плазме по сравнению с газоструйными источниками заключается в возможности генерации плазмы с высокой плотностью и большой протяженностью, а также в связи с различными условиями возбуждения. Это открывает гораздо более широкие перспективы для эффективной ГВГ. Оптимизация условий возбуждения плазмы может привести к дальнейшему росту эффективности ГВГ. В частности, слабо возбужденная плазма обладает отдельными привлекательными свойствами по сравнению с сильно возбужденной плазмой (меньшее поглощение генерируемых гармоник, влияние свободных электронов и самодифракции излучения и т.д.). Особенно интересной представляется возможность повышения интенсивности одиночной гармоники, обусловленная резонансными процессами и оптимальными фазовыми условиями. В последнее время были получены сравнительно высокие эффективности при использовании ГВГ вблизи резонанса в лазерной плазме, созданной на поверхности полупроводниковых и металлических материалов (In, GaAs, InSb, Sn, Sb, Te, например [4,5]). Однако, несмотря на то, что генерация одиночной высшей гармоники происходит вблизи резонансов, механизмы повышения ее эффективности остаются до конца не выясненными.

В настоящей работе проведен анализ генерации одиночной гармоники как в непосредственной близости от резонанса, так при сравнительном удалении от него. Рассмотрим возможные механизмы повышения эффективности ГВГ. Подобными механизмами являются резонансное усиление и фазовое согласование. В первом случае за процесс повышения эффективности ГВГ ответственен отклик единичной атомной частицы, т.е. увеличение эффективности ГВГ происходит на микроскопическом уровне. Во втором случае за процесс повышения ГВГ ответственен отклик многоатомной системы, т.е. увеличение сигнала гармоник должно происходить на макроскопическом уровне.

На рис.1 приведены схемы процессов с участием состояний дискретного спектра в рамках трехступенчатой модели ГВГ. На первой стадии процесса (отмеченной на рисунке цифрой 1) происходит ионизация атомов. В этом случае возможны два канала туннельной ионизации: непосредственно с основного состояния (рис.1,а) и с участием резонансного промежуточного состояния (рис.1,б). Вероятность второго канала может намного превышать вероятность первого канала. Влияние динамического эффекта Штарка, как правило, повышает потенциальный барьер и снижает вероятность туннельной ионизации. На следующей стадии



процесса (отмеченной цифрой 2) происходит набор энергии свободным электроном. В случае линейной поляризации лазерного излучения электрон может возвратиться к родительскому иону и релаксировать в основное состояние атомной частицы, излучая фотон гармоник на следующей стадии процесса (отмеченной цифрой 3).

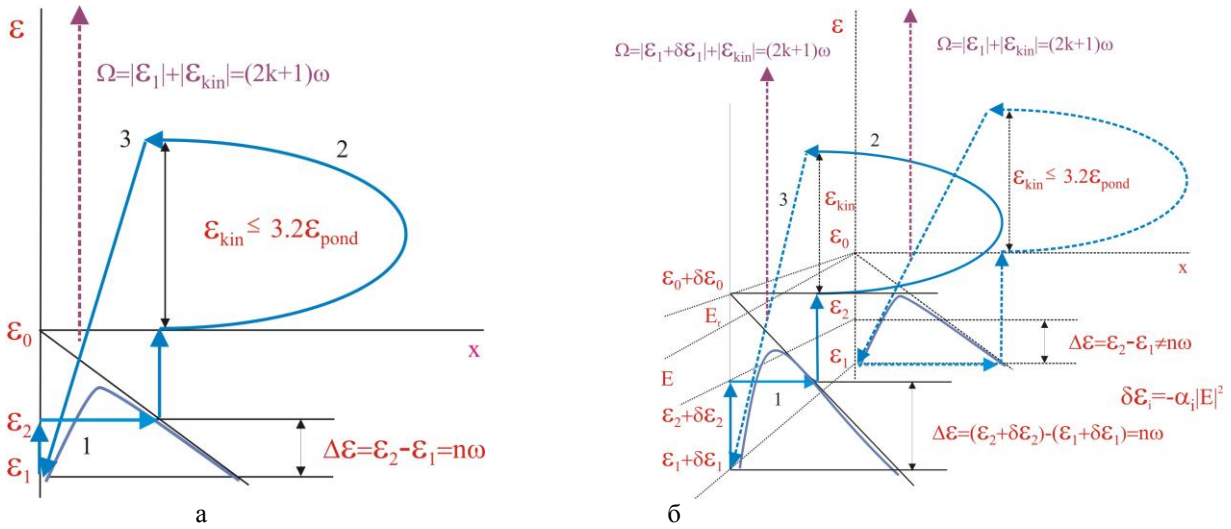


Рис.1. Диаграммы ГВГ в рамках модели с участием резонансных состояний.

Анализ влияния такого механизма повышения сигнала гармоник (так называемого резонансного повышения, индуцированного интенсивностью поля) проводился в работах [7,8]. Было показано, что реализация такого повышения возможна лишь в узком диапазоне интенсивности лазерного поля. При этом должен происходить рост группы высших гармоник. В возбужденной лазерной плазме возможна также реализация когерентной суперпозиции резонансных состояний. В этом случае изначально система может находиться в когерентном нестационарном состоянии, при этом плотность вероятности нахождения электронов осциллирует с боровской частотой [9]. На рис.2 приведены диаграммы процессов ГВГ с участием когерентной суперпозиции резонансных состояний.

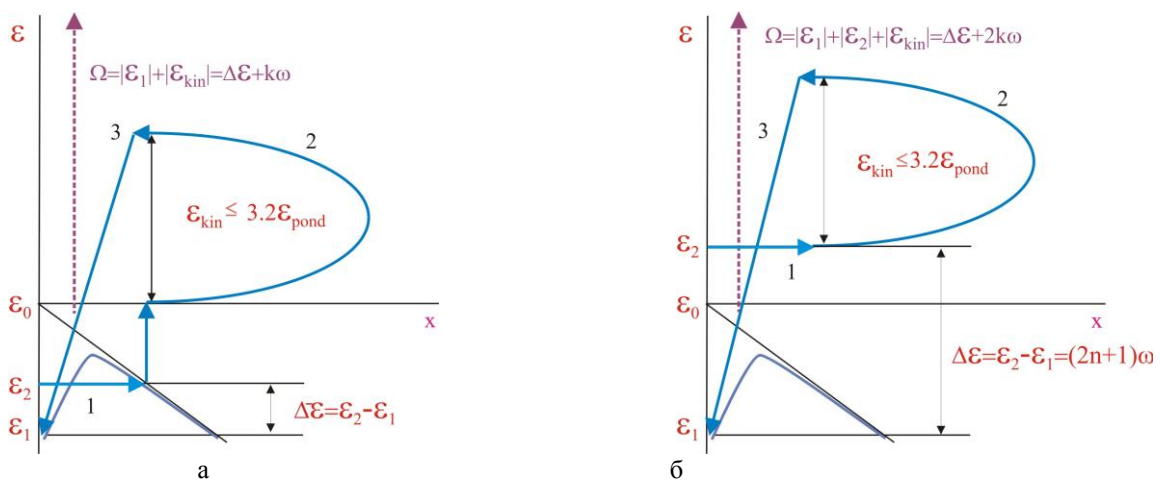


Рис.2. Диаграммы ГВГ с участием когерентной суперпозиции резонансных состояний.

На рис.2,а приведена схема процесса с участием состояния дискретного спектра, тогда как на рис.2,б приведена схема с участием автоионизационного состояния. На основе развитой методики проведен анализ спектральных распределений высших гармоник, генерируемых с

участием когерентной суперпозиции резонансных состояний. На рис.3 приведена диаграмма атомных уровней однократно заряженных ионов индия для наиболее сильных переходов в автоионизационные состояния (в скобках приведены значения сил осцилляторов переходов из основного состояния). Стрелкой отмечена частота излучения титан сапфирового лазера. Переход  $4d^{10}5s^2\ ^1S_0 - 4d^95s^25p\ (^2D)^1P_1$  близок к частоте 13-ой гармоники излучения данного лазера. Т.е. в данном случае могут быть реализованы резонансные условия для генерации 13 гармоника, которые наблюдались экспериментально [5].

На рис.4,а приведен спектр высших гармоник, рассчитанный в рамках реализации когерентной суперпозиции резонансных состояний. Треугольниками отмечены зависимости, полученные при реализации ГВГ с учетом переходов из основного состояния. Кружками отмечены зависимости, полученные с учетом переходов из начального автоионизационного резонансного состояния, квадратами – зависимости, полученные при равенстве коэффициентов суперпозиции основного и автоионизационного состояний. Из анализа рисунка можно заметить, что реализация когерентной суперпозиции резонансных состояний, приводит к повышению интенсивности высших гармоник в области резонанса. Однако, из рисунка видно, что в этом случае происходит увеличение интенсивности группы гармоник, расположенных вблизи резонанса. В случае отстройки от резонанса энергия фотона резонансной 13-ой гармоники остается той же (рис.4,б, сплошными линиями приведены зависимости, полученные при частоте основного излучения близкой к резонансной частоте, пунктирными линиями – отстройке частоты основного излучения от резонансной частоты равной 0,0015 а.е.). Из рисунка видно, что в этом случае энергия фотонов резонансных гармоник равноудалена от энергии резонансного фотона. Т.е. частота излучения гармоники не является целочисленной функцией частоты основного излучения.

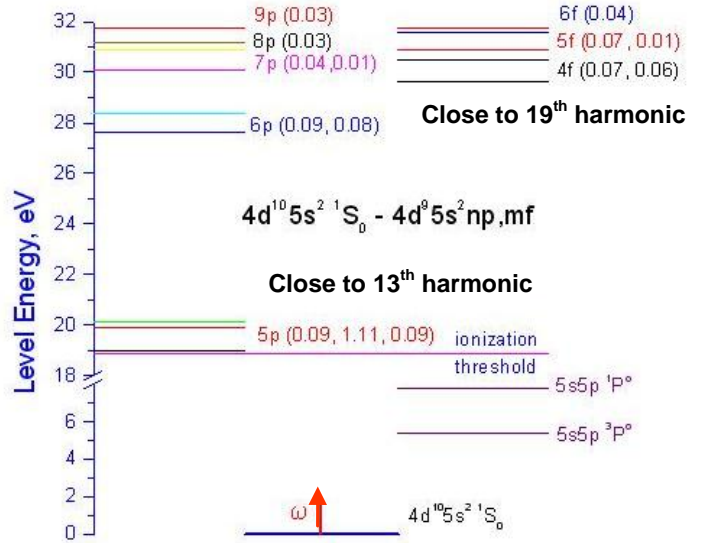


Рис.3. Диаграмма атомных состояний однократно заряженных ионов индия.

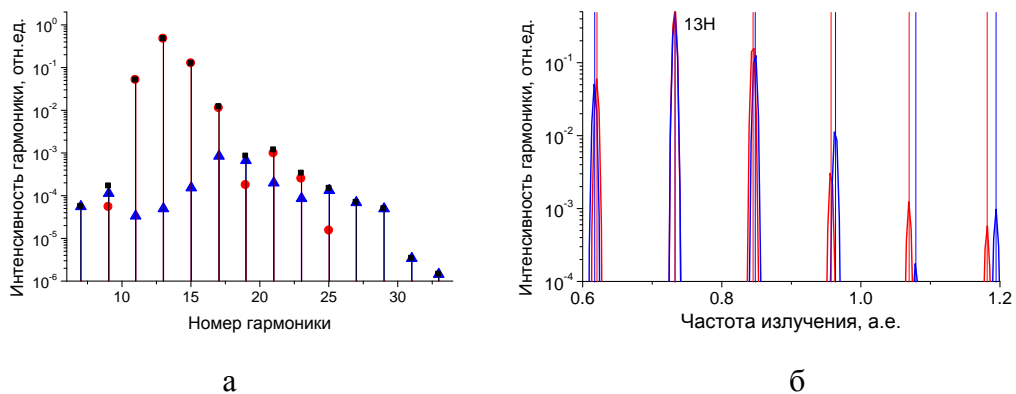


Рис.4. Спектральные распределения высших гармоник при реализации когерентной суперпозиции резонансных состояний.

Таким образом, что реализация резонансных условий способна привести к повышению сигнала высших гармоник. Однако, остается ряд проблем, которые не находят экспериментального подтверждения [5]. К ним относятся: значения контраста выделяемой гармоники и повышение интенсивности группы гармоник, а не отдельной гармоники, повышение резонансного сигнала гармоник в узком диапазоне интенсивностей в рамках модели резонансного повышения, индуцированного интенсивностью поля. В рамках модели когерентной суперпозиции резонансных состояний сдвиг длины волны гармоники с изменением частоты основного излучения и нецелочисленное значение гармоники. Также влияние изменения длины среды и перетяжки пучка остается необъяснимым.

Этот ряд проблем находит объяснение в рамках анализа коллективного отклика, учет которого связан с необходимостью рассмотрения распространения излучения в плазменной среде и учетом процессов фазового согласования. На рис.5 приведено спектральное распределение излучения высших гармоник в плазме, созданной на поверхности индия. В расчетах полагалось, что дифракционная длина пучка основного излучения значительно превосходит длину плазменного образования. Интенсивность основного излучения полагалась равной  $1,5 \times 10^{14}$  Вт см<sup>-2</sup>, ширина спектра – 16 нм. Плотность плазменного образования –  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, длина среды – 1 см. Треугольниками отмечены зависимости, полученные для отдельных ионов индия (микроскопический отклик), кружками – зависимости, полученными при учете влияния коллективного отклика (макроскопический отклик). Из рисунка видно, что микроскопический отклик приводит к равномерному распределению излучения высших гармоник в широкой спектральной области (области плато). Влияние фазовых условий (макроскопический отклик) приводит к повышению одиночной 13-ой гармоники индия. Контраст выделенной 13-ой гармоники (отношение сигнала гармоники к интенсивности соседних гармоник) составляет порядка 100, что соответствует эксперименту [5]. Необходимо отметить, что в процессе распространения импульса основного излучения плотность ионов индия уменьшается, тогда как концентрация свободных электронов увеличивается в результате ионизации ионов в сильном лазерном поле. Однако, эти факторы в данном случае не оказывали значительного влияния на выделение гармоники, снижалась лишь общая эффективность ГВГ.

Анализ влияния chirpa лазерного излучения показал, что с ростом фазовой модуляции основного излучения происходит уменьшение контраста выделяемой гармоники и сдвиг длины волны всех гармоник. При длине среды сравнимой с дифракционной длиной пучка основного излучения спектральное распределение гармоник принимало осциллирующий характер. Последнее связано с фазовым сдвигом, вызванным фокусировкой излучения. Таким образом, существует оптимальное соотношение между длиной нелинейной среды и степенью фокусировки лазерного излучения, при котором эффективность выделения и повышения сигнала выделяемой гармоники максимальна. Полученные результаты с учетом коллективного отклика среды более детально согласуются с экспериментальными данными.

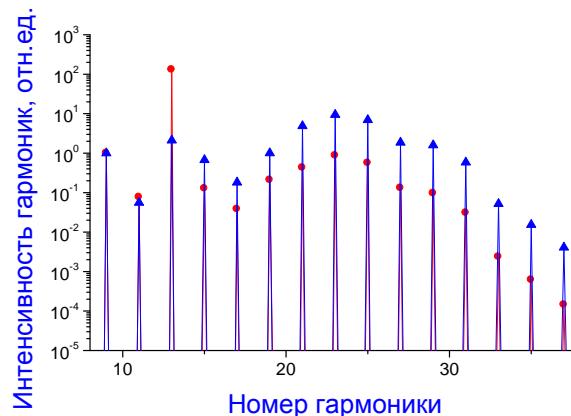


Рис.5. Спектральное распределение высших гармоник, генерируемых в плазме индия.

#### Список литературы

- [1] G. D. Tsakiris et al, New J. Phys. 8, 19 (2006).
- [2] B. Dromey et al, Nature Phys., 2, 456 (2006).
- [3] R. A. Ganeev et al, Phys. Rev. A 74, 063824 (2006).
- [4] M. Suzuki, M. Opt. Express **15**, 1161 (2007).
- [5] R.A. Ganeev. Успехи Физ. Наук 183, 815 (2013).
- [6] F.F.C. de Morisson et al. Phys. Rev. A 65, 023404 (2002).
- [7] E.S. Toma et al. J.Phys. B 32, 5843 (1999).
- [8] D.B. Milosevich J. Op. Soc. Am. B 23, 302 (2006).

### КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РОСТА ТОНКОЙ ПЛЁНКИ ПРИ ОСАЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ Ag(100) СМЕШАНЫМИ КЛАСТЕРАМИ $Co_xAg_y$

<sup>1</sup>Расулов А.М., <sup>2</sup>Ядгаров И.Д., <sup>3</sup>Мирзакаримов Б.А., <sup>1</sup>Кулдашев О.А.,  
<sup>2</sup>Стельмах В.Г., <sup>2</sup>Алябьев В.Д.

<sup>1</sup>Ферганский политехнический институт

<sup>2</sup>Институт Ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз,

<sup>3</sup>Ферганский филиал Ташкентского университета информационной технологии.

#### 1. Введение

В современном мире металлические кластеры (МК) уже используются во многих высокотехнологичных процессах. В век нанотехнологий и наносистем, в век развития нанoeлектроники трудно переоценить особенности металлических объектов, обладающих наномасштабными размерами. Рассматривая токопроводящие кластеры нельзя не обратить внимание на так называемые нанопроводники или нанопроволоки. Такие системы в идеале представляют собой одномерный массив атомов металла или, проще говоря, одномерный кластер. Нанопроводники находят применение в различных областях нанoeлектроники. Известны их применения в резистивных переключателях программируемой электромеханической памяти [1], в одномодовом лазере [2], прозрачных тонкопленочных транзисторах [3], логических матрицах [4] и мемристорах.

С точки зрения фундаментального естествознания исследования наноструктур позволяют расширить круг экспериментальных и теоретических приемов, традиционно применяемых, с одной стороны, для молекулярных систем, и с другой стороны, при исследованиях твердых тел или жидкостей. Сами наноструктуры при осаждении металлических кластеров эволюционируются: изменяются, растут, сливаются между собой и в конечном результате могут образовать сплошную тонкую плёнку на поверхности. Теоретическое изучение свойств этих плёнок представляет собой отдельное направление, в практическом плане эти тонкие плёнки представляют интерес, например, как защитные покрытия. Поэтому в последние годы все больший интерес экспериментаторов и теоретиков, работающих в области физики взаимодействия атомных частиц с поверхностью твердого тела, вызывает процесс взаимодействия кластерных частиц с поверхностью твердого тела с последующим образованием тонкой плёнки. Непрерывно совершенствующиеся экспериментальные методики позволяют в настоящее время получать уникальную информацию, в частности, уверенно измерять характеристики наноструктур и тонких плёнок на поверхности кристаллов. При увеличении размеров осаждаемых кластеров можно приблизиться к получению одиночных наночастиц на поверхности металлов, уже достаточно активно используемых в новых технологиях.

#### 2. Модель смешанного кластера $Co_{286}Ag_{301}$



Смешанные кластеры  $Co_xAg_y$  моделировались компьютерной программой, основанной на методе Монте-Карло и ММД. Сначала определялась равновесная конфигурация при температуре кластера 300 К, а затем кластер «разогревались» до более высоких температур. Ниже на рисунках показаны кластеры  $Co_{10}Ag_{191}$  и  $Co_{286}Ag_{301}$  при температуре  $T=0K$ , которые использовались при моделировании процессов

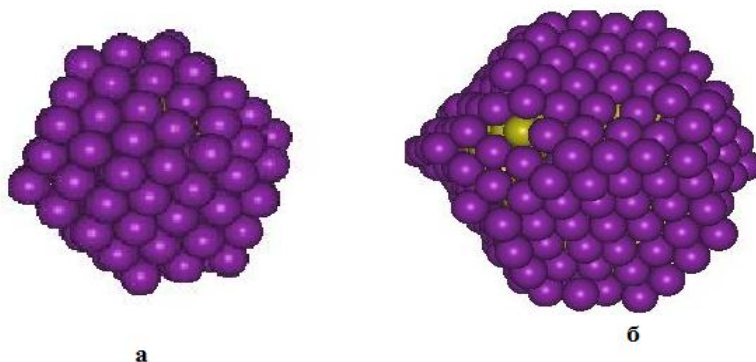


Рис. 1. Графические представление модели кластеров  $Co_{10}Ag_{191}$  (маленький кластер, а) и  $Co_{286}Ag_{301}$  (большой кластер, б) в свободном состоянии.

распыления Co и образования наноструктур Co на поверхности Ag. При моделировании использовался метод вложенного атома.

Были проанализированы энергии связи кластеров и особенности конфигураций кластеров в

зависимости от количества атомов в них. Получены зависимости средней энергии связи на один атом в кластерах серебра при  $T=0K$  и зависимости вращательного объёма, нормированного на вращательный объём димера серебра, от количества атомов в кластере серебра.

Результаты расчета показывает, что в случае, когда на поверхности падает маленький кластер, его форма изменяется, т.е. атомов кластера перераспределяется по направлениям атомов Ag. В случае большой кластер, форма не меняется, но вблизи поверхности происходит деформации кластера.

### 3. Моделирование осаждения смешанных кластеров $Co_{10}Ag_{191}$ и $Co_{286}Ag_{301}$ на поверхность $Ag(100)$

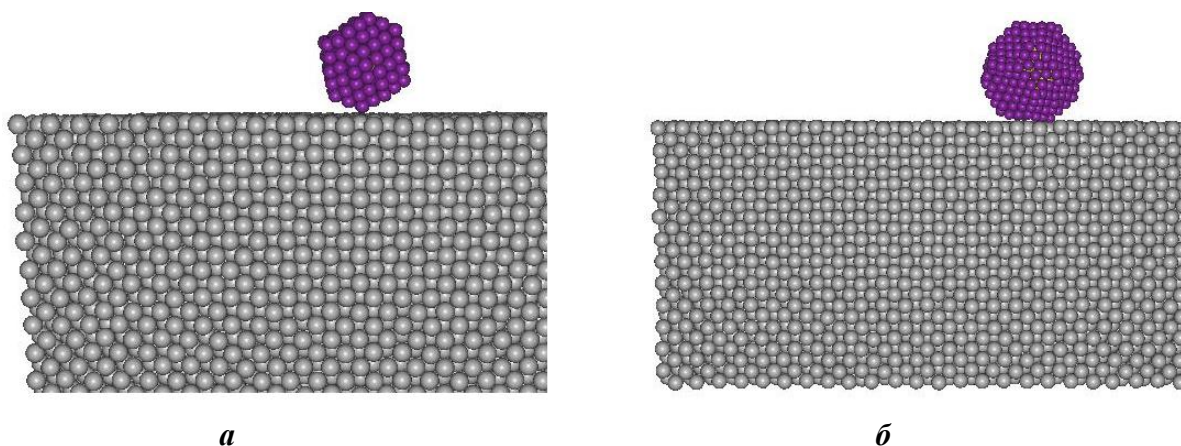


Рис. 2. Результат осаждения кластеров  $Co_{286}Ag_{301}$  (а) и  $Co_{286}Ag_{301}$  (б) на поверхность кристалла серебра (100).

В работе использовано компьютерная программа, основанная на методе молекулярной динамики (ММД), для изучения процесса кластерного распыления при взаимодействии низкоэнергетических атомов и кластеров  $Co_{10}Ag_{191}$  (маленький кластер) и  $Co_{286}Ag_{301}$  (большой кластер) с поверхностью металлических монокристаллов. Создаётся модель реального кристалла в 3 этапа:

1. Создание модели идеального кристалла;
2. Дампирование идеального кристалла;



### 3. Термолизация дампированного кристалла до определенной температуры.

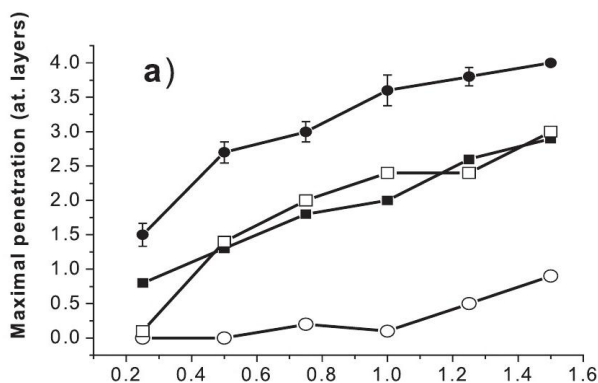


Рис.3. Максимальное глубина проникновения атомов кластеров в кристалл серебра (100) в зависимости от кинетической энергии осаждения.

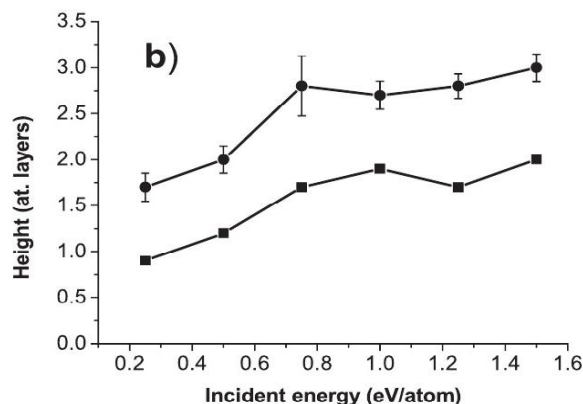


Рис.4. Высота кромки кристалла вокруг осажденного кластера. круги соответствуют результатам для маленького кластера, квадраты соответствуют для большого кластера.

Закрашенные квадратики соответствуют результатам для атомов серебра в маленьком кластере, закрашенные круги для атомов серебра в большом кластере, незакрашенные круги для атомов кобальта в маленьком кластере и незакрашенные квадратики для атомов кобальта в большом кластере.

#### Список литературы

- [1] Wu W. Piezotronic nanowire-based resistive switches as programmable electromechanical memories / W. Wu, Zh. L. Wang // Nano Letters. 2011. -V.II. -P.2779-2785.
- [2] Xiao Y. Single-Nanowire Single-Mode Laser / Y. Xiao, C. Meng, P. Wang, Y. Ye, H. Yu, S. Wang F. Gu L. Dai L. Tong // Nano Letters. 2011. - V.U. -P.1 122-1126.
- [3] Lee D.H. Transparent thin film transistors based on parallel array of Si nanowires / D.H. Lee, J.W. Choung, Y.B. Pyun, K. Son, W.I. Park // 3rd International Nanoelectronics Conference. Book of Abstracts. 2010. - P. 12821283.
- [4] Simsir M.O., NanoV: Nanowire-based VLSI design / M.O. Simsir, N.K. Jha // IEEE/ACM International Symposium on Nanoscale Architectures. Book of Abstracts. 2010. - P.53-58.
- [5] R. A. Johnson Alloy models with the embedded-atom method Phys. Rev. B 39, 12554–12559 (1989)

## МЕХАНИЗМЫ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ПРОЦЕССА ПЛАВЛЕНИЯ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ CdTe и GaAs ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Тагаев М.Б., Даулетмуратов Б.К., Аметов Б.Т., Бекбергенов С.Е., Даулетмуратов Б.Б.,

*Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, г. Нукус,  
boribai\_7@rambler.ru*

Порог лазерно-индуцированного плавления поверхности кристаллу в основном определяется температурой плавления материала, его теплоемкостью и теплопроводностью, глубиной диффузии тепла  $l = \sqrt{\chi\tau}$ , а также глубиной поглощения света  $d \sim \alpha^{-1}$ ;  $\alpha$  - коэффициент поглощения,  $\chi$  - температуропроводность,  $\tau$  - длительность лазерного импульса. Кристаллы CdTe и GaAs на длине волны излучения  $\lambda = 1,06$  мкм оптически прозрачные, при  $\lambda = 0,694$  мкм для GaAs глубина диффузии тепла  $l_{GaAs} = 0,787$  мкм,  $d_{GaAs} = 0,5$  мкм, для CdTe –  $l_{CdTe} = 0,377$  мкм,  $d_{CdTe} = 0,34$  мкм [1-4].

В зависимости от интенсивности импульсного наносекундного лазерного облучения можно выделить три характерных пороговых этапы лазерно- индуцированной модификации поверхности полупроводников: преобразование дефектной подсистемы приповерхностного пласта в твердой фазе с одновременным процессом обогащения менее летучим компонентом [2-3], плавление поверхности разрушение приповерхностного пласта при достижении значительного давления паров [4].

При облучении кристаллов рубиновым лазером поглощения происходит в тонком приповерхностном слое толщиной  $d \sim \alpha^{-1} \approx 10^{-4} - 10^{-5}$  см ( $\alpha_{0,694} = 6 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> для CdTe [3],  $\alpha_{0,694} = 2.8 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> для GaAs [4]). Поглощение оптического излучения неодимового лазера происходит как на поверхности кристаллу, так и в его объеме,  $\alpha_{1,06} \sim (1-3)$  см<sup>-1</sup> для CdTe в  $\alpha_{1,06} \sim 1$  см<sup>-1</sup> для GaAs [4]. При этом  $\alpha$  сильно зависит от концентрации свободных носителей и структурных дефектов в объеме кристаллу.

Импульсное лазерное облучение (ИЛО) проводилось в режиме многократного облучения, при котором последовательно облучалась одна и та же самая область кристалла (кривые 1, 3 на рис. 1 и 2), и в однократном режиме, при котором облучались разные, отдаленные один от другого области кристалла (кривые 2, 4 на рис. 1 и 2).

На рис.1 приведены зависимости амплитуды акустического сигнала от интенсивности излучения рубинового лазера  $A(I)$ . В режиме однократного облучения, в линейной области зависимости  $A(I)$  до 7 МВт/см<sup>2</sup> для CdTe и 17 МВт/см<sup>2</sup> для GaAs, при котором еще отсутствует плавление поверхности, акустическим откликом есть фототермоакустичный сигнал за счет термического расширения локального объема вещества при ее нестационарном нагревании.

В области интенсивности лазерного излучения  $I = 8- 24$  МВт/см<sup>2</sup> для CdTe и  $I = 18- 24$  МВт/см<sup>2</sup> для GaAs зависимость  $A(I)$  становится нелинейной, причем сначала изменение  $A(I)$  происходит приблизительно за экспоненциальным законом (рис. 1, кривые 1- 4) и обусловлена дополнительными механизмами акустического излучения за счет процесса плавления приповерхностного слоя [2-5].

Сечение линейной аппроксимации значений амплитуды при малых  $I$  (кривая 5) с началом экспонентной зависимости  $A(I)$  оценивается как порог плавления  $I_{th}$  приповерхностного слоя CdTe и GaAs, что составляет  $8 \pm 0.4$  МВт/см<sup>2</sup> для CdTe (111) и  $18 \pm 0.4$  МВт/см<sup>2</sup> для GaAs (111).

При этому толщина расплавленного слоя CdTe и GaAs представляет по данным [5] приблизительно 15- 20 нм и возрастает с интенсивностью [5].

На рис.2 приведены зависимости  $A(I)$  при облучении импульсами неодимового лазера, т.е. в области прозрачности исследуемых материалов. При этом из-за отсутствия фундаментального поглощения света излучения будет поглощаться на свободных носителях, фонах, на структурных дефектах решетки и потому глубина поглощения света может быть большей, чем глубина распространения тепла ( $d > l$ ). Порог плавления в этом случае сильно зависит от концентрации дефектов и свободных носителей в приповерхностном слое [1-5].

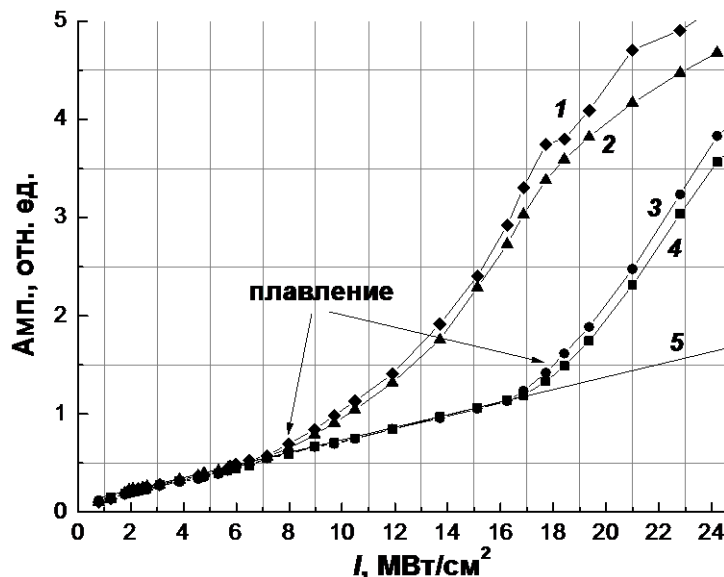


Рис. 1. Зависимость амплитуды акустического сигнала от интенсивности импульса рубинового лазера. Облучение кристалла CdTe (111) в одну область (1) и в разные области (2). Облучение кристалла GaAs (111) в одну область (3) и в разные области (4). 5 - линейная аппроксимация.

Аналогично, сечение аппроксимации (кривая 5 на рис. 2) с началом нелинейной зависимости  $A(I)$  определяет порог плавления  $I_{th}$  приповерхностного слоя CdTe и GaAs при облучении неодимовым лазером; в однократном режиме значения  $I_{th}$  представляет  $170 \pm 5$  МВт/см<sup>2</sup> для CdTe (111) (крива 2) та  $310 \pm 5$  МВт/см<sup>2</sup> для GaAs (111) (кривая 4).

В экспериментах наблюдалось появление плазмы при многократном облучении CdTe и GaAs неодимовым и рубиновым лазерами одной области с интенсивностью немного меньше  $I_{th}$ , что указывает на снижение порогу плавления за счет эффекта накопления [2-4]. Как видно из рис. 2, при облучении из области прозрачности порог плавления значительно (на 50...100 МВт/см<sup>2</sup>) снижается. Дополнительный внос в амплитуду акустического давления дают следующие механизмы:

Акустическая эмиссия - излучение внутренних спонтанных акустических волн шумового характера при локальной динамической перестройке структуры твердого тела, что сопровождается возникновением и срывом механических напряжений в локальных объемах при трещинообразовании, образовании дислокаций, при фазовых преобразованиях твердое тело - жидкость (плавление) и жидкость - твердое тело (кристаллизация) в монокристаллах, в частности при импульсном лазерном облучении. Возбуждение акустического импульса при резком расширении - сжатия вещества при изменении ее агрегатного состояния. Величина давления при фазовом переходе определяется в линейном по  $\Delta\rho_{sl}$  приближении от изменения плотности при плавлении  $\Delta\rho_{sl} = \rho_s - \rho_l$  согласно выражению  $P_{sl} = \Delta\rho_{sl} d(Vh) / dt$ , где  $V$  - скорость изменения толщины пласта расплава  $h$ . Величина  $P_{sl}$  квадратично зависит от максимального значения  $V$ .

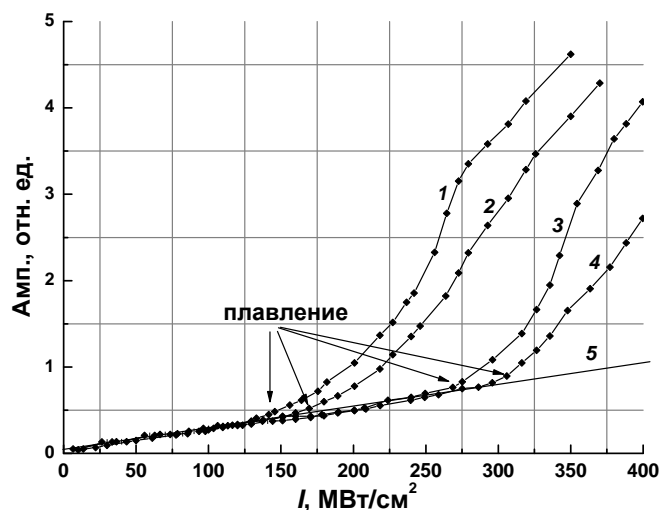


Рис. 2. Зависимость амплитуды акустического сигнала от интенсивности импульса неодимового лазера. Облучение кристалла CdTe (111) в одну область (1) и в разные области (2). Облучение кристалла GaAs (111) в одну область (3) и в разные области (4). 5 - линейная аппроксимация.

## ВЫВОДЫ

1. Установлено, что при облучении кристаллов наносекундными импульсами лазера над пороговой мощности сигналы акустической эмиссии при образовании линейных дислокаций и микротрещин возбуждаются на фоне других акустических сигналов, что приводит к трудности в их регистрации. Регистрация АЭ возможная лишь при таком значении энергии лазерного импульса, когда время рекристаллизации расплава в локальной области на поверхности кристаллу будет большим за время затухания акустических сигналов от других процессов, поскольку время задержки возникновения АЭ определяется временами оттока запасенного тепла расплавом в непрогретые области.
2. Экспериментально выявлено, что процесс лазерно-индуцированного локального плавления соединений монокристаллов CdTe и GaAs служит причиной нелинейной зависимости амплитуды индуцированного акустического отклика в диапазоне 20 - 2000 кГц от интенсивности наносекундного лазерного излучения.
3. Нелинейная зависимость амплитуды акустического отклика от интенсивности наносекундного лазерного излучения при превышении порога плавления объясняется суммированием акустических импульсов, индуцированных при резком изменении объема при

плавлении, давлением неравновесных паров над расплавом и расширением облака горячей плазмы, а также акустической эмиссией при зарождении дислокаций и при фазовых преобразованиях твердое тело- жидкость и жидкость - твердое тело.

4. Установлено, что порог плавления поверхности монокристаллов при однократном наносекундном (20 нс) облучении с  $\lambda = 0,694$  мкм, определенный по изменению амплитуды акустического отклика, составляет  $8 \pm 0,4$  МВт/см<sup>2</sup> для грани (111) CdTe и  $18 \pm 0,4$  МВт/см<sup>2</sup> для грани (111) GaAs; при однократном наносекундном (15 нс) облучении светом в области прозрачности кристаллов ( $\lambda = 1,06$  мкм) порог плавления составляет  $170 \pm 5$  МВт/см<sup>2</sup> для CdTe (111) и  $310 \pm 5$  МВт/см<sup>2</sup> для GaAs (111).

#### Список литературы

- [1]. Шульпина И.Л. Воздействие импульсного лазерного излучения на реальную структуру монокристаллов CdTe. / И.Л. Шульпина, Н.К. Зеленина, О.А. Матвеев // ФТТ. – 1998. – Т. 40, № 1. – С. 68–72.
- [2]. Шульпина И.Л. Тепловое воздействие импульсного лазерного излучения на реальную структуру монокристаллов CdTe / И.Л. Шульпина, Н.К. Зеленина, О.А. Матвеев // ФТТ. – 2000. – Т. 42, № 3. – С. 548–552.
- [3]. Шульпина И.Л. Рентгенодифракционное исследование изменения реальной структуры монокристаллов CdTe в результате лазерного облучения / И.Л. Шульпина, В.В. Ратников, О.А. Матвеев // ФТТ. – 2001. – Т. 43, № 3. – С. 559–562.
- [4]. Возбуждение поверхностных акустических волн в кристаллах *p*- CdTe при воздействии импульсным лазерным излучением / А. Байдуллаева, А.И. Власенко, Э.И. Кузнецов [и др.] // ФТП. – 2001. – Т. 35, № 8. – С. 960–963.
- [5]. Bell R.O. Calculated temperature distribution during laser annealing in silicon and cadmium telluride / R.O. Bell, M. Toulemonde, P. Siffert // J.Appl.Phys. – 1979. – Vol. 19. – P. 313–319.

УДК 537.533

### ОБ ИЗМЕНЕНИЯХ ЭЛЕМЕНТНОГО И ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ПРИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ КРЕМНИЯ ПРОИСХОДЯЩИХ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ ЩЕЛОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Рысбаев А.С., Хужаниезов Ж.Б., Бекпулатов И.Р., Холмухамедова В.Х., Файзуллаев Р.Ф., Шоабдурахманова Н.Ш., Эшонкулов Ж.

Ташкентский Государственный Технический Университет, [rysbaev@mail.ru](mailto:rysbaev@mail.ru)

Как известно, ионная имплантация (особенно при больших дозах) примесей в монокристаллические образцы приводит к существенному изменению кристаллической структуры поверхности, вплоть до полной аморфизации, образованию новых химических соединений, что сопровождается существенным изменением параметров энергетических зон и распределения электронных состояний в зонах.

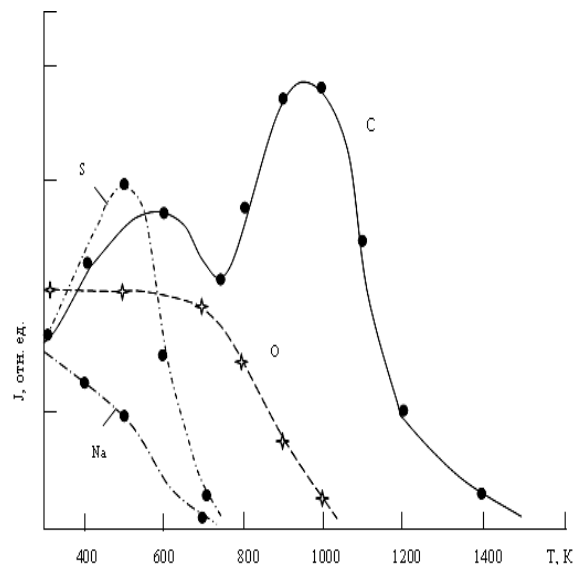
Образцы Si(111) и Si(100) *p*- и *n*- типа очищались термическим прогревом в два этапа: длительно при температуре  $T=1200$  К и кратковременно при  $T=1550$  К. Результаты исследования элементного состава методом ЭОС показали, что на поверхности исходного Si имеется пленка окиси кремния и примеси: S, C, Na и O.

На рис. 1 показано, как меняется интенсивность оже – пиков примесных атомов после прогрева Si при различных температурах. Видно, что поверхность Si, легко очищается от Na и S путем прогрева при  $T=600-650$  К. Для очистки от кислорода необходим прогрев образца при  $1000-1100$  К причем, как видно из рис.1, в результате прогрева при  $T=600$  К содержание кислорода на поверхности возрастает, очевидно, за счет диффузии атомов из объема к поверхности. Аналогично ведут себя и атомы углерода: при прогреве при  $T=1000$  К

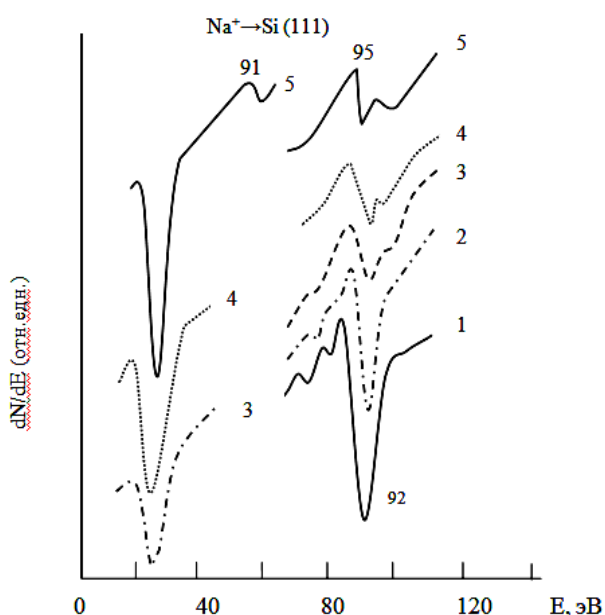
интенсивность пика С на поверхности резко возрастает, что также связано с диффузией к поверхности объемного углерода. После термического прогрева при  $T=1450-1500$  К содержание всех примесей оказывается минимальным. При этом на картине ДМЭ и ДБЭ устанавливается структура Si(111)-1x1, характерная для достаточно очищенной поверхности кремния. Если провести имплантацию ионов  $Ba^+$  или щелочных элементов в образцы Si с энергией  $E_0=0,5 - 1$  кэВ с дозой  $D \sim 10^{15}$  см<sup>-2</sup>, а затем очищать термическим прогревом, то удаётся полностью, в пределах чувствительности оже – спектрометра, очистить поверхность Si от примесей. При этом картина ДМЭ от такой поверхности оказывается намного четче и контрастней, чем от поверхности Si, полученной термической очисткой. Полученную таким образом поверхность монокристаллов Si мы называем в дальнейшем чистой.

После получения чистой поверхности Si нами проводилась имплантация ионов  $Li^+$ ,  $Na^+$ ,  $Rb^+$ ,  $Cs^+$ ,  $Ba^+$ . Энергия имплантируемых ионов варьировалась в диапазоне  $E_0=0,5-5$  кэВ, доза облучения  $D$  – от  $10^{13}$  до  $10^{17}$  см<sup>-2</sup>. Методом ЭОС нами были исследованы изменения элементного и химического составов приповерхностной области Si при имплантации ионов  $Ba^+$  и щелочных элементов. В качестве примера на рис. 2 приведена низкоэнергетическая область спектра оже – электронов для поверхности Si(111), имплантированной ионами  $Na^+$  с  $E_0=1$  кэВ с различной дозой облучения  $D$ , см<sup>-2</sup>: 0 (кривая 1);  $1 \cdot 10^{14}$  (2);  $1 \cdot 10^{15}$  (3);  $1 \cdot 10^{16}$  (4) и  $8 \cdot 10^{16}$  (5).

Из рис. 2 видно, что до дозы  $5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> в спектре отсутствуют пики, характерные для легирующего элемента. Это может быть связано с формированием фронта легирующей примеси в начале процесса имплантации на расстоянии от



**Рис.1** Изменение интенсивностей оже-пиков примесных атомов S (150 эВ), C (272 эВ), O (508 эВ) и Na (27 эВ) в процессе термического очистки поверхности кремния.



**Рис.2** Оже-спектры чистого Si(111) (кривая 1) и Si, имплантированного ионами  $Na^+$  с  $E_0=0,5$ кэВ с дозой  $D$ , см<sup>-2</sup>: 0 (кривая 2);  $1 \cdot 10^{14}$  (3);  $1 \cdot 10^{15}$  (4) и  $8 \cdot 10^{16}$  (5).

поверхности, превышающем глубину выхода оже – электронов с энергией  $E < 100$  эВ. С дальнейшим увеличением дозы ионов в спектре появляются пики Na при 27 и 57 эВ, связанные с переходом типа  $L_{2,3}VV$  и  $L_1VV$ , соответственно. Ещё одной особенностью в изменении спектра ЭОС является то, что начиная с  $D=8 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>, меняется форма пика Si  $L_{2,3}VV$ , при больших дозах  $D > 10^{16}$  см<sup>-2</sup> он расщепляется на два пика: при 90 и 96 эВ. Такое изменение оже – пика  $SiL_{2,3}VV$  может быть обусловлено взаимодействием  $sp^3$  – гибридных электронов Si с s – электронами Na, т.е. образованием химического соединения между атомами Si и внедренной примесью. Подобное изменение формы пика  $SiL_{2,3}VV$  происходило также при больших дозах имплантации в Si ионов  $Ba$ ,  $Li$ ,  $K$ ,  $Rb$ , и  $Cs$ . Сходство формы пика и близость их энергии расщепления для всех типов ионов, по-видимому,



связано со сходством типа образующихся химических соединений. Следует отметить, что в случае Ва в образовании химического соединения, кроме s-электронов бария, могут также участвовать и d-электроны.

Аналогичное изменение формы пика Si L<sub>2,3</sub>VV, наблюдаемое в работах [1,2] при имплантации ионов N<sup>+</sup> и Cr<sup>+</sup> авторы объясняют образованием нитрида кремния Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и силицида хрома Cr<sub>2</sub>Si.

Для установления типа образующихся соединений нами рассчитывались профили концентрации атомов в ионно – имплантированном слое кремния по интенсивности низкоэнергетических пиков Si и внедренной примеси.

$$C_X (aT\%) = \frac{I_X / S_X}{\sum_{i=1}^n I_i / S_i}, \quad (1)$$

где I<sub>x</sub> и I<sub>i</sub> – амплитуды оже – пиков неизвестного x и i – го элементов в исследуемом образце;

S<sub>x</sub> и S<sub>i</sub> - коэффициенты элементной оже – чувствительности x и i – го элементов, определяемые по отношению к стандарту.

В формуле (1) суммирование производится по всем элементам, содержащимся в образце. Коэффициенты элементной оже – чувствительности определяются с помощью следующей формулы:

$$S_i = \frac{I_i^0}{C_i^0 \cdot I_{std}}, \quad (2)$$

где S<sub>std</sub> и I<sub>i</sub><sup>0</sup> – амплитуды пиков стандартного элемента и элемента в образце с известной концентрацией C<sub>i</sub><sup>0</sup>, измеренные в одинаковых условиях.

С введением матричных поправок, учитывающих различие атомной плотности N, коэффициента отражения r и глубину выхода оже – электронов λ, концентрация атомов x элемента определяется с помощью следующей формулы:

$$C_X = \left( \frac{\sum_{i=1}^n \frac{N_i^0 \cdot I_i \cdot S_X \cdot \lambda_i^0 \cdot (1+r_i^0)}{N_X^0 \cdot I_X \cdot S_i \cdot \lambda_X^0 \cdot (1+r_X^0)} \right)^{-1} \quad (3)$$

Коэффициенты элементной оже – чувствительности S нами определялись расчетным способом по известным формулам [3] и экспериментально путем построения калибровочной кривой при напылении пленки металла на поверхность Si. В табл. 1 приведены расчетные и

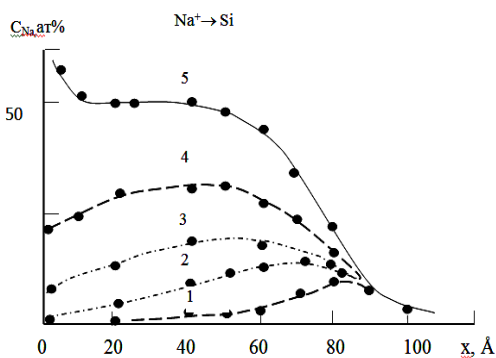
**Таблица 1** Значения коэффициентов элементной оже – чувствительности

Элемент	Энергия оже-электронов, эВ	Тип оже-перехода	Коэффициенты элементной оже-чувствительности		
			Эксперимент	расчет	Данные [3]
Si	92	L <sub>2,3</sub> VV	0,51	0,48	0,48
Si	16 19	KL <sub>1</sub> L <sub>2,3</sub>	–	0,045	0,045
Li	43				
K	252	L <sub>3</sub> M <sub>3</sub> M <sub>3</sub>	0,99	0,94	0,8
Na	990	KL <sub>1</sub> L <sub>2,3</sub>	0,13	0,15	0,22
Rb	76	N <sub>5</sub> N <sub>1,2</sub> N <sub>1,2</sub>	0		
Cs	563	M <sub>45</sub> M <sub>45</sub> N <sub>45</sub>	0,21	0,19	0,17
Ba	584	M <sub>5</sub> N <sub>2</sub> V	0,18	0,16	0,11
Ba	54	N <sub>4</sub> O <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	0,10	0,12	0,09
B	179				
P	120	L <sub>2</sub> M <sub>2,3</sub> M <sub>2,3</sub>	0,46	0,47	0,48

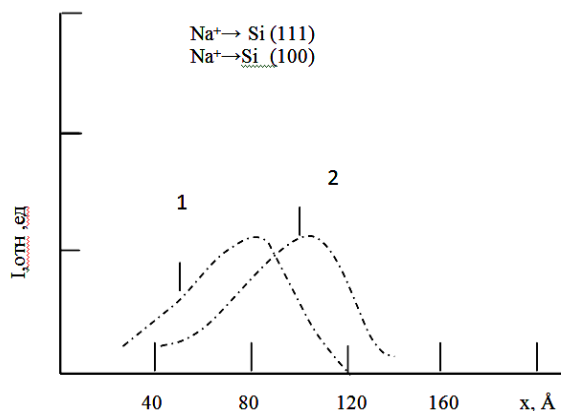
экспериментально определенные значения коэффициентов  $S$  для системы  $Si +$  щелочной металл. При получении концентрационных профилей распределения по оже – пикам, в зависимости от энергии оже – электрона, измеряемый сигнал несет в себе усредненную по большей или меньшей глубине информацию о количестве каждого компонента в образце, причем область усреднения может доходить до 3-5 монослоев. Влияние этого усреднения может быть особенно заметным в случае, когда валентные оболочки исходных атомов сильно деформируются.

Для устранения данного недостатка нами использована предложенная в [4] дифференциальная методика обработки экспериментальных данных, полученных при однослойном травлении поверхности образца. Суть этой методики заключается в том, что расчет концентрации элемента в каком – нибудь слое осуществляется посредством вычитания интенсивностей оже – пиков от предыдущего и последующего слоев. Поэтому полученное таким образом значение концентрации не содержит усредненной информации и соответствует фактической концентрации в данном монослое.

На рис.3 приведены расчетные концентрационные профили распределения атомов  $Na$  в  $Si(111)$ , имплантированном ионами с  $E_0=1$  кэВ с различной дозой облучения  $D$ ,  $cm^{-2}$ :  $5 \cdot 10^{14}$  (2);  $1 \cdot 10^{15}$  (3);  $1 \cdot 10^{16}$  (4);  $8 \cdot 10^{16}$  (5), снятые при послойном стравливании поверхностного слоя пучком ионов  $Ar^+$  с  $E_0=1,5$  кэВ. Видно, что при малой дозе облучения распределение  $Na$  в  $Si$  имеет форму близкую к кривой Гаусса. По мере увеличения дозы максимум распределения



**Рис. 3** Концентрационные профили распределения атомов  $Na$ , имплантированных в  $Si(111)$  с энергией  $E_0=0,5$  кэВ с различной дозой  $D$ ,  $cm^{-2}$ :  $1 \cdot 10^{13}$  (1);  $1 \cdot 10^{14}$  (2);  $1 \cdot 10^{15}$  (3);  $1 \cdot 10^{16}$  (4) и  $8 \cdot 10^{16}$  (5).



**Рис. 4** Концентрационные профили распределения атомов  $Na$ , имплантированных с энергией  $E_0=1$  кэВ с дозой  $D=10^{14} cm^{-2}$  в  $Si(111)$  (кривая 1) и  $Si(100)$  (кривая 2).

смещаются к поверхности и при  $D > 1 \cdot 10^{16} cm^{-2}$  - начинаются непосредственно с поверхности. В кремнии, имплантированном ионами  $Na^+$  с  $E_0=1$ кэВ и  $D=8 \cdot 10^{16} cm^{-2}$  в приповерхностной области толщиной  $\sim 40 \text{ \AA}$  концентрация атомов  $Na$  составляет  $\sim 50 \text{ \AA at\%}$ . Учитывая изменение пика  $Si L_{2,3}VV$ , можно предположить, что в этой области образуется силицид натрия. Другой особенностью полученных профилей является то, что глубина проникновения ионов в них получается несколько большей, чем в чисто расчетных профилях. Данное расхождение в профилях может быть обусловлено двумя факторами: во – первых, вбиванием атомов  $Na$  ионами  $Ar^+$  при травлении; во – вторых, проявлением эффекта каналирования, особенно в начальной стадии ионной имплантации, поскольку диаметр атома натрия меньше межатомного расстояния в плоскости  $Si(111)$ . Для выявления роли первого фактора нами были сняты профили распределения при использовании ионов  $Ar^+$  с меньшей энергией. Оказалось, что при этом получают практически идентичные профили распределения, т.е. можно полагать, что влияние ионного пучка при таких режимах травления на профили распределения атомов в  $Si$

незначительно. Эффект каналирования ионов Ва и щелочных элементов при энергиях  $E_0 < 5 \text{ кэВ}$  действительно имеет место при малых дозах облучения. Это хорошо видно на рис. 4, где приведены профили распределения атомов Na, в Si(111) (кривая 1) и Si(100) (кривая 2) имплантированных с  $E_0 = 1,0 \text{ кэВ}$  и дозой  $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Плотность упаковки атомов в направлении (100) кремния наименьшая, а в направлении (111) наибольшая и, соответственно, размер канала в первом случае больше, чем во втором, поэтому ионы, имплантированные в Si(100) проникают глубже, чем в Si(111).

Небольшой хвост в распределении атомов вблизи поверхности образца при больших дозах облучения  $D = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , очевидно, обусловлен наличием избыточных несвязанных атомов Na (рис.3).

Аналогичные профили нами были получены и в случае имплантации в Si ионов  $Li^+$ ,  $K^+$ ,  $Rb^+$ ,  $Cs^+$  и  $Ba^+$ . Если провести кратковременный отжиг ионно – имплантированных образцов в течение 10 минут при температуре  $T = 700-1000 \text{ К}$ , то несвязанные атомы примеси десорбируют, а оставшиеся атомы полностью вступают в соединение с атомами Si. В результате такой ионной имплантации и последующего отжига в приповерхностной области Si образуются пленки следующих силицидов: *LiSi*, *KSi*, *RbSi*, *CsSi*, *NaSi* и *BaSi*.

*Работа выполнена при поддержке Государственного гранта Ф–2–31.*

#### Список литературы

- [1] Lieske N., Hezel R. Auger electron spectroscopy and electron energy loss spectroscopy studies of the formation of silicon nitride by implanting low energy nitrogen ions into silicon. // Thin solid Films, 1981. v. 85. № 1. p. 7-14.
- [2] Лифшиц В.Г., Котляр В.Г., Саранин А.А. Формирование пленок натрида кремния при имплантации ионов азота в Si(111) по данным ЭОС и спектроскопии ХПЭ. // Поверхность, 1984. №12. с. 76-84.
- [3] Mroczkowski S., Lichtman D. Calculated Auger sensitivity factors compared to experimental hand book values. // Surface Sci. 1983. V. 131. № 1. p. 159.
- [4] Ташатов А.К. Исследование свойств и состава ионно-имплантированных слоев кремния, арсенид галлия и сплава Pd-Wa, методами вторичной электронной спектроскопии. / Автореферат канд. диссерт. Ташкент, 1990. – 16 с.

УДК.537.539

## РАСПЫЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК , ПОКРЫТОЙ НА ПОВЕРХНОСТЬ Au(111) ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ $Ar^+$

У.О.Кутлиев, М.Курбанов, М.Каримов

*Ургенчский госуниверситет, Ургенч, ул.Х.Олимжан 14, [uchkunk@mail.ru](mailto:uchkunk@mail.ru)*

Взаимодействие быстрых ионов с твердым телом приводит к выбиванию атомов и молекул материала, как в нейтральном, так и в заряженном состоянии. На таком явлении сравнительного эффективного образования заряженных частиц (вторичных ионов) и на принципе высокочувствительных масс-спектрометрических измерениях и основан метод вторично-ионной масс-спектрометрии ВИМС[1,2].

Методом ВИМС анализ поверхности можно проводить в двух разных режимах: при малой и большой плотности тока, распыляющего образец. В режиме малой плотности распыляющего тока изменяется состояние лишь малой части поверхности, благодаря чему почти выполняется основное требование, предъявляемое к методам анализа самой поверхности. В режиме же высоких плотностей токов и соответствующих больших скоростей распыления проводится измерение профилей распределения элементов по глубине, микроанализ и

определение следовых количеств элементов ( $<10^{-4}\%$ ). В соответствии со всеми этими вариантами создан ряд приборов ВИМС, в которых применяются разные способы создания и фокусировки первичных ионных пучков и разные анализаторы вторичных ионов.

В этой работе нами рассмотрена распыления пленки льда, покрытой на поверхность Au(111). Для выполнения нашей цели нами использовано метод молекулярной динамики. Развитие молекулярной динамики шло двумя путями. Первый, обычно называемый классическим, (когда вычисляются траектории атомов) имеет довольно длительную историю. Он относится к задаче двух частичного рассеяния, которая может быть решена аналитически. Однако, как хорошо известно, даже уже для трех частиц появляются трудности, затрудняющие аналитическое решение [3].

Вторым путем развития метода молекулярной динамики стало исследование термодинамических и динамических свойств систем. Идеи, лежащие в основу этого пути, восходят к работам Ван-дер-Ваальса и Больцмана. Следует отметить несколько ключевых работ, определивших развитие метода молекулярной динамики. Первая работа, посвященная моделированию методом молекулярной динамики, вышла в 1957 году. Ее авторами были Алдер и Ваингвайрт [4]. Молекулярная динамика (МД) - это техника компьютерного моделирования, позволяющая проследить эволюцию системы взаимодействующих атомов во времени с помощью интегрирования уравнений движения. Несомненным преимуществом метода МД является возможность моделирования системы при заданной температуре или при заданных скоростях атомов (ионов) с достаточно высокой скоростью расчета.

МД представленной в этой работе является моделью микроскопического движения атомов льда, осажденных на поверхность металла. Основной частью МД моделирования - потенциалы взаимодействия, которые очень важны для описания силы между атомами, будут представлены в этом разделе. Так как система состоит из атомов металла и молекул воды (состоит из атомов водорода и кислорода) необходимо выбрать потенциал взаимодействия, который может описывать реальный характер взаимодействия между этими атомами.

Нами рассмотрена система, которая состоит из кристалла Au(111) покрытыми несколькими слоями воды. Пленка льда состоящих из 2-х слоев. Для описания взаимодействия вода-вода в нашей работе были выбраны SPC [5] потенциал. Этот потенциал удачно использован при изучении свойств воды в твердых, жидких и газовых состояниях. В SPC модели потенциал взаимодействия состоит из электростатического компонента между двумя атомами. Для описания отталкивающей части потенциала между атомами кислорода была выбрана потенциал Ленхарда-Жонса. Полный потенциал воды выглядит в этой форме:

$$U_{\text{между}} = U_{\text{Л-Ж}} + U_{\text{электростатик}} = 4\zeta_0 \left[ \left( \frac{\sigma}{r_{ij}} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r_{ij}} \right)^6 \right] + \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 \frac{q_{ik} q_{jl}}{4\pi\epsilon r_{kl}}$$

где  $r_{ij}$  - расстояния между атомами кислорода.

Электростатические взаимодействия воды, используются для создания чистого взаимодействие диполя-диполя отталкивающихся и притягивающихся частей ионов. Следовательно, исправления из-за установки силы имеют вид отталкивания. Вычисления структуры и динамические свойства жидкой воды, использующей переменные силы изменили потенциалы и имели хорошие согласие с результатами эксперимента.

Для взаимодействия Au-Au представлен скорректированный потенциал функции МД/МОНТЕ-КАРЛО. т.е. fcc металлов [6]. Этот потенциал очень хорошо описывает свойства Au. Следует отметить, с помощью этого потенциала более реально можно показать характер поверхностной энергии атомов Au. Также с помощью этого потенциала были изучены тепловые свойства Au [7]. Этот потенциал была использован при изучении монослоев на подложке золота [8].

Для описания взаимодействия Au- H<sub>2</sub>O нами выбран потенциал Spohr [9], который был использован при адсорбции молекул воды на поверхности Ni(100). Этот потенциал в основном состоит из потенциала Morse[10]. Он имеет вид:

$$U_{M-H_2O} = U_{M-O}(r_{M-O}) + U_{M-N1}(r_{M-N1}) + U_{M-N2}(r_{M-N2}) \quad (1)$$

Для взаимодействия ион - вода был использован Кулоновский потенциал и потенциал Ленхарда-Жонса:

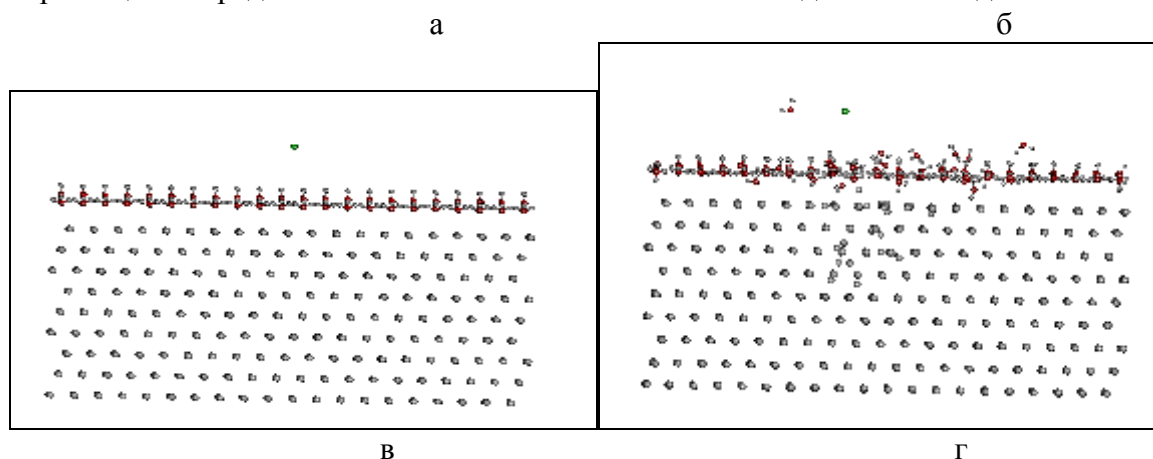
$$U = U_q + U_L \quad (2)$$

Параметры и константы для потенциалов взаимодействия H<sub>2</sub>O-H<sub>2</sub>O и Au-H<sub>2</sub>O представлены на рисунке [11]

На рис.1.показано визуальный процесс бомбардировки поверхности Au(111) покрытый двумя слоями молекул воды ионами Ag<sup>+</sup>. Для визуального просмотра этого процесса была использована программа VMD. Данный процесс бомбардировки происходит при нормальном падении иона с начальной энергией E<sub>0</sub>=400 эВ на поверхности твердого тела. В этом случае продолжительность бомбардировки равен t=5 пикосекунд. Визуальный процесс бомбардировки представлен четырьмя изображениями. Сущность первого изображения состоит в том, что здесь (рис.1а) представлено исходное положение падающего иона на поверхность твердого тела покрытого молекулами воды.

При бомбардировке поверхности Au(111) покрытой молекулами воды наблюдается процесс распыления молекул воды и атомов Au (рис.1). Падающий ион, столкнувшись с верхним слоем поверхности изменит структуру, как плёнки, так и кристалла. Этот процесс отчетливо виден на изображении, представленном на рис.1б.

При времени бомбардировки равно 30 фмсек, ион ударяется в верхний слой поверхности, выбивая при этом 3 молекулы воды и следовательно, изменит прежнюю структуру подложки, показанную на рис.1б. На этом рисунке также видно, что один атом золота покидая подложки, перемещается в верхнем направлении. Следует отметить, что при этом времени бомбардировки атомы верхних слоёв подложки, близко расположенных к месту бомбардировки, изменяя свое первоначальное положение перемещаются в следующей последовательности: атомы верхних слоев перемещаются горизонтально, а атомы средних слоев перемещаются в нижнем направлении, хотя некоторые из них даже перемещаются к другим слоям. Данные перемещения представляют собой начало большого каскада атомов подложки.





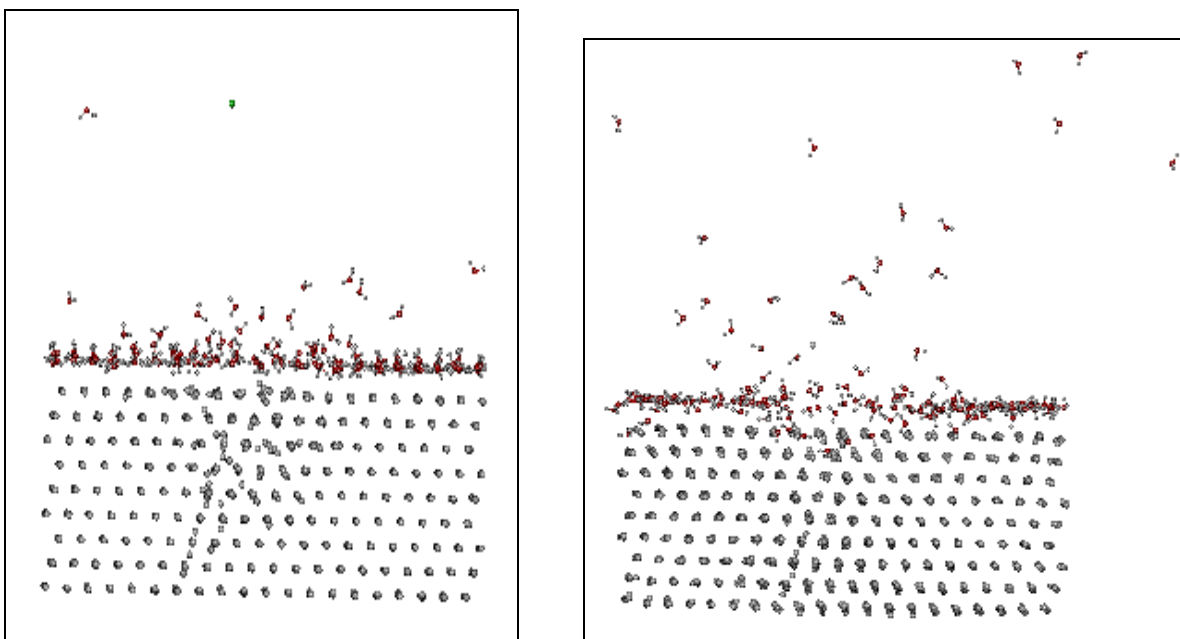


Рис 1. Изменения состояния системы при бомбардировке ионом  $\text{Ag}^+$  при разных значениях времени столкновения с поверхностью:  $t=0$  фмсек(а), 30 фмсек(б), 120 фмсек(в) и 1.8пксек(г)

На следующем этапе бомбардировки, то есть при 120 фмсек каскады столкновений видны уже более отчетливо (рис.1в). На данном рисунке видно, что этот каскад по сравнению с предыдущим имеет уже более разветвленную схему. Сущность, которой заключается в следующем: во-первых, движения атомов верхних слоев продолжают, как и прежде, во-вторых колебания атомов седьмого слоя подложки (отчет с ведется с нижних слоев) значительно влияют на перемещения атомов, образуя при этом отчетливые траектории каскада.

Следует отметить, что при данном времени бомбардировки первый слой подложки, даже подвергаясь некоторому колебанию, все равно еще не входит в уже значительно разветвленную ветвь каскада. Верхняя часть поверхности представляет собой хаотическое движение молекул воды в разных направлениях, что показывает интенсивность распыления молекул в данное время. Анализ расчетов показывает, что структура пленки воды резко изменилась, так как на площадке столкновения иона с поверхностью, концентрация молекул воды заметно уменьшилась. Это уменьшение связано с распылением и перемещением молекул. В это время ион полностью отделился от поверхности и уже не испытывает никакого его влияния.

Перемещение каскада должно происходить до полного поглощения энергии атомами или молекулами кристалла. В данном случае перемещение каскада в сторону указанную стрелкой на рис.1в продолжается и удаляет два атома первого слоя подложки, что отчетливо видно на рис.1г. Следовательно, перемещение каскада в этом направлении частично окончено, так как некоторая часть энергии остается в первом слое подложки, а именно на том участке, где были удалены два атома. В тоже время пленка воды продолжает распыляться, так как в центре поверхности кристалла уменьшается концентрация молекул воды.

При времени  $t=1.8$  пксек на этом участке, (рис.1г) колеблющейся атомы, перемещаются близлежащие участки по разную сторону расстоянием равным двум-трем атомным расстояниям. Из рисунка видно, что молекулы воды расположенные на участке бомбардировки полностью распыляясь или перемещаясь в разные стороны покидают его. Следовательно, при вышеуказанном времени, т.е. при 1,8 пксек участки бомбардировки полностью очищаются от молекул воды. Молекулы воды, взаимодействуя друг с другом, плавно перемещаются по всей

поверхности. Эти перемещения осуществляются как прямолинейными, так и вращательными движениями молекул. На том участке поверхности, где произошел удар иона, не остается долгое время свободным от молекул воды, так как существуют силы притяжения атомов золота и молекул воды. Поэтому те молекулы, которые не смогли распылиться, покрывают поверхность Au.

Расчёты показали, что некоторые молекулы могут оказаться на краях подложки. Энергия этих молекул достаточна для того, чтобы они свободно осуществляли вращательные движения вокруг своей осей. Эти вращательные движения в свою очередь дают возможность этим молекулам перемещаться на какое-то расстояние. Эти вращательные движения направлены к нижней части подложки, что отчетливо видно на данном рисунке.

Результаты расчётов показали, что количество падающих частиц напрямую влияют на процесс распыления, то есть, чем больше количества падающих частиц, тем интенсивнее происходит процесс распыления атомов верхних слоев подложки. Это связано с тем, что падающие ионы, разрушая структуру кристалла, а именно, нарушая периодичность верхних атомных слоёв, остаются в подложке кристалла, передавая большую часть своих энергий.

#### Список литературы

- [1] Schatz G.C., Kopperman A. // J. Chem. Phys. –Philadelphia, 1975.- v.62, -P.2502-2507.
- [2] Alder B.J., Waingwright T.E. // J. Chem. Phys. –Philadelphia, 1957.-v. 27, -P.1208-1212.
- [3] Gibson J.B., Goland A. N., Milgram M., Vineyard G.H. // Phys. Rev., -Amsterdam. 1960. -v.120, -P.1229-1232.
- [4] Rahman A. // Phys. Rev. -USA. 1964.-v.136A, -P.405-409.
- [5] Ciccotti G., Ferrario M., Ryckaert J. Molecular dynamics of rigid systems in cartesian coordinates.a general formulation//Molec. Phys., -USA,1982.V.47.-P.1253-1264.
- [6] Garcia E., Glaser M. A., Clark N. A.,Walba D.M. HFF: A force field for liquid crystal molecules// J. Molec. Struc.-USA,1999.V.464.-P.39-48.
- [7] Moon D.W.,Bleiler R.J.,Karwacki E.J.,Winograd N.Angle resolved SIMS studies of organic monolayers on Ag(111)// J.Am.Chem.Soc. –USA.1983,V.105.-P.2916-2917.
- [8] Pristo De. In recent advances in density functional theory// Part 2 Methodology; Chong, D., Ed.; World Scientific: River Edge, -NJ, 1995. 341p
- [9] Brenner D.W.,Garrison B.J. A Classical dynamics study of the ion bombardment of ice// Phys.Rev.B – Amsterdam,1986,V.34.-P.5782-5787.
- [10]Wucher A., Garrison B.J .Unimolecular decomposition in the sputtering of metal clusters// Phys.Rev.B – Amsterdam,1992,V.46.-P.4855-4864.
- [11]Y.Dou et al. Thickness effect of water overlayers on its explosive evaporation at heated metal surfaces//NIMB,180,2001.P.105-111.

## ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И МЕТАЛЛОВ В ЖИДКОСТЯХ И ВАКУУМЕ

Кулагин И.А., Джумаев Ю.А., Фиёсова Ш.

*Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУ, Ташкент, Узбекистан  
ilya\_kulagin@list.ru*

В последнее время количество работ, посвященных исследованию абляции твердых тел в жидкостях, непрерывно возрастает. В отличие от химических методов формирования наночастиц, особенностью лазерной абляции в жидкости является то, что образующиеся наночастицы не содержат ни стабилизирующих ионов, ни поверхностно-активных веществ (хотя лазерная абляция в их присутствии возможна). При лазерной абляции твердых тел в жидкостях длина свободного пробега атомных частиц на несколько порядков меньше, чем в вакууме, так как испаренный материал мишени испытывает столкновения с парами жидкости. В

первом приближении давление паров жидкости близко к давлению ее насыщенных паров при температуре мишени (т.е. составляет сотни атмосфер). Очевидно, что это оказывает влияние на распределение частиц по размерам. Кроме того, в жидкости образовавшиеся наночастицы могут вновь вернуться в лазерный пучок вследствие конвективного движения, что при достаточно большом поглощении на длине волны лазерного излучения может приводить к изменению функции распределения частиц по размерам по мере облучения. Таким образом, полагается, что при лазерной абляции формирование структуры и размеров наночастиц в жидкости происходит в два этапа.

На первом этапе, при котором происходит абляция материала мишени в жидкости и испаренный материал формируется в кластеры, размер образующихся частиц практически не зависит от длительности излучения импульсного лазера в широком временном диапазоне (от долей пикосекунд до долей микросекунд) и определяется, в основном, теплопроводностью твердого тела и плотностью энергии излучения. На следующем этапе происходит взаимодействие образованных наночастиц с лазерным излучением. При этом возможно разделение наночастиц на мелкие фрагменты в результате их плавления в лазерном пучке и развития гидродинамических неустойчивостей на границе раздела расплав – пары жидкости.

Вероятность фрагментации зависит от мощности лазерного излучения, а также от величины отстройки частоты лазерного излучения от плазмонного резонанса наночастиц (для наночастиц меди, золота и серебра в видимой области). Важную роль при этом играет соотношение поверхностного натяжения расплавленной частицы и давление паров. Поверхностное натяжение расплавленной наночастицы стабилизирует ее, тогда как давление паров окружающей жидкости, как правило, на несколько порядков превышает давление паров материала частицы, стремится ее дефрагментировать. После завершения воздействия лазерного излучения с течением времени коллоидный раствор наночастиц осаждается. Скорость осаждения определяется характеристиками наночастиц и жидкости. В связи с этим одной из задач проекта является подбор жидкости с определенными параметрами (вязкость, поверхностное натяжение и пр.) для стабилизации коллоидного раствора наночастиц во времени.

Учет всех этих процессов (генерации, агломерации и фрагментации наночастиц) в лазерном пучке позволяет прогнозировать функцию распределения частиц по размерам. На основе данной модели проведен анализ параметров образующихся наночастиц различных материалов мишени при различных интенсивностях лазерного излучения в различных растворителях. На рис.1 приведены зависимости минимальных размеров наночастиц германия, синтезируемых при лазерной абляции в этаноле, от интенсивности излучения Nd:YAG лазера, полученные в рамках разработанной модели без учета (пунктир) и с учетом нелинейного поглощения (сплошная линия). Из рисунка видно, что процесс достижения минимальных размеров частиц насыщается с ростом интенсивности лазерного излучения.

Проанализировано распределение частиц в реальном лазерном пучке. Показано, что дисперсия частиц меньше при использовании гипергауссова профиля распределения

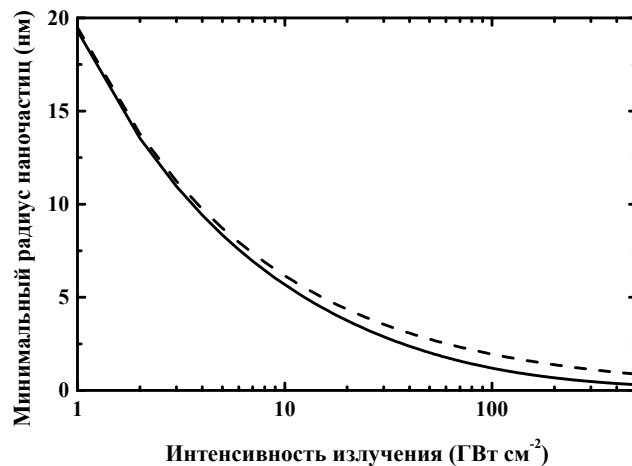


Рис.1. Зависимость минимального радиуса наночастиц Ge в этаноле от интенсивности лазерного излучения.

интенсивности лазерного излучения (рис.1). Получено, что минимальные размеры наночастиц германия, синтезируемых в этаноле, меньше чем частиц, синтезируемых в воде и глицерине. Результаты, полученные на основе данной модели, согласуются с экспериментальными данными по лазерной абляции полупроводников в поле излучения неодимового лазера при энергии импульса до 50 мДж и длительности 20 нс.

Проанализированы параметры испаренных частиц при лазерной абляции поверхности в вакууме на основе тепловой модели с газодинамическими начальными условиями. В рамках данной модели концентрация атомных частиц в зоне взаимодействия определяется термодинамическими параметрами плазменного образования, сформированного вблизи поверхности. В квазистационарных условиях связь между тепловыми параметрами поверхности и испаренных частиц определяется на основе решения кинетического уравнения с газодинамическими граничными условиями. Представляя интеграл столкновений в релаксационном виде, решение уравнения Больцмана можно значительно упростить. Полагая время релаксации постоянным, ограничиваясь одномерным приближением и используя законы сохранения потока, импульса и энергии, можно получить линейную связь между термодинамическими параметрами поверхности и абляционного материала. При использовании эйнштейновской модели твердого тела были получены соотношения, связывающие термодинамические параметры образующейся плазмы и интенсивность лазерного излучения, поглощаемой поверхностью. На основе полученных соотношений были определены такие параметры плазмы, как температура, концентрация, скорость потока. На рис.2 приведены зависимости скорости разлета плазмы от интенсивности излучения. В частности, скорость разлета плазмы при интенсивности лазерного излучения  $10^9$  Вт см<sup>-2</sup> для плазмы железа составила  $10^5$  см с<sup>-1</sup>. При поглощенной интенсивности  $10^7$  Вт см<sup>-2</sup> концентрация плазмы молибдена составила  $5 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Таким образом, в рамках тепловой модели с газодинамическими начальными условиями определены параметры испаренных частиц при лазерной абляции поверхности металлов в вакууме. Проведен анализ формирования наночастиц при лазерной абляции полупроводников в жидкости. Показано, что дисперсия частиц меньше при использовании гипергауссова профиля распределения интенсивности лазерного излучения и минимальные размеры наночастиц германия, синтезируемых в этаноле, меньше чем частиц, синтезируемых в воде и глицерине.

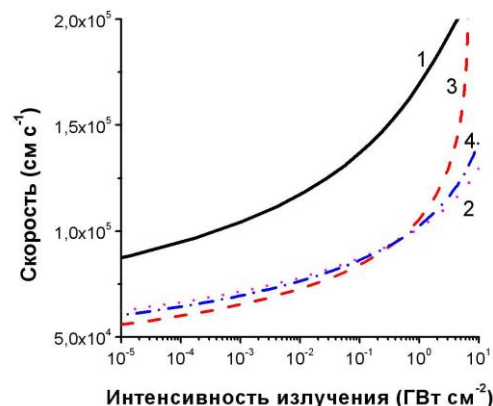


Рис.2. Зависимость скорости разлета испаренных частиц от интенсивности лазерного излучения для мишени Al (1), Fe (2), Cu (3) и Mo (4).

## **НОВЫЕ НАУЧНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ И ПОСЛЕДНИЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

УДК 621.376.234

### **КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

\*Р.А.Муминов, \*Ё.К.Тошмуродов, \*С.А.Раджапов,  
\*Б.С.Раджапов, \*\*К.И.Вахобов

\*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Ташкент, Узбекистан.

\*\*Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан.

[detector@uzsci.net](mailto:detector@uzsci.net)

Полупроводниковые координатно-чувствительные детекторы ионизирующих частиц, определяющие одновременно энергию и координату попадания, занимают ведущее место в прецизионной ядерной спектрометрии. Они могут найти применение в томографических системах.

В данной работе приводятся результаты выполненной нами разработки и оптимизация технологии изготовления полупроводниковых к.ч.д. ядерного излучения на основе Si(Li) p-i-n-детекторов рентгеновского излучения больших размеров для томографических и экологических задач.

Создание Si(Li) p-i-n- структур с диаметром чувствительной области ~100–120 мм и толщиной >1.5мм является технологически сложной задачей, в частности, необходимо, создать достаточно протяженную, однородно-компенсированную литием чувствительную область.

Для изготовления Si(Li) p-i-n структур из промышленного кремния p-типа удельным сопротивлением ~ 1–5 кОм, вырезали пластины диаметром ~60 толщиной 4–5 мм. Диффузию лития сначала проводили на одной стороне в пластине вакууме (~10<sup>-5</sup> мм. рт. ст.) при температуре 480 °С на глубину 520–550 мкм в течение ~1,5 мин, затем на другую сторону пластины проводили ту же операцию. После химико-технологических операций, обеим сторонам пластины придали T-образную форму n<sup>+</sup>-p-n<sup>+</sup> структур, провели дрейф ионов лития в строго прямоугольном импульсном электрическом поле при 80-85 °С. Длительность амплитуды платы импульса соответствовала 7 с, амплитуда импульса составляла 500 В, период импульсов 14 с, время фронта нарастания и спада импульса не превышало 2–3 мкс. Температурные режимы и импульс электрического поля контролируются специальным электронным блоком. [1-3].

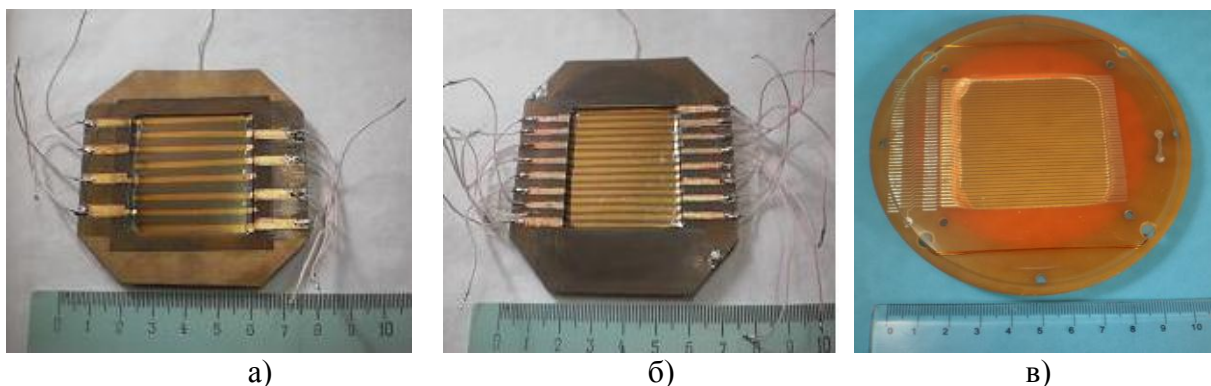
Разработаны три варианта координатно-чувствительных структур - с 8, 16 и 32 полосами (рисунок).

Разработана технология изготовления полупроводниковых координатно-чувствительных Si(Li) p-i-n детекторов больших размеров на основе p-i-n Si(Li) детекторов с 8, 16 и 32 полосами для рентгеновского излучения и томографических систем (Рис.1. а, б, в).

Изготовленные к.ч.д. с 16 полосами при рабочем напряжении  $U_{обр}=(100 - 500)$  В имеют темновой ток  $I = 0.5 - 1$  мкА, емкость  $C = 300$  пФ, шумы  $E_{ш}= 40$  кэВ, энергетические разрешение по электроном внутренней конверсии (ЭВК)  $^{207}\text{Bi}$  ( $E_{\beta} = 1\text{МэВ}$ )  $R_{\beta}= 50$  кэВ и по  $\alpha$ -частицами  $^{226}\text{Ra}$  ( $E_{\alpha}= 7.65$  МэВ)  $R_{\alpha}=75 - 80$  кэВ. Для одного элемента (полосы) при рабочем



напряжении  $U_{обр}=300$  В темновой ток  $I = 0.1 - 0.3$  мкА, емкость  $C = 40$  пФ, шумы  $E_{ш} = 9 - 12$  кэВ, энергетические разрешение по  $^{226}\text{Ra}$  с энергии  $E_{\alpha} = 7.65$  МэВ составляет  $(0.2 - 0.4) \%$  ( $12 - 14$ ) кэВ.



Общий вид полупроводниковых позиционно-чувствительных детекторов на основе Si(Li) *p-i-n* структур с 8 (а), 16 (б) и 32 полосами (в).

Таким образом, в результате исследования и проведения технологических работ нами разработан способ изготовления полупроводниковых координатно-чувствительных детекторов больших размеров на основе Si(Li) *p-i-n*-структур с 8, 16 и 32 полосами.

Таким образом, в результате исследования и проведения технологической работы нами разработана и оптимизирована технология изготовления полупроводниковых координатно-чувствительных детекторов (КЧД) рентгеновского излучения больших размеров на основе Si(Li) *p-i-n* структур.

#### Список литературы

- [1] R.A.Muminov, S.A.Radzhapov and N.A.Sagyndykov A low-background  $\beta$ -ray spectrometer with composite detecting modules // Instruments and Experimental Techiques.- New York , Vol. 48, No. 1, 2005, pp. 41-42.
- [2] R.A.Muminov, S.A.Radzhapov, and A.K.Saimbetov Developing Si(Li) Nuclear Radiation Detectors by Pulsed Electric Field Treatment //Technical Physics Letters.- New York, 2009, Vol. 35, No. 8, pp. 768-769.
- [3] Р.А.Муминов, С.А.Раджапов, Ю.С.Пиндюрин, А.К.Саймбетов, Способ изготовления Si(Li) *p-i-n* структур. Патент РУз № IAP 04073 // Расмий ахборотнома, 2009, №12.

УДК 538.935

### ВЛИЯНИЕ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕКОМБИНАЦИОННОЙ ПРИМЕСИ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ *p-i-n*-СТРУКТУРЫ

Стельмах В.Г., Лейдерман А.Ю.

ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Ташкент, Узбекистан, vasilicat17@rambler.ru

В моделях, описывающих работу полупроводниковых приборов, обычно считают концентрацию рекомбинационных примесей постоянной величиной. Между тем, задание равномерной примеси в полупроводнике это отдельная технологическая задача. Обычно в полупроводниковом производстве уделяют внимание заданию концентрации легирующей примеси, которую стараются внедрить равномерно по всему объёму полупроводника. Вопрос о концентрации рекомбинационных примесей обычно рассматривают количественно: больше или

меньше, без учёта равномерности распределения этой примеси. Однако примеси, в том числе и рекомбинационные, могут быть распределены неравномерно в полупроводниковом материале, в частности из-за процессов самоорганизации [1].

Если в р-і-п-структуре с достаточно длиной базой ( $d \gg L$ ,  $d$  – длина базы,  $L$  – диффузионная длина неравновесных носителей заряда) концентрация неравновесных носителей на инжектирующем р-і-переходе пропорциональна плотности тока  $J$ , текущего через р-і-п-структуру, (т.е.  $p(0) = B_1 \cdot J$ ); а концентрация этих носителей на аккумулирующем контакте пропорциональна корню квадратному этой плотности тока (т.е.  $p(d) = B_2 \cdot J^{1/2}$ ) и в распределении этой концентрации имеется минимум (см. рис. 1), то вольт-амперная характеристика (ВАХ) будет вида  $J \sim U^4$  [2] при условии, что концентрация рекомбинирующей примеси  $N_R$  постоянна. Другими словами, если один из переходов – идеальный, а другой – неидеальный и в распределении концентрации имеется минимум, то ВАХ подчиняется закономерности  $J \sim U^4$ .

Пусть концентрация рекомбинирующей примеси имеет экспоненциальное распределение по длине базы р-і-п-структуры и её можно приблизительно аппроксимировать следующим соотношением:

$$N_R(x, A) = \beta \cdot A \cdot \exp(x), \quad (1)$$

Тогда вместо обычного уравнения для концентрации неравновесных носителей  $p(x)$  в базе этой структуры, справедливого при постоянном  $N_R$ :

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} - \frac{p(x)}{L^2} = 0, \quad (2)$$

получаем с учётом (1) следующее уравнение:

$$\frac{d^2 p(x, A)}{dx^2} - a \cdot (\beta - A \cdot \exp(x)) \cdot p(x, A) = 0. \quad (3)$$

В уравнении (2)  $L^2 = D / (N_R \cdot c_p)$ , а в уравнении (3)  $a = c_p / D$ , где  $c_p$  – коэффициент захвата дырок рекомбинирующей примесью,  $D$  – коэффициент амбиполярной диффузии, параметр  $A$  в концентрации неравновесных носителей  $p(x, A)$  указывает, что эта концентрация определена в условиях экспоненциального распределения концентрации рекомбинационной примеси согласно (1). Отметим, что  $\beta = N_R$  при  $A = 0$ .

Согласно [3] уравнение (3) имеет аналитическое решение:

$$p(x, A) = C_1 \cdot J_{2\sqrt{\beta}}(2\sqrt{a} \cdot e^{x/2}) + C_2 \cdot Y_{2\sqrt{\beta}}(2\sqrt{a} \cdot e^{x/2}), \quad (4)$$

где  $a > 0$ ,  $J_m$  и  $Y_m$  – Бесселевы функции,  $C_1$  и  $C_2$  произвольные постоянные.

Сравнивая решение (4) с решением уравнения (2)  $p(x) = G_1 \exp(-x/L) + G_2 \exp(x/L)$ , где  $G_1$  и  $G_2$  – произвольные постоянные, можно отметить, что определённое выше убывание концентрации рекомбинирующей примеси (1) привело к тому, что концентрация неравновесных носителей описывается не суммой экспонент, а суммой Бесселевых функций.

Выбирая значения  $A$  и  $\beta$  в уравнении (3) так, чтобы  $\langle N_R(x, A) \rangle = N_R$  и значение  $N_R$  соответствовало  $d/L = 5$  для уравнения (2), при разных соотношениях  $B_1/B_2$  было рассчитано влияние монотонно убывающей концентрации рекомбинирующей примеси на ВАХ р-і-п-структуры согласно соотношению:

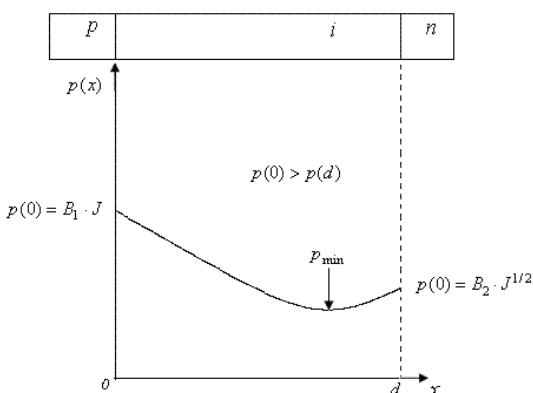


Рис.1 Схематическое изображение р-і-п-структуры и концентрации неравновесных носителей  $p(x)$  вдоль базы этой структуры, имеющую длину  $d$ ,  $J$  – плотность силы тока, величины  $B_1$  и  $B_2$  – коэффициенты пропорциональности в зависимости инжекции и аккумуляции от плотности силы тока.

$$U \sim \int_0^d \frac{J}{p(x, A)} dx, \quad (5)$$

где  $U$  – напряжение на базе р-і-п-структуры. Получено, что вместо ВАХ вида  $J \sim U^4$  должна наблюдаться ВАХ вида  $J \sim U^{4+\delta}$ . Некоторые рассчитанные значения величины  $\delta$  приведены в таблице 2.

Таблица 2. Значения величины  $\delta$

	$A=1, \beta=27$	$A=6, \beta=35$	$A=14.5, \beta=50$
$B_1/B_2=1$	0.2	0.17	0.1
$B_1/B_2=10$	0.9	0.92	0.85
$B_1/B_2=0.1$	-0.22	-0.35	-0.39

#### Список литературы

- [1] А.В. Картавых, В.П. Гинкин Структурная самоорганизация расплавов в переходном слое при росте кристаллов в условиях микрогравитации. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №2, с. 49-57, (2009)
- [2] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман, Токи двойной инжекции в полупроводниках. Советское Радио, М. (1978)
- [3] A.D. Polyandin, V.F. Zaitsev Handbook of exact solutions for differential equation, 2<sup>nd</sup> Edition. Chapman&Hall/CRC, Boca Raton (2003)

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В НЕЙТРОННО-ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ИСХОДНОГО БОРА

Махмудов Ш.А., Махкамов Ш., Каримов М., Сулайманов А.А.,  
Рафиков А.К., Эргашев Х.А.

*Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан, e-mail: [makhmudov@inp.uz](mailto:makhmudov@inp.uz)*

Одним из технологических операций при получении нейтронно-легированного монокристаллического кремния (НЛК) является термический отжиг при высоких температур. Результаты, полученные различными авторами по изменению электрофизических параметров при термообработке НЛК, особенно времени жизни носителей тока не всегда согласуются. Причин этого, на наш взгляд, является различные условия и режим термообработки кремния (температура, время отжига, геттерирующая среда, удельное сопротивление кристалла и др.) после нейтронного легирования.

В данной работе измерением электрофизических параметров и методом затухания фотопроводимости изучалось влияние высокотемпературной обработки на рекомбинационные свойства НЛК в зависимости от концентрации бора.

Для решения поставленной задачи в качестве исходного материала использовался кремний р - типа с удельным сопротивлением  $1 \div 100$  Ом·см. Легирование кремния примесями фосфора - Р проводилось путем ядерной реакции (НЛК) :  $^{30}\text{Si} (n, \gamma) ^{31}\text{Si} \rightarrow ^{31}\text{P} + \beta^-$  при облучение в атомном реакторе типа ВВР-СМ, интенсивности тепловых нейтронов составляя  $I \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

При этом концентрацию введенного фосфора можно рассчитать по формуле:  $N_p = 1,7 \cdot 10^{-4} \Phi$ , где  $\Phi = I \cdot t$  – интегральный поток медленных нейтронов,  $\text{см}^{-2}$ ,  $I$  – плотность потока медленных нейтронов,  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $t$  – время облучения, с. Отжиг радиационных дефектов (РД) проводилось при температуре  $\approx 1270$  К на воздухе, в течение  $\approx 30$  мин. с последующем медленным охлаждением ( $5 \div 10$ ) град/мин. Для выяснения номинального значения подвижности основных носителей заряда, проводился изотермический отжиг, при температуре  $\sim 1270$  К. Омические контакты на

p-Si<B,P> и p-Si<B> получали путем припаивания сплава Sn+In (50% + 50%) при температуре ~400 К.

Электрофизические рекомбинационные параметры легированного кремния приведены в таблице. Как видно из табл. подвижности основных носителей заряда в нейтронно-компенсированном кремнии р-типа (при идентичности ρ) изменяется в зависимости от исходной концентрации бора, т.е. при вышеуказанной температуре отжига радиационные дефекты отжигаются не полностью. Время жизни носителей заряда в НЛК практически не зависит от концентрации бора и составляет около мксек.

Таблица – Электрофизические параметры нейтронно - легированного кремния в зависимости от исходного материала ( $T_{отж} = 1270$  К,  $t_{отж} = 30$  мин.)

№	Исходный образец	Нейтронно-легированный кремний (НЛК)				Время облучения тепловым нейтронами, $t$ , с
		$\rho$ , Ом.см	$p$ (или $n$ ), $см^{-3}$	$\mu$ , $см^2/V.c$	$\tau$ , с	
1	КДБ-1	$2,8 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{13}$	170	$6 \cdot 10^{-7}$	$10^6$
2		$2,6 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{13}$	200	$8 \cdot 10^{-7}$	
3		$2,9 \cdot 10^3$	$1,95 \cdot 10^{13}$	180	$6 \cdot 10^{-7}$	
4		$4 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^{12}$	700	$9 \cdot 10^{-7}$	
5	КДБ-10	$3,7 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^{12}$	282	$3 \cdot 10^{-6}$	$10^5$
6		$3,6 \cdot 10^3$	$6,34 \cdot 10^{12}$	274	$2 \cdot 10^{-6}$	
7		$3,6 \cdot 10^3$	$6,94 \cdot 10^{12}$	250	$1,5 \cdot 10^{-6}$	
8		$5 \cdot 10^4$	$1,25 \cdot 10^{11}$	1000	$1 \cdot 10^{-6}$	
9	КДБ-100	$2,4 \cdot 10^3$	$7,9 \cdot 10^{12}$	330	$6 \cdot 10^{-6}$	$10^4$
9		$2 \cdot 10^3$	$9,7 \cdot 10^{12}$	320	$7 \cdot 10^{-6}$	
10		$2,2 \cdot 10^3$	$8,74 \cdot 10^{12}$	325	$5 \cdot 10^{-6}$	

Как видно из рисунка 1 подвижность носителей заряда ( $\mu$ ) увеличивается с ростом времени изотермического отжига и, чем больше концентрации компенсирующих донорных центров (в данном случае, фосфора), тем больше номинальное значение  $\mu$  сдвигается в сторону большего времени отжига (при этом концентрация основных носителей заряда в исследованных образцах остаётся практически неизменной). Следовательно, можно сказать, что для достижения номинального значения концентрации носителей заряда достаточно температуры 1270 К и времени отжига  $t = 30$  мин., а для уменьшения влияния структурных дефектов (например, областей разупорядочения) необходимо увеличить время отжига. Кинетика релаксации неравновесных носителей заряда в компенсированном материале происходит различным образом:  $\tau_2 \approx 98$  с для p-Si<B,P>, а  $\tau_2 \approx 5$  с для p-Si<B>. Отличие релаксационных процессов в компенсированном и контрольном кремнии объясняется различной степенью микронеоднородности по проводимости.

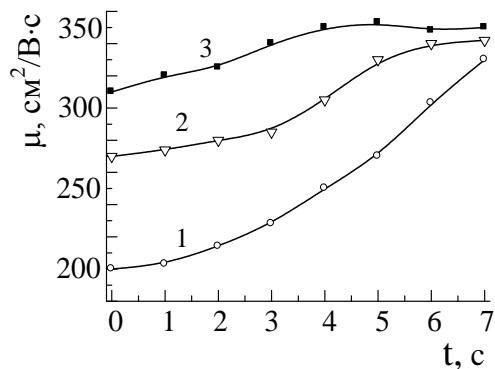


Рис. 1. Зависимость подвижности носителей заряда от температуры изотермического отжига в НЛК (после температуры отжига  $T_{отж} = 1270$  К,  $t = 30$  мин) при различном флюенсе тепловых нейтронов ( $см^{-2}$ ): 1-  $10^{17}$ ; 2-  $10^{18}$ ; 3-  $10^{19}$ .

Изменение времени жизни носителей заряда от длительности термообработки показано на рис. 2.

Как видно из рис.2. с увеличением времени отжига значения  $\tau$  вначале возрастает, а затем стабилизируется. Этот эффект, на наш взгляд, связан с неконтролируемыми примесями в объеме материала, создающими глубокие энергетические уровни. Незначительное увеличение значений  $\tau$  с уменьшением концентрации атомов бора (приведенные в табл.), также подтверждает, что значение  $\tau$  связано неконтролируемыми примесями.

На основе полученных результатов (таб.) показана возможность получения термостабильного высокоомного материала НЛК, который может использоваться для создания полупроводниковых приборов работающих до частоты  $\sim 1$  МГц.

Таким образом, на основе полученных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

– с ростом времени изотермического отжига подвижность носителей заряда ( $\mu$ ) растет и, чем больше концентрация фосфора, тем больше смешается номинальное значение  $\mu$  в сторону большего времени отжига, что связано с неполным отжигом структурных дефектов (в данном случае, область разупорядочения).

– в компенсированном  $p\text{-Si}\langle B, P \rangle$  и контрольном  $p\text{-Si}\langle B \rangle$  релаксационный процесс происходит различным образом:  $\tau \approx 98$  с для  $p\text{-Si}\langle B, P \rangle$ , и  $\tau \approx 5$  с для  $p\text{-Si}\langle B \rangle$ . При этом с ростом исходной концентрации носителей заряда (в данном случае бора-B)

в компенсированном кремнии наблюдается возрастание  $\tau$  (при равных значениях  $\rho$ ), которое обусловлено различной степенью микронеоднородности по проводимости в исследованных образцах.

– термостабилизация времени жизни носителей заряда в НЛК зависит от исходной концентрации бора, т.е. чем больше исходная концентрация бора, тем больше длительность термоотжига.

*Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-Ф121 Комитета по координации и развития науки и технологий при Кабинете Министров РУз.*

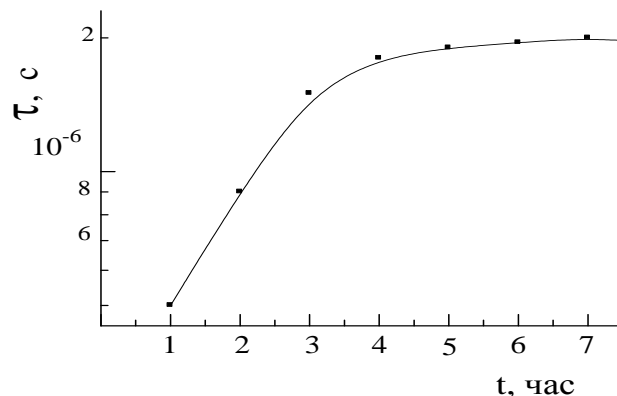


Рис. 2. Зависимость времени жизни носителей заряда в НЛК (исходный КДБ-1) от длительности отжига, при температуре  $\sim 1270$  К.

УДК 621.315.592

## УДЕЛЬНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕНЗОРЕЗИСТИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМЫ $TlInSe_2 - CuInSe_2$

И. Нуритдинов<sup>1</sup>, Ж.Д. Ашуров<sup>2</sup>, С.Х. Умаров<sup>2</sup>, Э.Т. Рахимов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики АН РУз, e-mail: [izzatilloh@yahoo.com](mailto:izzatilloh@yahoo.com), <sup>2</sup>Бухарский государственный медицинский институт, <sup>3</sup>Ферганский политехнический институт

**Введение.** Кристаллы  $TlInSe_2$  является одним из представителей неполновалентных полупроводниковых соединений, имеющей специфическую кристаллическую структуру. В работах [1,2] обнаружено, что введение в структуру примеси Cu приводит к повышению электропроводности, фоточувствительности, увеличения коэффициента тензочувствительности и уменьшения токовых шумов и снижения темнового тока изготовленных на основе кристаллов



TlInSe<sub>2</sub> фоторезисторов. Целью настоящей работы является изучение влияния изменения концентрации меди на некоторые электрофизические и тензорезистивные характеристики кристаллов системы Tl<sub>(1-x)</sub>Cu<sub>x</sub>InSe<sub>2</sub> при значениях концентрации  $x=0\div 0,1$ .

**Экспериментальная часть.** Тройные соединения TlInSe и сплавы системы TlInSe<sub>2</sub>-CuInSe<sub>2</sub> были синтезированы усовершенствованным методом Бриджмена-Стокбаргера. Исходными материалами для синтеза являлись элементы особой чистоты: таллий Tl-000; медь ОСЧ 11-4, селен ОСЧ 17-4, индий In-000. Образцы для измерения электрофизических и фотоэлектрических характеристик кристаллов изготавливались из свежесколотых плоскопараллельных пластинок с эффективной фоточувствительной площадью  $0,013 \div 0,054 \text{ см}^2$  и толщиной  $0,02 \div 0,19 \text{ см}$ . Контакты наносились наплавлением индия или никеля на поверхность скола и обеспечивали линейный характер вольтамперных характеристик до напряженностей электрического поля  $E = 100 \text{ В / см}$ . Измерения фототока проводились при немодулированном потоке светового излучения. При изучении стационарной фотопроводимости напряжение в измерительной цепи находилось в пределах линейного участка ВАХ образцов. Тензочувствительность образцов по направлению [001] измерялись в статическом режиме по методике, приведенной в [2] в температурном интервале 300-575 К.

Таблица 1.

Электрофизические и фотоэлектрические параметры кристаллов Tl<sub>1-x</sub>Cu<sub>x</sub>InSe<sub>2</sub>.

Составы кристаллов тензодатчиков	Номинальные сопротивления, Ом	Удельные сопротивления, Ом. См	Световые коэффициенты сопротивления, %/люкс	Световые коэффициенты чувствительности, %/люкс	Размеры образцов, мм <sup>3</sup>
TlInSe <sub>2</sub>	$6,87 \times 10^{10}$	$21,26 \times 10^6$	$-1,03 \times 10^3$	$1,76 \times 10^3$	$0,13 \times 0,25 \times 10,5$
99% TlInSe <sub>2</sub> -1% CuInSe <sub>2</sub>	$4,49 \times 10^{10}$	$13,7 \times 10^6$	$-4,01 \times 10^3$	$4,36 \times 10^3$	$0,13 \times 0,23 \times 9,8$
98% TlInSe <sub>2</sub> -2% CuInSe <sub>2</sub>	$1,32 \times 10^{10}$	$6,4 \times 10^6$	$-7,21 \times 10^3$	$7,8 \times 10^3$	$0,16 \times 0,24 \times 7,9$
97% TlInSe <sub>2</sub> -3% CuInSe <sub>2</sub>	$4,3 \times 10^9$	$2,5 \times 10^6$	$-3,56 \times 10^3$	$1,20 \times 10^3$	$0,19 \times 0,26 \times 8,5$
95% TlInSe <sub>2</sub> -5% CuInSe <sub>2</sub>	$2,86 \times 10^9$	$1,6 \times 10^6$	$-4,25 \times 10^3$	$1,42 \times 10^3$	$0,14 \times 0,24 \times 6$
90% TlInSe <sub>2</sub> -10% CuInSe <sub>2</sub>	$2,64 \times 10^9$	$1,31 \times 10^6$	-	-	$0,14 \times 0,23 \times 6,5$

**Результаты и их обсуждение.** В таблице 1 приведены результаты измерений электрофизических и фотоэлектрических свойств сплавов системы Tl<sub>(1-x)</sub>Cu<sub>x</sub>InSe<sub>2</sub> в интервале концентрации меди  $x=0\div 0,1$ , откуда видно, что номинальное сопротивление сплавов  $R$  и удельное сопротивление  $\rho$  от концентрации меди  $x$  в интервалах  $x=0\div 0,025$  и  $0,025\div 0,1$  линейно уменьшаются, образуя характерный излом при концентрации  $x=0,025$  (рис.1 и 2).

Именно при концентрации меди  $x=0,025$  наблюдается скачок коэффициентов светового сопротивления и световой чувствительности легированных образцов (таблица 1, рис.3 и 4).

В концентрационных зависимостях среднего значения коэффициента тензочувствительности

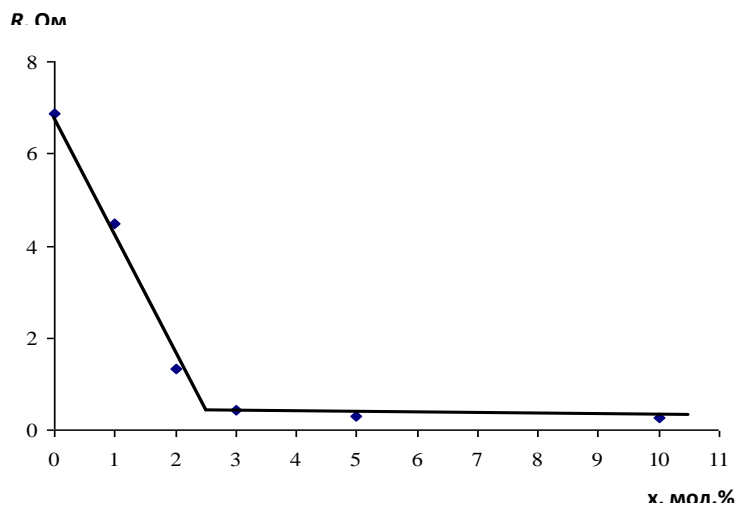


Рис.1. Зависимость номинального сопротивления  $R$  сплавов Tl<sub>1-x</sub>Cu<sub>x</sub>InSe<sub>2</sub> от концентрации Cu.

$K$ , при сжатии и растяжении происходит излом или скачок также при концентрации меди  $x = 0,025$  (рис.5 и табл.2).

Авторами [3] на основании дифференциального термического и рентгенофазового анализов, а также измерений удельной электропроводности и плотности сплавов было установлено, что в системе  $TlInSe_2-CuInSe_2$  образуются ограниченные твердые растворы, составляющие при комнатной температуре до концентрации 2,5 мол.% со стороны  $TlInSe_2$  и 1,5 мол.% со стороны  $CuInSe_2$ . На рентгенограммах всех исследованных сплавов проявились только линии  $TlInSe_2$  или  $CuInSe_2$ .

В интервале концентрации меди  $x=0 \div 0,025$  наблюдаются линии, характерные только кристаллам  $TlInSe_2$ , а в интервале концентрации  $0 \div 0,985$  – только кристаллам  $CuInSe_2$ . В пределах концентрации меди в интервале  $x = 0,025 \div 0,985$  обнаружены линии, характерные к обоим соединениям, т.е. в данном концентрационном интервале сплавы являются двухфазными – они представляют из себя смесь кристаллов  $TlInSe_2$  и  $CuInSe_2$

в различных соотношениях. Установлено, что в сплавах системы  $Tl_{(1-x)}Cu_xInSe_2$  в интервале  $x=0 \div 0,1$  с повышением концентрации меди увеличивается удельная электропроводность сплавов и уменьшается параметры тетрагональных ячеек, образуя характерный излом при концентрации  $x=0,025$ , что объясняется фазовым переходом в системе при этой концентрации. Примечательно то, что обнаруженные нами изломы или скачки в концентрационных зависимостях исследованных нами физических свойств системе  $Tl_{(1-x)}Cu_xInSe_2$  происходит именно при значении  $x=0,025$ . Все это показывает, что в области существования твердых растворов многие свойства системы  $Tl_{(1-x)}Cu_xInSe_2$ , в том числе номинальное и удельное сопротивления, коэффициенты светового сопротивления, световой чувствительности и тензочувствительности при фиксированных температурах имеют линейные концентрационные зависимости, которые претерпевают резкое изменение при переходе границы существования твердых растворов.

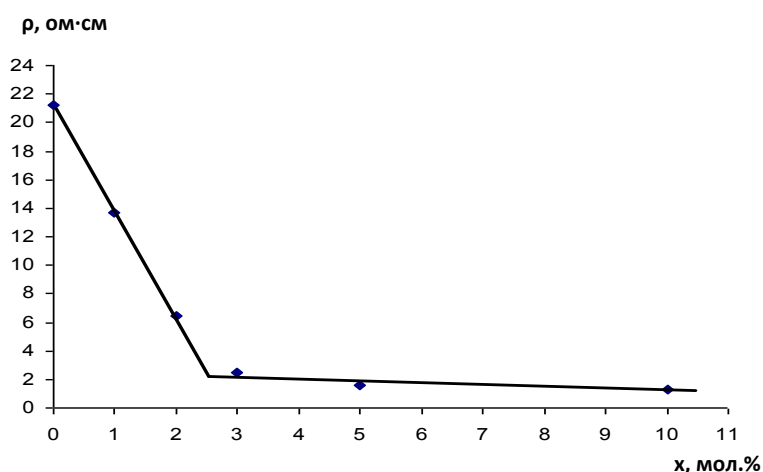


Рис.2. Зависимость удельного сопротивления  $\rho$  сплавов  $Tl_{1-x}Cu_xInSe_2$  от концентрации  $Cu$ .

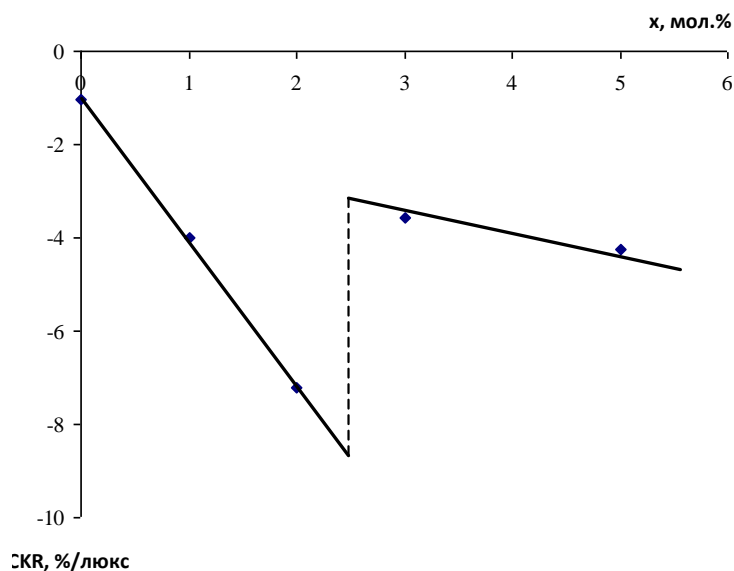


Рис.3. Зависимость коэффициента светового сопротивления кристаллов  $Tl_{1-x}Cu_xInSe_2$  от концентрации  $Cu$ .

Таблица 2. Средние значения коэффициента тензочувствительности ( $K_{cp}$ ) сплавов  $Tl_{1-x}Cu_xInSe_2$  вдоль оси [001].

Составы сплавов тензодатчика	$K_{cp}$ , при сжатии	$K_{cp}$ , при растяжении
$TlInSe_2$	464	464
99% $TlInSe_2$ -1% $CuInSe_2$	280	862
98% $TlInSe_2$ -2% $CuInSe_2$	162	1115
97% $TlInSe_2$ -3% $CuInSe_2$	122	341
95% $TlInSe_2$ -5% $CuInSe_2$	149	411
90% $TlInSe_2$ -10% $CuInSe_2$	300	697

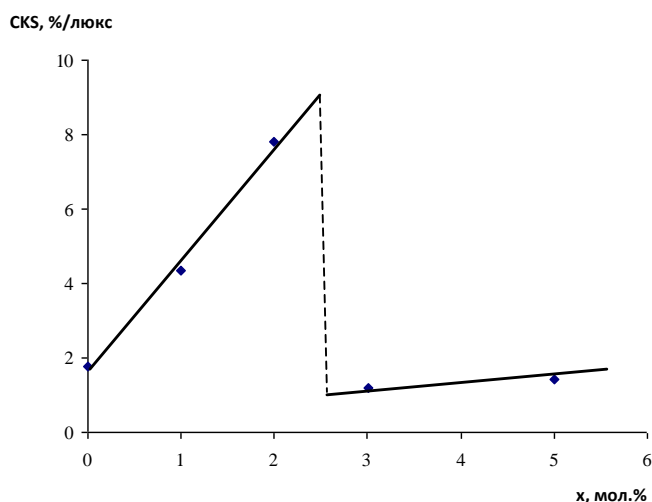


Рис.4. Зависимость коэффициента световой чувствительности кристаллов  $Tl_{1-x}Cu_xInSe_2$  от концентрации  $Cu$ .

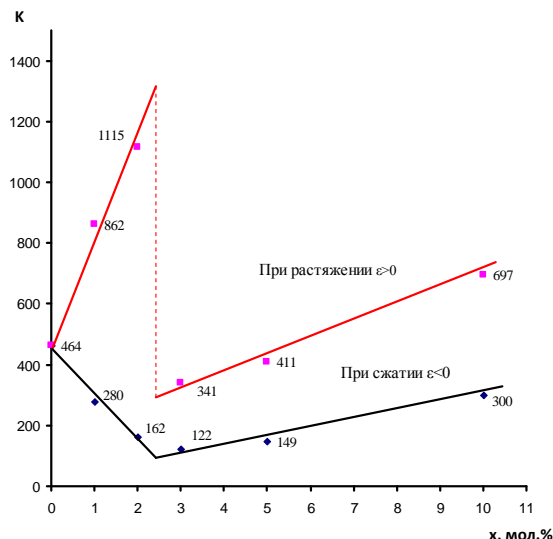


Рис.5. Зависимости коэффициента тензочувствительности сплавов  $Tl_{1-x}Cu_xInSe_2$  вдоль оси [001] от концентрации  $Cu$ .

#### Список литературы

- [1] Нуритдинов И., Умаров С.Х., Рустамов В.Д. Влияние примесей I и IV групп на фотоэлектрические свойства монокристаллов  $TlInSe_2$ . // Перспективные материалы. 2003. № 1. С. 46 - 48.
- [2] Ж.Д.Ашуров, И.Нуритдинов, С.Х.Умаров. Влияние температуры и примесей элементов I и IV групп на тензорезистивные свойства монокристаллов  $TlInSe_2$ . // Перспективные материалы. 2011. № 1. С. 11 - 14.
- [3] Георгобеани А.Н., Матиев А.Х., Хамхоев Б.М., Евлоев А.М. Фазовые равновесия в системах  $TlInSe_2$ - $CuInSe_2$  и  $TlInSe_2$ - $AgInSe_2$ . // Неорганич. материалы. 2005. Т.41. № 5. С. 281-285.

## INSTALLATION FOR REGISTRATION OF FLOWS OF EARTHQUAKES FORESHOCK

A.U.Maksudov

Physical-Technical Institute “Physics-Sun” Academy of Science Republic of Uzbekistan,  
[tsju@uzsci.net](mailto:tsju@uzsci.net) Tashkent, BodomzorYoli 2B St

Monitoring of the several factors generating of terrestrial cataclysms presumes not only to establish the fact of changing of terrestrial structures, but also could predict various natural disasters. It was established that the movement of the Earth blocks is connected with structural and material, physical and chemical transformation of rocks in zones of interaction of the top and the bottom of Earth mantle

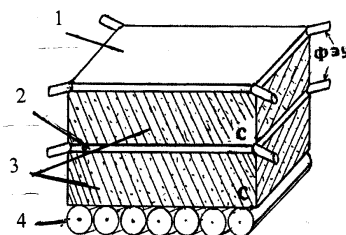
(i.e. bottom and top of Earth crust). These processes are accompanied by increasing or decreasing of volume of substance depending on initial composition. The one of such consequences is degassing process on Earth surface are revealed, and they are connected with seismic processes occurred along crust boundary.

These processes are dependent with flow of thermal neutrons from interactions  $\alpha$ -particles in atmosphere and ground. Thus these phenomenons are foreshock of earthquakes. Continuously monitoring of intensity of thermal neutrons flow give the chance forecasting of earthquakes because of variations of a flow the dynamic condition of the crust is occurred in dependant with deformations.

In spite of the numerous attempts the technique of short-term, mid-term or long-term forecasting, the forecasting of earthquakes is not enough developed. Now the new concept of the problem solution is developed according to the short-term forecast of earthquakes (ten hours), which it is most physically justified and technically implemented during observing of variations of the cosmic rays flow and slow neutrons flows from earth crust. The scientists of Republic Uzbekistan were revealed, (after well known powerful earthquake lasting many days in Tashkent in 1966) that before earthquake, in underground waters concentration of radioactive gases of radon and its isotope thorone are increases. At the chain of disintegration of these radioactive elements are present significant amount isotopes when disintegration gives  $\alpha$ -particles. Energy  $\alpha$ -particles are varied from 5 MeV to 9 MeV.

It is necessary to note that during emission of radioactive gas (usually said it is a radon emission) the radon is long-lived (half-decay period is 3,825 days) components of  $\alpha$ -particles source with energy 5.49MeV and fast and more intensive, but short-lived (half-decay period is 54,4 seconds) is a gas thoron with energy 6.29MeV and  $\gamma$  - quants with energy above 2.0MeV. Products decay of radon and thoron reaction are  $\alpha$ -particles which interact not only with nuclea of nitrogen and oxygen in air, but also with nuclea of other elements making earth crust, and first of all with nuclea of silicon and aluminium which many neutrons generated that are slowed down for short time for thermal energy. Average energy of neutrons in such reactions are approximately  $\sim 1\text{MэВ}$ . They are fast slowed down, and earth crust becomes an active source of thermal neutrons. Neutrons decayed through 1000 seconds and generated of protons and electrons. Protons energy spends considerable energy for ionisation of elements nuclei in earth crust, cause generation of the charged particles shower. The born protons formed nuclear splitting in result to ejectile of secondary protons and neutrons with smaller energies.

The scientists of Scientific Research Institute of Nuclear Physics of Moscow State University have found direct connection of satellites data of the variations of neutrons flow near to surface of the Earth in dependence from dynamic processes in earth crust and received experimental confirmation [1, 2]. The experiments were independently carried



- 1 и 2 сцинтилляционные счетчики
- 3 углеродный поглотитель
- 4 нейтронные счетчики

Fig. 1 General view of installation.

out both seismically-active zone, and seismically-quiet zone. Also the station of Almaty city in depth of 100 metres footrill of a water equivalent the registration of neutrons flow from various class earthquakes which epicenters have appeared on distances from 120 to 900 km was carried out. The average hour value of account speed was equal 12,5 impulse/hour before to earthquake. However one day before earthquake speed of the account increased in 2-3,5 times. Besides, in this experiment it was found dependence between increasing value of neutron flow and earthquake class. If dynamic processes in the earth crust modified specified parametres which is observed in variations of slow neutrons flow and low energy charged particles. These phenomena should be detected by the detectors which applied in the nuclear physics then there is possibility of forecasting of earthquakes in dependence with deformations of terrestrial layers.

It is also interesting the data obtained from near-earth orbit station "Salyut" related to earthquake observation. It is found that before the earthquake the change in the dynamics of charged particles was recorded at an altitude of 200 km. The same phenomenon is confirmed by experiments on the "Meteor" satellite at an altitude of 1250 km.

In connection we have developed and installed equipment for registration of slow neutrons flow and the charged particles with low energy in basement floor of Physics-Technical Institute "Physics-Sun". The total size of installation is around 1m<sup>2</sup>. The main equipment consist from following units: a) scintillation counters -1 and 2; b) carbon absorbers- 3 laid along scintillation; c) and divide neutron counters -4 [3].

The slow neutrons <sup>220</sup>Rn (n, α) Si at decay discharge energy 4,78 MeV and create in scintillator large impulse which easily differs from a background. Basically in scintillation impulse from recoil proton (or other heavy particles) the fast component contain smaller amount of light in comprising of slower component which contain more light.

It is possible to get narrow width of peak with specially selected photomultiplier tubes at registration of slow neutrons as shown in figure 2. These data are received for 8-10 hours

prior to earthquakes in Kirghizia, Japan and Turkey, were date of registration of events is specified [4].

The registration of signals from installation was conducted only in daytime for an exception of daily variation of cosmic rays. The equipment did not work at night. However peak of data of registration of impulse and time of earthquakes coincided with a difference at 8-12 o'clock, accuracy of definition makes ± 2hours because tectonic earthquake occur basically at night time.

The signals from detectors start to be registered 2-3 days prior to tectonic earthquake and are allocated with narrow peak higher for several times over signal background. After earthquake signals fall up to zero and following coming events reach to counter dead time for registration if new signal is not appeared. The offered method has high efficiency that allows use it for wide application.

It was carried out measurements of signals with the disconnected neutron counters, leaving switch on only scintillation detectors for study of neutron and charged components contribution. The signal quantities of has not changed.

The given installation, in comprising with other techniques will be allow to register by detectors the variation of charged particles flow and neutrons that will give the chance to authentically predict earthquakes.

According to obtained data we conclude that neutrons flow and the charged particles which formed from interactions α-particles with nuclei of elements making Earth crust, before 2-3 days of surface shock suddenly start to grow in ten times, and after earthquake finishing the signal reach to background values. That is why we suppose that the established correlation of sharp changing of signal concerning background values of neutrons flow and low energy charged particles is a foreshock of earthquakes. Therefore it is possible to make the short-term forecast of earthquake.

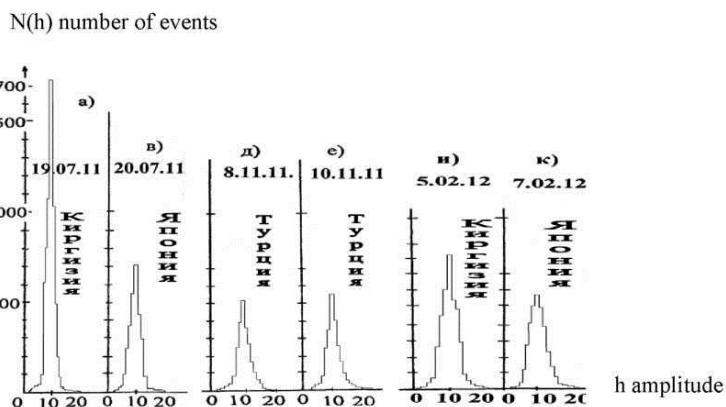


Fig. 2. Distribution of the registered maximum impulses in dates, are received for 8-10 hours prior to earthquakes (background level it is accepted for zero).

#### REFERENCES

- [1] Ostapenko V. F, Zhusunov M. A, Krasnoperov V. A, etc. "Studying of variations of neutrons flow in seismically active zone as earthquakes harbinger." Conference Proceeding "Physical problems of ecology" M, 1999, № 5, 149-152 pp.



- [2] Volodichev N.N., Kuzhevskij B.N., Nechaev O. Ju, etc. “Sun-moon-earth relation: splashes in neutron radiation and seismic activity” *Astronomical bulletin*, 2000, Vol. 34, № 2, page 1-13.  
 [3] T.S.Yuldashbaev, A.Maksudov, DAN Ruz (Report of Uzbekistan Academy of Sciences), 2010, № 3. 37-41pp.  
 [4] T.S.Yuldashbaev, A.U.Maksudov, DAN Ruz (Report of Uzbekistan Academy of Sciences), 2012, № 2. 20-22pp.

## МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЕ ОТ СПЕКТРОВ ДЕФЕКТНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Зайнобиддинов<sup>1</sup> С., Икрамов<sup>2</sup> Р.Г., Нуриддинова<sup>2</sup> М.А., Жалалов<sup>3</sup> Р.М.

<sup>1</sup>Анжунский государственный университет, г. Андижан,

<sup>2</sup>Наманганский инженерно – технологический институт,

<sup>3</sup>Наманганский государственный университет, г. Наманган. [rgikramov@mail.ru](mailto:rgikramov@mail.ru)

Как известно, спектры коэффициента поглощения аморфного гидрогенизированного кремния ( $a-Si:H$ ) сильно зависит от плотности электронных состояний участвующих в оптических переходах [1]. В пленках  $a-Si:H$  полоса дефектного поглощения лежат в интервале энергии фотонов  $\hbar\omega < 1,4$  эВ [2].

Спектральная характеристика коэффициента дефектного поглощения определяются из выражения:

$$\alpha = B \left( \int_{\varepsilon_c - \hbar\omega}^{\varepsilon_1} g(\varepsilon)g(\varepsilon + \hbar\omega) \frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} + B \int_{\varepsilon_1 - \hbar\omega}^{\varepsilon_c - \hbar\omega} g(\varepsilon)g(\varepsilon + \hbar\omega) \frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} \right), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_1$  – энергетическое положение точки пересечения хвостов валентной зоны и дефектного состояния [2].

В работе [3] дано формула вычисления интеграла с двумя переменными:

$$\frac{d}{dy} \int_{\alpha(y)}^{\beta(y)} f(x, y) dx = \int_{\alpha(y)}^{\beta(y)} \frac{\partial f(x, y)}{\partial y} d(x) + \beta'(y) f(\beta(y), y) - \alpha'(y) f(\alpha(y), y) \quad (2)$$

По этой формуле можно разлагать уравнению (1). Чтобы облегчить расчеты этого выражения, требуем, что распределения плотности электронных состояний в разрешенных зонах не зависели от энергии, т.е. для зоны проводимости

$$g(\varepsilon) = N(\varepsilon_c) \text{ когда } \varepsilon > \varepsilon_c \quad (3)$$

и для валентной зоны

$$g(\varepsilon) = N(\varepsilon_v) \text{ когда } \varepsilon < \varepsilon_v. \quad (4)$$

После несложных вычислений получаем следующее выражения

$$\frac{d\alpha(\hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} = \beta_1 \alpha_2(\hbar\omega) - \frac{\alpha(\hbar\omega)}{(\hbar\omega)} + \frac{B}{(\hbar\omega)} g(\varepsilon_1 - \hbar\omega) g(\varepsilon_1) \quad (5)$$

где  $\beta_1$ -параметр определяющий наклон плотности состояний экспоненциального хвоста валентной зоны.

Из этого выражения можно определить плотности электронных состояний  $g(\varepsilon_1 - \hbar\omega)$  расположенные в энергетическом положении  $\varepsilon_1 - \hbar\omega$ :

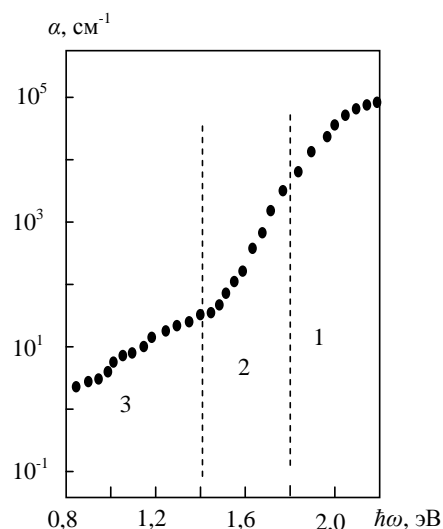


Рис.1. Спектральная характеристика оптического поглощения аморфного гидрогенизированного кремния. Плосы 1- межзонного, 2-экспоненциального и 3- дефектного поглощения.

$$g(\varepsilon_1 - \hbar\omega) = \frac{\hbar\omega}{Bg(\varepsilon_1)} \left( \frac{d\alpha(\hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} + \frac{\alpha(\hbar\omega)}{\hbar\omega} - \beta_1\alpha_2(\hbar\omega) \right) \quad (6)$$

В работе [2] для  $\alpha_2(\hbar\omega)$  и  $\varepsilon_1$  – получено следующие выражения

$$\alpha_2(\hbar\omega) = \frac{Ag(\varepsilon_1)}{b\hbar\omega N(\varepsilon_V)} \exp(b(\varepsilon_{D_1} - \varepsilon_C + \hbar\omega)) \times \left[ 2b(\varepsilon_C - \varepsilon_1) - \ln \left| \frac{1 + \exp(-2b(\varepsilon_C - \varepsilon_{D_1} - \hbar\omega))}{1 + \exp(-2b(\varepsilon_V - \varepsilon_{D_1} + \hbar\omega))} \right| \right] \quad (7)$$

и

$$\varepsilon_1 = \frac{\beta_1\varepsilon_V + b\varepsilon_{D_1} + \ln \left[ \frac{N(\varepsilon_V)}{2g(\varepsilon_{D_1})} \right]}{\beta_1 + b}, \quad (8)$$

где  $b$  – параметр, определяющий полуширины дефектного состояния.

Формулу (7) напомним следующим образом:

$$g(\varepsilon_1 - \hbar\omega_i) = \frac{\hbar\omega_i}{Bg(\varepsilon_1)} \left( \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega)_i}{\Delta(\hbar\omega)_i} + \frac{\alpha(\hbar\omega_i)}{\hbar\omega_i} - \beta_1\alpha_2(\hbar\omega_i) \right) \quad (9)$$

где  $\Delta\alpha(\hbar\omega)_i = \alpha(\hbar\omega_{i+1}) - \alpha(\hbar\omega_i)$ ,  $\Delta(\hbar\omega)_i = \hbar\omega_{i+1} - \hbar\omega_i$ , и используя экспериментальные результаты (рис.1), определим плотности электронных состояний  $g(\varepsilon_1 - \hbar\omega_i)$  (рис-2). Следует отметить что, расчеты были произведены для  $A=2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $B=AN(\varepsilon_V)N(\varepsilon_C)$ ,  $g(\varepsilon_1)=10^{16} \text{ эВ}^{-1}\text{см}^{-3}$ ,  $\beta_1=16 \text{ эВ}^{-1}$ ,  $b=16 \text{ эВ}^{-1}$  [4].

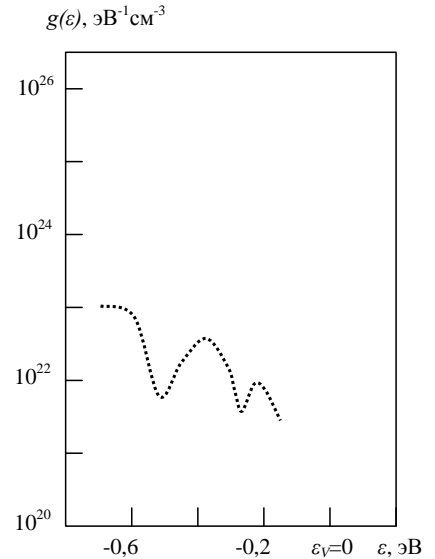


Рис.2. Плотность электронных состояний полученные по расчетам формулы (9).

#### Список литературы

- [1] Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах.- Москва: Мир,1982.-652 с.
- [2] Икрамов Р.Г. // Uzbek journal of Physics, 2009, Vol. 11, № 1, pp. 52-57.
- [3] Бронштейн И., Семендяев К. Справочник по математике.-Москва: Гостехиздат, 1959. -610 с.
- [4] Зайнобидинов С., Икрамов Р.Г., Жалалов Р.М. // Журнал прикладной спектроскопии, 2011, Том 78, № 2, с. 243-247.

УДК 621.382

## ВЛИЯНИЕ ИЗБЫТОЧНОГО СВЕТОВОГО ПОТОКА НА УСТАЛОСТНУЮ ПОВРЕЖДАЕМОСТЬ НАПРЯЖЁННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Шамирзаев С.Х., Зиёвадинов Ж.К.

Физико-технический институт НПО Физика-Солнце АН Уз, [shamir@Uz.science.net](mailto:shamir@Uz.science.net)

Нахождение полупроводниковых пар является актуальной задачей при создании гетероструктур. Такие структуры используются для различных эффективных полупроводниковых приборов, в частности солнечных элементов.

В работе [1] описан механизм возникновения электронно-деформационного диполя на механически напряжённой гетерогранице. На примере гетероструктуры ZnSe/ZnS показано, что при наложении внешнего электрического поля  $\sim 120$  кВ/см по нормали к плоскости её гетерограницы решётка ZnSe (ZnS) претерпевает дополнительную деформацию сжатия  $\sim 4\%$  ( $\sim 3\%$ ), а при противоположном направлении поля – деформацию растяжения  $\sim 5\%$  ( $\sim 5\%$ ).

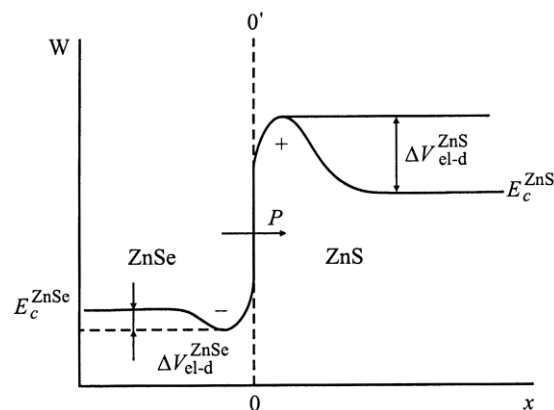
Целью работы [1] являлась установление влияния внешнего электрического поля на деформацию напряжённой гетерограницы, подобную деформации, вызванной процессом изменения толщины получаемого гетероперехода.

В отличие от работы [1] в настоящей работе показано влияние электрической составляющей электромагнитной волны избыточного светового потока на стабильность работы соответствующего гетероперехода. Известно, что солнечные элементы используют в процессе преобразования солнечного потока лишь средние участки спектра. Инфракрасные и ультрафиолетовые спектры являются избыточными. Под влиянием инфракрасного спектра происходит нагрев солнечной гетероструктуры. Однако, под влиянием ультрафиолетового спектра возможно её разрушение. Действительно, напряжённость амплитуды электрического поля электромагнитной волны соответствующей ширине запрещенной зоны  $E_g > 2$  эВ больше 100 кВ/см. Это следует из выражения  $\epsilon \cdot E^2 > (8\pi/\lambda^3) 2$  эВ. Здесь  $\epsilon$ -диэлектрическая проницаемость,  $\lambda$ -длина волны,  $E$ -напряжённость поля.

Электронно-деформационный диполь в отличие от пограничных диполей, связанных с состояниями, возникающими вследствие разрыва зон контактирующих гетерообластей в запрещённой зоне, появляется из-за рассогласования постоянных решёток  $\alpha_\beta$  на напряжённой гетерогранице.

На рисунке 1 представлена энергетическая диаграмма механически напряжённой гетерограницы ZnSe/ZnS с учётом электронно-деформационного воздействия, где  $P$  – дипольный момент,  $\Delta V_{el-d}(x)$  – локальное изменение высоты потенциального барьера или дна потенциальной ямы из-за электронно-деформационного взаимодействия.

Таким образом, избыточный световой поток при воздействии на напряжённую гетероструктуру приводит к её разрушению при достаточно большом времени воздействия. Используя данные по измерению электрического сопротивления гетероструктур в течение одинакового числа циклов можно прогнозировать время жизни солнечных гетероструктур.



#### Список литературы

- [1] Р.М.Пелешак, Б.А.Лукиянец, Г.Г.Зегря Влияние электрического поля на напряжённое состояние гетероструктуры / Физика и техника полупроводников 2000 т.34 вып.10
- [2] S.Kh.Shamirzaev, J.Q.Ziyovaddinov. The transformation of the heterogeneous materials under the fatigue deformation / Materials Sciences and Applications, 2012, 3, 398-407

### ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА НЕПАРАБОЛИЧНОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.Гулямов\*, Н.Ю.Шарибаев\*<sup>¶</sup>, У.И.Эркабоев\*, М.О.Косимова\*

\*Наманганский инженерно-педагогический институт, 160103 Наманган, Узбекистан.

<sup>¶</sup>Наманганский инженерно-технологический институт, 116008 Наманган, Узбекистан.

\*E-mail: [gulyamov1949@mail.ru](mailto:gulyamov1949@mail.ru)

*Исследована влияние температуры на непараболичность энергетических зон в квантующем магнитном поле. Показано, что с ростом температуры за счет термического уширения смыываются уровни Ландау. С помощью модели Кейна рассмотрена температурная зависимость распределения плотности энергетических состояний в сильных магнитных полях на полупроводниках.*

### **Введение**

Кейн применил  $kr$  метод для расчета формы зоны проводимости и валентных зон вблизи точки  $k=0$  в InSb. Ему удалось впервые объяснить наблюдавшуюся непараболичность энергетических зон у полупроводников с узкими запрещенными зонами [1].

Тензора обратной эффективной массы:

$$(m_{\alpha\beta}^{-1})_n = \frac{1}{\hbar^2} \left( \frac{\partial^2 E_n(k)}{\partial k_\alpha \partial k_\beta} \right)_{k_0} \quad (1)$$

зависят от волнового вектора  $k$  и энергии  $E$ . Зависимость эффективной массы от энергии есть прямое следствие неквадратичности закона дисперсии носителей заряда [2].

В работе [3] с учетом непараболичности и температурной зависимости эффективной массы плотности состояний получены графики температурной зависимости ширины запрещенной зоны.

В работах [4] разработана методика определения плотности энергетических состояний в квантующем магнитном поле для параболических энергетических зон. Для параболического закона дисперсии было показано, что плотность состояний в сильном магнитном поле при увеличении температуры совпадает с плотностью состояний в образце без магнитного поля.

Однако, в этих работах не рассматриваются влияние температуры на непараболичность энергетических зон в квантующем магнитном поле.

Целью данной работы является исследование влияния температуры на непараболичность энергетических зон в сильном магнитном поле.

### **Температурная зависимость термодинамической плотности состояний в квантующем магнитном поле**

Температурная зависимость плотности энергетических состояний обусловлена термическим уширением дискретных энергетических состояний [5]. Термическое уширение может быть описано температурной зависимостью вероятности заполнения энергетических уровней. Время термического выброса электронов из глубоких уровней  $E_i$  в разрешенную зону с энергией  $E$  определяется экспоненциальным множителем  $\exp\left(\frac{E - E_i}{kT}\right)$  и вероятность их

опустошения глубоких заполненных уровней экспоненциально зависит от энергии состояния и температуры образца. Для поверхностных и объемных состояний температурная зависимость термического уширения энергетических уровней описывается производной по энергии от вероятности опустошения дискретных энергетических состояний  $GN(E_0, E, T) = \frac{\partial \rho(E_0, E, T)}{\partial E_0}$

где  $\rho$  - вероятность термического опустошения энергетического состояния с энергией  $E$ .

В квантующем магнитном поле энергетический спектр электронов сильно изменяется [6]. Движение электрона в плоскости перпендикулярном магнитному полю становится ограниченным. Энергия электронов по направлению плоскости перпендикулярном магнитному полю квантуется. Энергия свободных электронов принимает следующий вид [6]:

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (2)$$

Изменение энергетического спектра приводит к изменению плотности энергетического состояния. Полное число уровней, связанных с данным макроскопическим объемом в  $\vec{k}$ -пространстве, остается в новой схеме тем же, что и прежде. Влияние магнитного поля сводится к тому, что оно, вызывает квантование орбиты в  $\vec{k}$ -пространстве и заставляет свободные электроны конденсироваться на ближайших орбитах [6].

Определение (1) удобно тем, что введенная таким образом эффективная масса характеризует не только поступательное движение носителя заряда, но и вращательное движение его в сильном магнитном поле,  $m = m_c$ .

Для зон полной плотности энергетических состояний с энергией меньших  $E$  имеем :

$$N_H(E, m^*, H) = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \hbar \omega_H \sum_n \left\{ E - \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_H \right\}^{-1/2} \quad (3)$$

при  $\omega_H \rightarrow 0$  это выражения переходит в

$$N_s(E) = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} E^{1/2} \left(1 + \frac{2E}{E_g}\right) \left(1 + \frac{E}{E_g}\right)^{1/2} \quad (4)$$

В этом выражении не учитывается температурное уширение энергетических уровней. Чтобы учитывать температурную зависимость плотности состояний, разложим  $N_s(E, T)$  в ряд по GN функциям.

Термическое уширение уровней в магнитном поле приводит к сглаживанию дискретных уровней. Термическое уширение будет учитываться с помощью GN функции. Плотность состояний зависит от температуры, как в работах [5],  $N(E, T)$  разложим в ряд по GN функциям

$$N_s(E, H, T) = \sum_{i=1}^n N_H(E_i, H, m_c^*) GN(E_i, E, T) \quad (5)$$

Здесь,  $H$ -напряженность магнитного поля,  $\omega_c = \frac{eH}{m^*c}$  -циклотронная частота,  $m^*$  - циклотронная

эффективная масса.  $N_{si}(E_i, H, E)$ - плотность состояний в квантующем магнитном поле при абсолютном нуле температуры.

Рассматриваемый интервал энергии в разрешенных зонах и запрещенной зоне разделим на равные мелкие части. Производя суммирование по формуле (5) получим  $N_s(E, T)$  зависящий от температуры. Это выражение при  $T \rightarrow 0$  превращается в (3). В этом случае уровни Ландау проявляются резко. С ростом температуры резкие всплески начинают сглаживается (рис.1) и при  $kT \sim \hbar \omega$  осцилляции плотности состояний постепенно исчезают.

При достаточно высоких температурах  $kT > \hbar \omega$ ,  $N_s(T, E, H)$  превращается в сплошную плотность состояний. Это позволяет получить

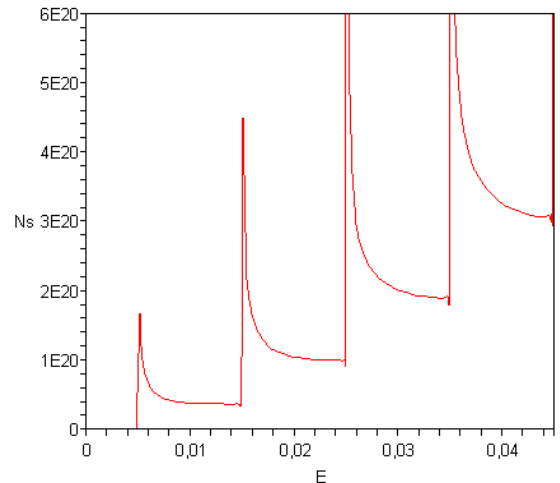


Рис.1. Плотность энергетических состояний в сильном магнитном поле  $H=10\text{кЭ}$  при температуре  $T=0,4\text{К}$  вычисленной по формуле (5).



плотность состояний которая зависит от температуры. При таких низких температурах влияние термического уширения слабое и плотность состояний не чувствует отклонения  $N_s$  от идеальной формы, которая не учитывает влияние температуры. На рис. 2 приведена  $N_s(E, H)$  для температур 0,4К, 10К, 77 К. Как видно из этих рисунков, с ростом температуры резкие пики уровней Ландау обусловленные квантованием уровней энергии электронов в плоскости перпендикулярной магнитному полю, постепенно сглаживаются. При температуре 77 К пики уровней Ландау практически не заметен и совпадает с плотностью состояний в отсутствии магнитного поля.

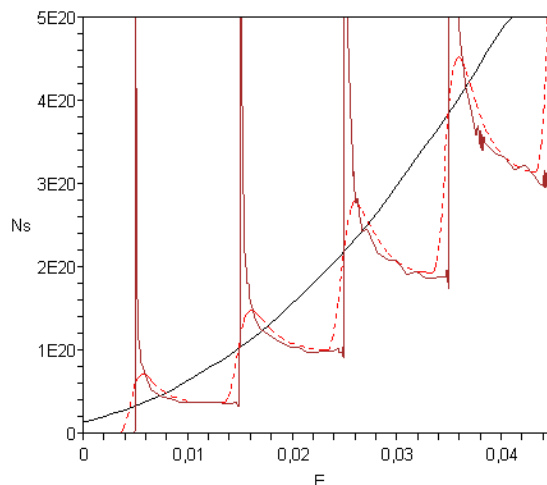


Рис.2. Влияния температуры на модели Кейна в квантующем магнитном поле.

### Заключение

Разработана методика определения влияния температуры на непараболичность энергетических зон в квантующем магнитном поле. Для неквадратичный закон дисперсии показано, что плотность состояний в сильном магнитном поле при увеличении температуры совпадает с плотностью состояний в образце без магнитного поля. Показано, что с ростом температуры уровни Ландау за счет термического уширения смываются и  $N_s$  превращаются в плотность состояний в отсутствии магнитного поля.

### Список литературы

- [1] Ю.И.Равич, Б.А. Ефимова, И.А.Смирнов. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS (М., Наука, 1968) гл.5, с.229.
- [2] И.М.Цидильковский. Электроны и дырки в полупроводниках. (М., Наука, 1972) гл.2, с.190.
- [3] G.Gulyamov, N.Yu.Sharibaev, U.I.Erkaboev. World Journal of Condensed Matter Physics, Irvine CA, USA, 2013, vol.3, No.4, pp.216-220. <http://dx.doi.org/10.4236/wjcmp.2013.34036>
- [4] Г.Гулямов, У.И.Эркабоев, Н.Ю.Шарибаев. ФТП, 48, 1323 (2014).
- [5] Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев. ФТП, 45, 178 (2011)
- [6] Дж. Займан. Принципы теории твердого тела. (М., Мир, 1974) гл.9, с.349.

УДК 535.375

## МАЛОГАБАРИТНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА СПЕКТРОВ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРО- И НАНОДИСПЕРСНЫХ СРЕД

\*Рахматуллаев И.А., \*\*Горелик В.С., \*Азаматов З.Т., \*\*\*Редкоречев В.И.,  
Курбанов А.К.\*, \*\*\*\*Тураев Б.М.

\* Научно-исследовательский институт прикладной физики НУУЗ, Ташкент, Узбекистан,  
E-mail: ilyoss@rambler.ru

\*\* Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия,  
E-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

\*\*\* Научно-производственный центр «Мелма», Ташкент, Узбекистан,  
E-mail: redkorechev@mail.ru

\*\*\*\*Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

Минирезонаторли кюветалар, миниспектрометр ва ноутбук асосида микро ва нанодисперсли муҳитларларда иккиламчи нурланиш спектраларини қайд қилиш ва экспресс-таҳлил қилишининг автоматлашган кичик ўлчамли қурилмаси яратилди.

*ZnO микрокукунлари ва олмос кукунларининг бир ва икки фотонли уйғотилган люминесценция спектрлари олинди ва тадқиқот қилинди.*

*Создано автоматизированное малогабаритное устройство на базе минирезонаторных кювет, миниспектрометра и ноутбука для регистрации и экспресс-анализа спектров вторичного излучения микро- и нанодисперсных сред.*

*Получены и исследованы спектры одно- и двухфотонно-возбуждаемой люминесценции микропорошков ZnO и нанопорошков алмаза.*

*An automated small-sized device based on minirezonatornyh cuvette, minispectrometer and notebook for recording and rapid analysis of the spectra of secondary radiation micro- and nano-dispersed mediums.*

*Spectra were obtained and studied one- and two-photon- excited luminescence ZnO micropowders and diamonds nanopowders.*

В последнее время многих исследователей привлекают физические и химические свойства микро- и нанокристаллических объектов. Термодинамические, механические и оптические свойства таких объектов зависят от их размера. Показано, что малые нанокристаллические частицы могут обладать физическими и химическими свойствами, существенно отличающимися от свойств соответствующих объемных кристаллов [1]. Установлено, что различные внешние воздействия на нанокристаллические объекты (в частности, нанопорошки) могут вызывать в них достаточно сложные процессы, которые не проявляются в крупных кристаллах этих же веществ. Практика требует внедрения методов экспресс-анализа таких сред, создание универсальных и недорогих методов контроля.

Ранее [2-4] была создана оригинальная методика для анализа спектров вторичного излучения (комбинационного рассеяния света, фотолюминесценции и нелинейно-оптических процессов) в конденсированных средах при лазерном возбуждении. Возможности разработанного метода очень широки. Он позволяет в режиме экспресс-анализа изучать воздействие коротковолнового ультрафиолетового излучения на биообъекты, устанавливать молекулярные характеристики сырья и т.д.

Цель работы состояла в создании и производстве автоматизированного малогабаритного диагностического прибора на базе минирезонаторных кювет, миниспектрометра и ноутбука для регистрации и экспресс-анализа ряда неорганических и органических дисперсных сред микронного и субмикронного размера, а также получение новой спектроскопической информации об исследуемых объектах.

Принципиальная схема прибора представлена на рис. 1. Излучение из лазерного диода (LD) подается с помощью световода (F) в кювету (S), в которой находится исследуемое вещество. Лазерные диоды характеризуются тремя линиями генерации (ультрафиолетовый, зеленый, красный) с мощностью 20 мВт и устанавливаются на лазерном блоке (LB). Кювета выполнена в виде замкнутой полости с отверстиями для ввода возбуждающего (первичного) и вывода вторичного излучения. Тefлоновые переходники обеспечивают герметичность кюветы. Кюветы могут располагаться также на многоэлементном чипе (C), позволяющем проводить анализ большого числа молекулярных соединений. Сердцевина световодов, по которой распространяется первичное и вторичное излучение, характеризуется поперечным размером, много меньшим размера кюветы. Используемые кюветы имеют цилиндрическую форму длиной 20-40 мм с диаметром отверстий, равным 3 мм. Вторичное излучение поступает из выходного

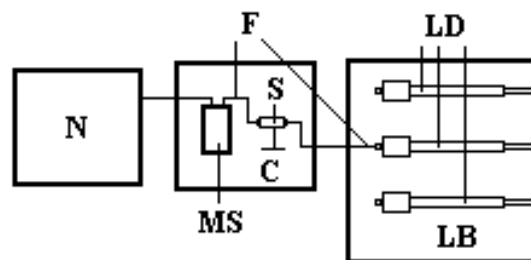


Рис. 1. Принципиальная схема прибора для регистрации и анализа спектров вторичного излучения в конденсированных средах.

отверстия кюветы в световод и затем подводится к миниспектрометру (MS), на выходе которого устанавливается персональный компьютер или ноутбук (N). Компьютер служит для накопления и анализа данных. На рис.2 приведен общий вид малогабаритной установки для экспресс-анализа микро- и нанодисперсных сред по спектрам вторичного излучения.

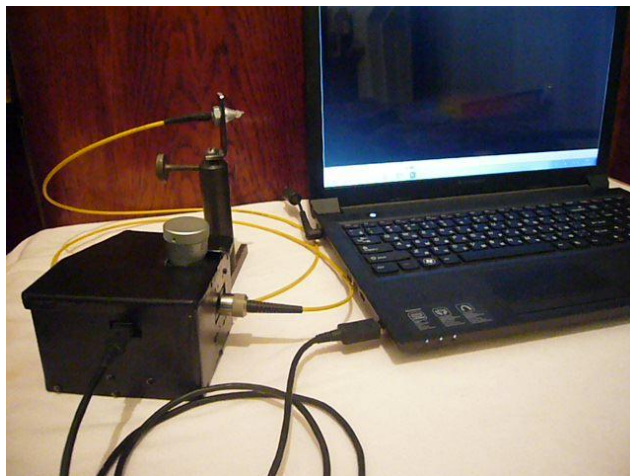


Рис. 2. Общий вид малогабаритной установки для экспресс-анализа микро- и нанодисперсных сред по спектрам вторичного излучения.

Рис. 3 иллюстрирует вид спектров двухфотонно-возбуждаемой люминесценции (ДВЛ) порошков ZnO, полученных при различных интенсивностях накачки P. Для сравнения здесь же приведены спектры ДВЛ эпитаксиальных слоев ZnO, полученные ранее [5] при комнатной температуре (рис. 3,а) и при 80 К (рис. 3,б), при возбуждении рубиновым лазером. Максимум в области 390 нм соответствует положению 3L0 полосы из серий многофононной аннигиляции А-экситонов. При увеличении интенсивности возбуждающего излучения интенсивность спектра ДВЛ резко возрастает. При этом максимум интенсивности спектра ДВЛ сдвигается в коротковолновую область до 5 нм.

На рис. 4 показаны спектры обычной фотолюминесценции (ФЛ) искусственного, ультрадисперсного (УДА) и природного алмазов. Все спектры зарегистрированы при одних и тех условиях возбуждения и регистрации, что исключает возникновение различий, вызванной методикой. Как видно, в спектре ФЛ искусственного алмаза (кривая 1) присутствуют три максимума в области 374, 393 и 422 нм. При этом спектральная интенсивность спектра ФЛ искусственного алмаза ( $\lambda_{\text{макс}}=422$  нм) меньше соответствующей интенсивности спектра ФЛ УДА ( $\lambda_{\text{макс}}=422$  нм) примерно в 4 раза. Спектр ФЛ УДА (кривая 2) представляет собой широкую полосу с одним максимумом в области 422 нм. В спектре ФЛ природного алмаза в области 250-500 нм какая-либо структура отсутствует. Это свидетельствует о том, что исследуемый образец природного алмаза характеризуется малой концентрацией примесей и дефектов. Слабо выраженные компоненты полосы в области 410-460 нм в спектре УДА (кривая 2) могут быть соотнесены с составляющими известной полосы дефекта N3 в спектре ФЛ природных алмазов [6].

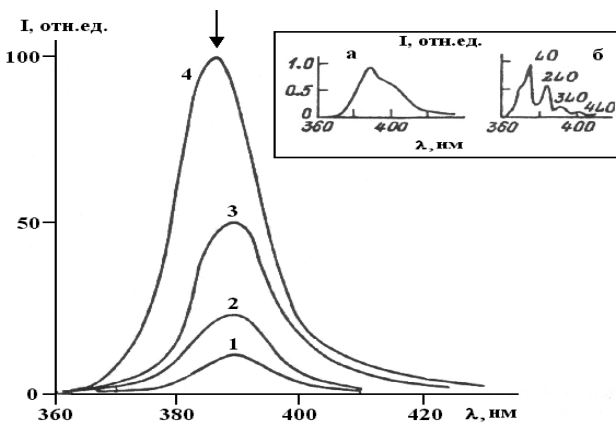


Рис. 3. Спектры ДВЛ микропорошков ZnO полученных при комнатной температуре при различных интенсивностях возбуждающего излучения ( $\lambda_0=578,2$  нм желтая линия лазера на парах меди): кривая (1) соответствует интенсивности - P=8; (2) - P=12; (3) - P=16; (4) - P=22 (где значения P - приведены в единицах  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>). На вставке приведены данные полученные в работе [5]: а) - спектр ДВЛ эпитаксиальных слоев ZnO при комнатной температуре при возбуждении рубиновым лазером. б) - спектр ДВЛ эпитаксиальных слоев ZnO при температуре 80 К, при возбуждении рубиновым лазером.

Такие дефекты состоят из трех атомов азота, заместивших углерод в вершинах элементарной ячейки и связанных либо с общим атомом углерода, либо с общей вакансией. В работе [7] также были изучены спектры ФЛ УДА в интервале температур 78-300 К. При этом люминесценция возбуждалась

ультрафиолетовым светом импульсного азотного лазера с  $\lambda_0=337$  нм и длительностью импульса 10 нс. В этой работе спектр ФЛ УДА содержал отчетливый максимум при  $\lambda=436$  нм и слабый максимум при  $\lambda=480$  нм.

В работе [6] показано, что особенности спектров КР «взрывных алмазов» со средним размером порядка 4 нм могут быть объяснены размерным квантованием фононного спектра и влиянием пространственного ограничения на фотон-фононное взаимодействие.

В результате выполненных экспериментальных исследований установлено, что методами лазерной спектроскопии ФЛ и ДВЛ может быть осуществлена идентификация различных типов полупроводниковых и диэлектрических структур. Разработанная методика лазерного возбуждения вторичного излучения полупроводниковых и диэлектрических микро- и наноструктур позволяет проводить экспресс-анализ без разрушения подобных структур. При этом чувствительность предложенного метода достигает до  $10^{-10}$  г.

Разработанная методика позволяла регистрировать слабые сигналы вторичного излучения микро- и нанопорошков в высоком контрасте по отношению к возбуждающему излучению. Полученные результаты открывают широкие возможности проведения анализа молекулярного и фазового состава водных сред, порошкообразных объектов, пищевых продуктов и т.д.

*Работа выполнена при поддержке Государственных научно-технических программ РУз (проекты ОТ-Ф2-67, И-2013-42).*

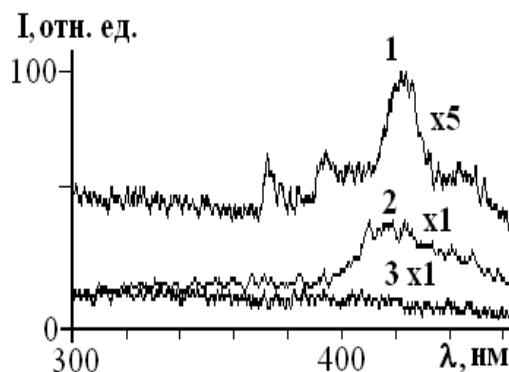


Рис. 4. Спектры ФЛ искусственного (1), ультрадисперсного (2) и природного (3) алмазов при одних и тех же условиях возбуждения ( $\lambda_0=266$  нм).

#### Список литературы

- [1]. Миков С.Н. Оптическая спектроскопия диэлектрических и полупроводниковых наночастиц: Дисс. д-ра физ.-мат. наук. – Ульяновск: УГУ. 2003. – 283 с.
- [2]. Горелик В.С., Рахматуллаев И.А. Световое возбуждение комбинационных оптических процессов импульсно-периодическим лазером в ультрадисперсной среде. // ЖТФ. – Санкт-Петербург. 2005. – Т. 75. Вып. 1. – С. 61-64.
- [3]. Рахматуллаев И.А. Эффект комбинационной опалесценции в дисперсных средах при импульсно-периодическом лазерном возбуждении // Доклады АН РУз. - Ташкент, 2005. - №6. –С.23-26.
- [4]. Патент РФ №2289121. Устройство для возбуждения вторичного излучения в молекулярных средах / Горелик В.С., Рахматуллаев И.А // Официальный бюллетень. – 2006. – №34.
- [5]. Абдуев А.Х., Адуков А.Д., Атаев Б.М., Рабаданов Р.А., Шаихов Д.А. УФ люминесценция эпитаксиальных слоев окиси цинка при однофотонном и двухфотонном возбуждении // Квантовая электроника. – Москва. 1978. – Т. 5. № 1. – С. 206-208.
- [6]. Горелик В.С., Иго А.В., Миков С.Н. Комбинационное рассеяние света в нанокристаллах // ЖЭТФ. – Москва. 1997. – Т.111. № 8. – С.2143-2145.
- [7]. Компан М.Е., Теруков Е.И., Гордеев С.К., Жуков С.Г., Николаев Ю.А. Спектры фотолюминесценции ультрадисперсных алмазов // Физика твердого тела. – Санкт-Петербург. 1997. – Т. 39. № 12. – С. 2156-2158.

УДК 535.3

### ДИНАМИКА ФРОНТОВ В СРЕДАХ С УСИЛЕНИЕМ И ЗАТУХАНИЕМ

Аллаяров И. М., Цой Э. Н.

Физико-Технический Институт НПО “Физика - Солнце” АН РУз, Ташкент  
e-mail: [allayarov@uzsci.net](mailto:allayarov@uzsci.net)



Известно, что оптические пучки, имеющие достаточную интенсивность могут распространяться в виде солитонов при балансе дисперсии и нелинейности среды [1, 2]. Оптические солитоны представляют собой локализованные волны и являются одними из центральных объектов нелинейной оптики. Локализованные волны могут также существовать в виде волн перепада, которые называются, фронты или кинки [2]. Многие нелинейные модели, например, уравнение sin-Гордон, имеют точное решение в виде кинка [2]. Фронты, в отличие от солитонов, соединяют два однородных (устойчивых или неустойчивых) состояния. Фронт соответствует области перехода при распространении одного однородного состояния в другое.

В зависимости от рассматриваемой системы солитоны могут быть консервативными или диссипативными. С точки зрения практических применений диссипативные системы представляются более интересными, чем консервативные, потому что при распространении волн в реальной среде необходимо учитывать затухание. При этом вызывает интерес динамика пучков с высокой интенсивностью. Мы показали, что в диссипативных средах края пучков могут распространяться в виде фронтов и определили их параметры.

В данной работе мы интересуемся эволюцией пучков в диссипативной среде с линейным усилением и нелинейным затуханием. Этот процесс описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) [1-3]:

$$i\psi_z + \frac{1}{2}\psi_{xx} + (1 + i\varepsilon)|\psi|^2\psi + i\alpha\psi = 0, \quad (1)$$

где  $\psi(x, z)$  – огибающая поля,  $\alpha < 0$  – коэффициент линейного усиления,  $\varepsilon > 0$  – параметр нелинейного поглощения. Нижние буквенные индексы соответствуют производным по данным переменным.

Стационарное решение уравнения (1) ищем в виде бегущей волны:

$$\psi(x, z) = a(\xi) \exp[i\varphi(\xi) - i\mu z], \quad \xi \equiv x - \nu z, \quad (2)$$

где  $\nu$  – скорость волны,  $\mu$  – постоянная распространения.

Уравнение (1) с использованием (2) сводится к динамической системе (ДС) для профиля  $a(\xi)$  и фазы  $\varphi(\xi)$  фронта [3, 4]:

$$\begin{cases} a_\xi = pa, & p_\xi = q^2 - p^2 - 2(\nu q + \mu + a^2), \\ q = \varphi_\xi, & q_\xi = -2pq + 2(\nu p - \alpha - \varepsilon a^2). \end{cases} \quad (3)$$

Анализируя ДС (3), получаем, что имеются неустойчивое состояние ( $L$ ) с нулевой амплитудой ( $a_L = 0$ ), и устойчивое состояние ( $N$ ) с конечной амплитудой ( $p_N = 0$ ):

$$a_L = 0, \quad p_L = \alpha/(\nu - q_L), \quad q_L = \nu \pm \sqrt{b + \sqrt{b^2 + \alpha^2}}, \quad b \equiv \nu^2/2 + \mu, \quad (4)$$

$$a_N = \sqrt{-\alpha/\varepsilon}, \quad p_N = 0, \quad q_N = \nu \pm \sqrt{\nu^2 + 2(\mu - \alpha/\varepsilon)}. \quad (5)$$

Из (5) видно, что амплитуда фронта  $a_N$  зависит только от параметров среды. Скорость распространения фронта  $\nu = \alpha/p_L + q_L$  (см. (4)), кроме параметров среды, еще зависит от параметров неустойчивого состояния. Поэтому рассмотрим динамику фронта на конкретном примере начального условия следующего вида:

$$\psi(x, 0) = a_0 \exp(iq_0 x) / \cosh(x/w_0). \quad (6)$$

Нами найдено, что при определенных параметрах усиления  $\alpha$  и нелинейного затухания  $\varepsilon$ , края пучков распространяются в виде хорошо выраженных фронтов, см. Рис.1а. При этом в центре пучка (Рис. 1а) образуется область импульсов, вызванная модуляционной неустойчивостью. Область импульсов также расширяется с определенной скоростью. При малых  $\alpha$  и  $\varepsilon$ , скорость распространения области импульсов больше скорости фронтов. Поэтому в данном случае фронты практически не наблюдаются. Отсюда видно, что существует порог для значений  $\alpha$  и  $\varepsilon$ ,



когда формируются выраженные, устойчивые фронты.

Анализ образующихся фронтов показывает, что асимптотика фронта при  $x \rightarrow +\infty$  в любой точке  $z$  экспоненциально спадающая:

$$\psi(x,0) = a_0 \exp(-x/w_0 + iq_0x) \text{ при } x \rightarrow +\infty, \quad (7)$$

Это позволяет определить скорость фронта. В результате получаем, что параметры  $p_L$  и  $q_L$  определяются начальными условиями  $p_L = \mp 1/w_0$ ,  $q_L = q_0$ , а скорость фронта находится как  $v = \mp \alpha w_0 + q_0$ . Данный результат нетривиален, потому что скорость фронта, кроме коэффициента усиления  $\alpha$ , зависит от параметра начального пучка  $w_0$  [4]. Это нетипично для диссипативных систем. Кроме этого, при выборе других видов начальных условий скорость фронта зависит также от  $z$  (см. [4]). На Рис. 1б приведена теоретическая зависимость и численные результаты для скорости фронта  $v$  как функции  $w_0$  при различных  $\alpha$ . Видно, что теоретические и численные расчеты хорошо согласуются.

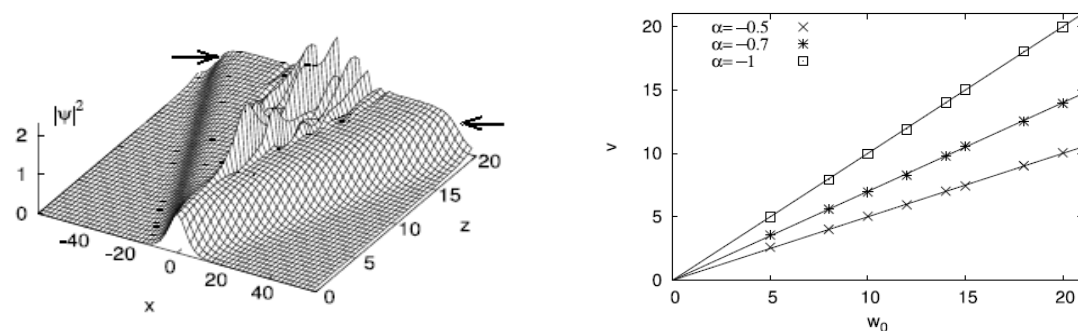


Рис.1. а) Динамика пучка (6) при  $a_0 = 1.0$ ,  $w_0 = 5.0$ ,  $q_0 = 0$  и  $|\alpha| = \varepsilon = 0.5$ . Имеются два фронта (показано стрелками) с  $a_N = 1.0$  и скоростью  $|v| = 2.5$ , здесь  $|\psi|^2$  – интенсивность, б) Теоретическая зависимость (линия) и численные результаты (точки) скорости фронта  $v$  от ширины пучка  $w_0$  при некоторых значениях  $\alpha$ .

Таким образом, в данной работе изучена динамика фронтов, образованных из пучков в нелинейной среде с усилением и затуханием. Показано существование порогового значения усиления и затухания при формировании фронтов. Численные и теоретические вычисления показали, что скорость фронта, кроме параметров среды, зависит еще от вида начального пучка.

#### Список литературы

- [1] N.N. Akhmediev, A. Ankiewicz, Solitons, («Chapman and Hall», 1997).
- [2] Дж. Л. Лэм, Введение в теорию солитонов («БиблиоМатФиз», 1997).
- [3] W. van Saarloos, P.C. Hohenberg, Physica D **56** (1992).
- [4] I. M. Allayarov, E. N. Tsoy, Phys. Lett. A **377** (2013).

## ПРИМЕНЕНИЕ ЭМИССИОННОЙ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ОКСИДОВ МЕДИ

Саидов Ч.С., Тураев Э.Ю., Тураева М.

Термезский государственный университет, [fiz.konf@mail.ru](mailto:fiz.konf@mail.ru)

Одна из основных проблем современной физики – это проблема определения эффективных зарядов атомов и пространственного распределения электронных дефектов в решетках ВТСП. Определение указанных величин необходимо как для построения теории ВТСП, так и для создания теоретических основ технологии получения ВТСП с заданным комплексом электрофизических свойств.

Наиболее перспективным методом решения проблемы определения зарядов является метод сравнения экспериментально определенных параметров тензор градиента электрического поля (ГЭП) с результатами их теоретического расчета. Теоретический расчет тензора ГЭП может быть проведен в рамках модели точечных зарядов, методом Хартри-Фока и молекулярной орбиталей, методом плоских волн в приближении локальной плотности.

Экспериментальная информация о параметрах тензора ГЭП может быть получена методами ЯМР, ЯКР и ЯГРС. Экспериментальные данные относятся либо к центрам меди, кислорода и РЗМ, либо к примесным атомам в узлах меди. В настоящей работе использована эмиссионная Мессбауэровская спектроскопия на изотопах Co-57.

Перед нами стояла задача методического обоснования возможностей эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на указанной изотопе для изучения структур сложных металлоксидов меди.

Спектры образцов CuO:(Co-57) при 295K представляли собой квадрупольные дублеты, отвечающие центрам Fe(2+). С понижением температуры ниже температуры Нееля разрешение спектра ухудшается и появляется тонкая структура, свидетельствующая о магнитном упорядочении подрешетки, в которой локализованы примесные атомы. Этот факт позволил сделать вывод о стабилизации примесных атомов Fe(2+) в узлах кристаллической решетки меди, причем замещение ионов Cu(2+) на Fe(2+) не должно приводить к появлению центров компенсации.

Проведен расчет тензора кристаллического ГЭП для катионных узлов CuO, причем решетка записывалась в виде Cu(2+)O(2-). Расчетные значения квадрупольного расщепления спектра CuO:(Co-57) равно 2,32 мм/с, что существенно отличается от экспериментального значения 1,56 мм/с. Такое расхождение объясняется тем, что для центров Fe(2+) ГЭП на ядрах Fe-57 создается как ионами кристаллической решетки, так и валентными электронами центра железа (1), тогда как расчет учитывает только кристаллическую составляющую ГЭП. Таким образом, хотя изовалентное замещение ионов Cu(2+) на ионы Fe(2+) в решетке CuO приводит к хорошо описываемой модели, однако теоретический расчет тензора ГЭП для нее оказывается невозможным.

УДК 621.315.592

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ И КРАЙ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ**

Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев

*Наманганский инженерно-педагогический институт,  
716003 Наманган, Узбекистан. тел. (90) 741-46-56. e-mail: gulyamov1949@mail.ru*

В работе [1] с помощью математического моделирования было показано, что экспериментально определенный сплошной спектр термодинамической плотности поверхностных состояний при низких температурах превратится в дискретный спектр поверхностных состояний. Изменение ширины запрещенной зоны с ростом температуры так же объясняется тепловым уширением энергетических состояний зоны проводимости и валентной зоны полупроводника [2]. Изменения термодинамической плотности состояний (ТПС) с температурой приводит к температурной зависимости коэффициента поглощения света.

Целью настоящей работы является исследование влияние температурной зависимости ТПС на (правило Урбаха) коэффициент поглощения света на длинноволновом крае фундаментального поглощения.

Коэффициент поглощения света особенно чувствителен к внешним воздействиям при частотах вблизи края фундаментального поглощения. Коэффициент поглощения света на длинноволновом краю фундаментального поглощения часто описывается правилом Урбаха.

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\gamma \frac{h\nu - E_g}{E}\right) \quad (1)$$

Здесь  $\alpha_0\gamma$ -сравнительно медленно меняющаяся функция частоты  $E$ -величина размерности энергии которая при низких температурах постоянная а при высоких пропорциональна  $kT$ . Одним из основных предположений, используемой при анализе экспериментальных данных является то, что плотность состояний  $N_s(E, T)$  определяет коэффициент поглощения света в области запрещенной зоны полупроводника. [3-5]

$$\alpha = BN_s(E, T) \quad (2)$$

Здесь  $B$ - сравнительно медленно меняющаяся функция частоты и температуры.. Всякая модель, привлекаемая для объяснения экспоненциального края поглощения в полупроводниках, должна объяснить и его температурную зависимость.

Как показано в работах [1] термодинамической плотности состояний  $N_s(E, T)$  может быть представлена с помощью плотности состояний  $N_s(E)$  в следующем виде

$$N_s(E, T) = \sum_i N_s(E_i) GN_i(E_i, E, T) \quad (3)$$

$$\text{Здесь } GN_i = \frac{\partial \rho(E_i, E, T)}{\partial E} = GN(E_i, E, T) = \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{1}{kT}(E - E_i) - \exp\left(\frac{1}{kT}(E - E_i)\right)\right) \quad (4)$$

Рассмотрим изменения термодинамической плотности состояний при увеличении температуры. Для этого мы, термодинамический плотность состояний разложим в ряд по формуле (3) [1,2].

$$N_s(E, T) = \sum_{i=1}^n N_{si}(E_i) GN(E_i, E, T) \quad (4)$$

Для  $N_s(E_i)$  выберем в следующее распределение.

$$\begin{aligned} N_s(E_i) &= N_c \sqrt{E - E_c} && \text{при } E > E_c \\ N_s(E_i) &= N_i \delta(E - E_i) && \text{при } E_c > E > E_v \\ N_s(E_i) &= N_v \sqrt{E_v - E} && \text{при } E < E_v \end{aligned} \quad (5)$$

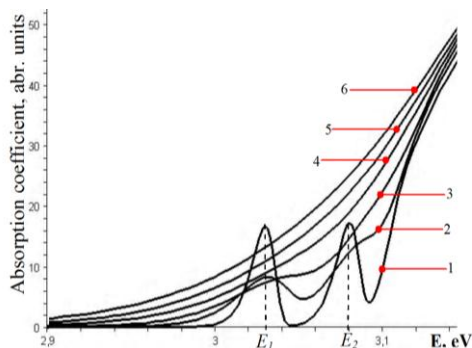


Рис.1. Температурная зависимость ТПС вычисленная по формуле (4.3) (различных температурах линия.1 и 2 T=77K ... T=200 3 и 4 T= 273 T=300. 5 и 6 T=350K и 400K.

Подставляя (3) и (5) в (4), получим график плотности состояний  $N_s(E, T)$  при различных температурах. Проанализируем температурную зависимость  $N_s(E, T)$  с помощью численных экспериментов. Проведем численные расчеты ТПС при различных температурах. Результаты, полученных численных экспериментов изобразим графически.

На рис. 2 приведены графики термодинамической плотности состояний  $N_s(E, T)$  при различных температурах. Как видно из рисунка, при низких температурах край зоны проводимости и дискретные уровни между собою отделены энергетической щелью (рис.2 кривые 1 и 2). В этом случае тепловое уширение достаточно слабо, и не влияет на сплошные уровни зоны проводимости и

дискретные уровни  $E_1$  и  $E_2$ . Поэтому эти уровни отделены от зоны проводимости. С ростом температуры термодинамическая плотность состояний зоны проводимости за счет термического уширения начинает проникать в глубину запрещенной зоны. Энергетические участки между отдельными дискретными уровнями в запрещенной зоне и сплошными уровнями зоны проводимости пополняются новыми уровнями, поступившими из зоны проводимости и из дискретных уровней  $E_1$  и  $E_2$  (рис.1. ). С ростом температуры доля состояний, поступивших из зоны проводимости, возрастают гораздо сильнее по сравнению с доли состояний обусловленной расширением дискретных уровней. При этом дискретные уровни  $E_1$  и  $E_2$  размываются по всей запрещенной зоне и перемешиваются с состояниями, поступившими из зоны проводимости. Эта произойдет за счет уширения огромного числа (порядка  $10^{23} \text{эВ}^{-1} \text{см}^{-3}$ ) уровней разрешенной зоны.

Для сравнения относительной роли состояний зона проводимости при увеличении состояний ниже края фундаментального поглощения на рис.2 (экспоненциальный масштаб) приведен графики ТПС, когда локализованные состояния в запрещенной зоне отсутствует. Сравнения графиков рис.1 и рис.2 показывают относительную роль дискретных и сплошных состояний на формирования полного ТПС. Из сравнения рисунков 1 и 2 видно, что при высоких температурах состояния дискретных уровней смываются состояниями, поступившими из зоны проводимости. В этом случае дискретные уровни практически не влияют на температурную зависимость ТПС. Эти результаты можно использовать для анализа длинноволнового края коэффициента поглощения света.

Таким образом, температурная зависимость термодинамической плотности состояний может с единой позиции объяснить длинноволновый край коэффициента фундаментального поглощения в полупроводниках. Температурная зависимость правила Урбаха может быть обусловлена термическим уширением энергетических состояний зоны проводимости и валентной зоны полупроводников.

#### Список литературы

- [1] Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев. // ФТП. – Санкт Петербург, 2011, – Т.45. – №2. – С. 178-182.
- [2] Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев. // ФИП. – Харьков, 2011.–Т.9. – №1. – С.4-7.
- [3] В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников, “Физика полупроводников”, М.,Наука, 1977. 672с.
- [4] Н.Мотт, Э.Девис. “Электронные процессы в некристаллических веществах”, М.Мир1982с.
- [5] Ю.И.Уханов .Оптические свойства полупроводников. М. Наука 1977.366с.

### ВЛИЯНИЯ ЗАЩИТНОГО СЛОЯ ПОВЕРХНОСТИ МДП СТРУКТУР НА ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Эргашева М.А., Власов С.И\*., Кучкаров Х.О., Комилов Х.

*Наманганский государственный университет,  
\*Национальный Университет Узбекистана.*

При изучении электрофизических характеристик структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) многие авторы наблюдали не монотонность изменения высокочастотной вольтфарадной характеристики в области инверсионных напряжений, не описываемую в

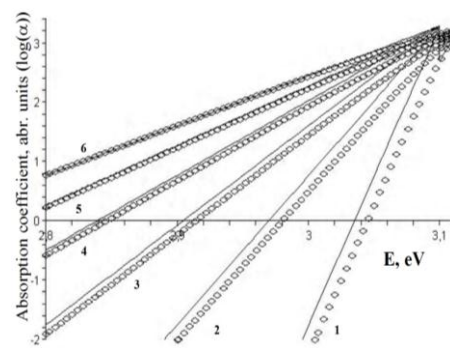


Рис.2 Температурная зависимость ТПС вычисленная по формуле (-) сплошная линия. правило Урбаха при различных температурах (◇) ромбики. линии  $T_1=100\text{K}$ .  $T_2=200\text{K}$ .  $T_3=300\text{K}$ .  $T_4=400\text{K}$ .  $T_5=500\text{K}$   $T_6=600\text{K}$ . Начиная с температур  $T_4=400\text{K}$  ТПС и ПУ практически сливаются

рамках теории емкости идеальной структуры [1]. Особенно ярко эта не монотонность проявляется при измерении емкости структуры при достаточно низких температурах. Для объяснения наблюдаемого поведения емкости привлекались модели неоднородного распределения поверхностных состояний по ширине запрещенной зоны полупроводника, обусловленной флуктуацией поверхностного потенциала, туннельной перезарядки микрокристаллических включений, локализованных в диэлектрике на небольшом расстоянии от границы раздела полупроводник диэлектрик, наличия профиля распределения глубоких примесных центров в полупроводниковой подложке, либо влиянием низкополевой инжекции носителей заряда в структуру диэлектрика.

Нами наблюдалась аналогичная не монотонность вольтфарадных характеристик структур металл-стекло-полупроводник (МСП), изготовленных на основе кристаллического кремния, покрытого слоем свинцово - боро - силикатного стекла [2]. Для установления природы наблюдаемого поведения емкости структур, изготовленных при использовании свинцово-боро-силикатных стекол, были использованы пластины кремния (КЭФ - 2,5, КЭФ - 5 и КЭФ - 10 с кристаллографической ориентацией <111>) и свинцово - боро - силикатное стекло типа PbO-SiO<sub>2</sub>-B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, с масс процентным содержанием компонентов 49:34:15:3:1 - группа 1 и 49:30:17:3:1- группа 2. Структуры обеих групп изготавливались по технологии аналогичной [3].

Для определения влияния примесных центров, локализованных в полупроводниковой подложке, на вольтфарадную характеристику, со структур МСП химическим способом удалялся слой стекла и при помощи вакуумного распыления Au формировался барьер Шоттки. Далее при помощи метода, определялась концентрация и энергетический спектр глубоких центров, имеющих в полупроводниковой подложке. Анализ полученных результатов показал, что во всех изготовленных барьерах Шоттки наблюдается перезарядка глубокого центра с энергией ионизации  $E_c = -0,4 \pm 0,03$  эВ, с концентрацией  $N_T = 1,3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Величина заряда создаваемого выявленным центром (при условии его однородного распределения по всей толщине  $d$  области объемного заряда полупроводника) может быть определена как:  $Q = q \cdot N_T \cdot S \cdot d = 3 \cdot 10^{-11}$  К. (здесь  $S$  - площадь диода Шоттки). Величина заряда, создаваемая локальной неоднородностью на вольтфарадной характеристике структуры МСП составляет  $Q_1 = 5 \cdot 10^{-8}$  К. Сравнение двух этих величин показывает, что глубокий центр с указанной концентрацией, не может привести к наблюдаемой не однородности вольтфарадной характеристики.

Следовательно, ответственным за не монотонность вольт-фарадной характеристики является слой стекла, а не полупроводниковая подложка.

На наш взгляд не монотонное изменение емкости структуры металл - диэлектрик - полупроводник, при инверсионных напряжениях, обусловлено наличием структурного дефекта в стекле, в слое прилегающим к границе раздела стекло - полупроводник. Указанный дефект имеет характер акцепторного центра. При достаточно больших инверсионных напряжениях этот центр захватывает дырки из сформированного инверсионного слоя. Заряд инверсионного слоя

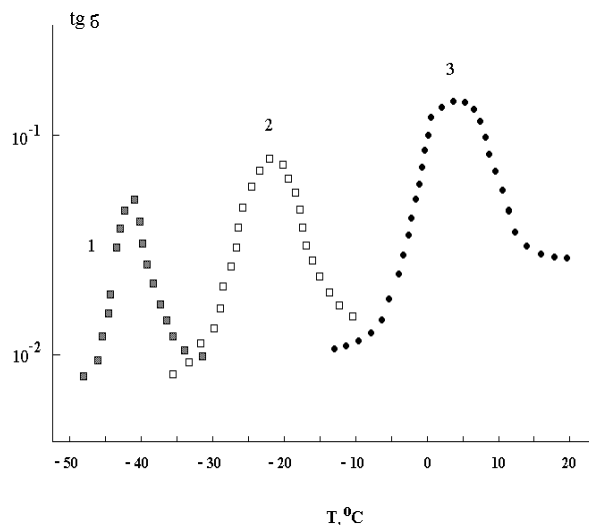


Рис 1. Температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь, для контрольной (1) и для исследуемых (2,3) структур.



уменьшается, что приводит к расширению слоя объемного заряда полупроводника, к уменьшению его емкости и, следовательно, к уменьшению емкости всей структуры. Захват дырок на акцепторный центр изменяет его зарядовое состояние, что способствует захвату на него электронов при обогащающих напряжениях. В пользу предлагаемой модели свидетельствуют температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь, приведенные на рисунке. Эти зависимости снимались на частоте 150 кГц, в интервале температур  $-50^{\circ}\text{C}$  ...  $+10^{\circ}\text{C}$  при приложении к структуре обогащающего напряжения (+5 В) для структур, на  $C-V$  зависимостях которых наблюдается не монотонность и для структур, изготовленных по той же технологии, но без наличия неоднородностей  $C-V$  зависимостях. Сравнение температурных зависимостей тангенса угла диэлектрических потерь показало, что во всех структурах диэлектрические потери имеют хорошо выраженный релаксационный максимум. Однако в структурах, на  $C-V$  зависимостях которых наблюдается не монотонность (зависимости 2 и 3 на рисунке), релаксационный максимум сдвигается в сторону более высоких температур ( $-20^{\circ}\text{C}$  и  $+5^{\circ}\text{C}$  соответственно для структур обеих групп) и расширяется. Это указывает на увеличение сквозных потерь в стекле, обусловленных перезарядкой наблюдаемого дефекта [4].

#### Список литературы

- [1] Nicollian E.H., Brews J.R. MOS physics and technology. - Wiley. New York. 1982. -900. p.
- [2] Власов С.И., Эргашева М.А., Рахимов Н., Тургунов Ш.Т. Не монотонные вольт-фарадные характеристики структур металл- стекло полупроводник. Труды международной конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» Ташкент, 2004, -С. 379 -380.
- [3] Парчинский П.Б., Власов С.И., Тургунов У.Т.. Свойства пассивирующих покрытий на основе свинцово-боро- силикатных стекол. // Неорганические материалы. – Москва,-2002, том 38, № 6,- С. 750-754.
- [4] Власов С.И., Эргашева М.А. ,Рахимов Н., Тургунов Ш.Т. Не монотонные вольт-фарадные характеристики структур металл-стекло полупроводник. // Труды международной конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» Ташкент. 2004. С. 379 -380



ФарПИ ИЛМИЙ-ТЕХНИКА ЖУРНАЛИ  
ТАХРИРИЯТИ:

Нашр учун масъул  
Масъул муҳаррир  
Компьютерда саҳифаловчи

А.М. Расулов  
Н.Х. Юлдашев  
С.Э. Йўлдашева

Таҳририят манзили:  
150107. Фарғона шаҳри, Фарғона кўчаси, 86 уй.  
Телефон: 241-12-06.  
Факс: 241-12-06.  
Бизнинг сайт: <http://www.ferpi.uz>  
E-mail: [jurnal@ferpi.uz](mailto:jurnal@ferpi.uz)  
ФарПИ таҳририят-ноширлик бўлими

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ МАТБУОТ ВА АХБОРОТ АГЕНТЛИГИ  
ФАРҒОНА ВИЛОЯТИ МАТБУОТ ВА АХБОРОТ БОШҚАРМАСИ  
ТОМОНИДАН 2007 ЙИЛ 22 ФЕВРАЛДА № 12-064  
РАҚАМИ БИЛАН РЎЙХАТГА ОЛИНГАН**

---

Ответственный за выпуск:  
Корректор:

проф. А.М. Расулов  
С.Э. Йўлдашева

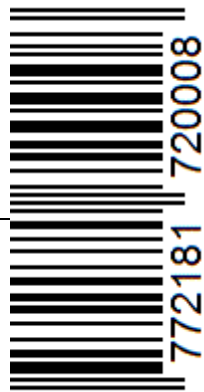
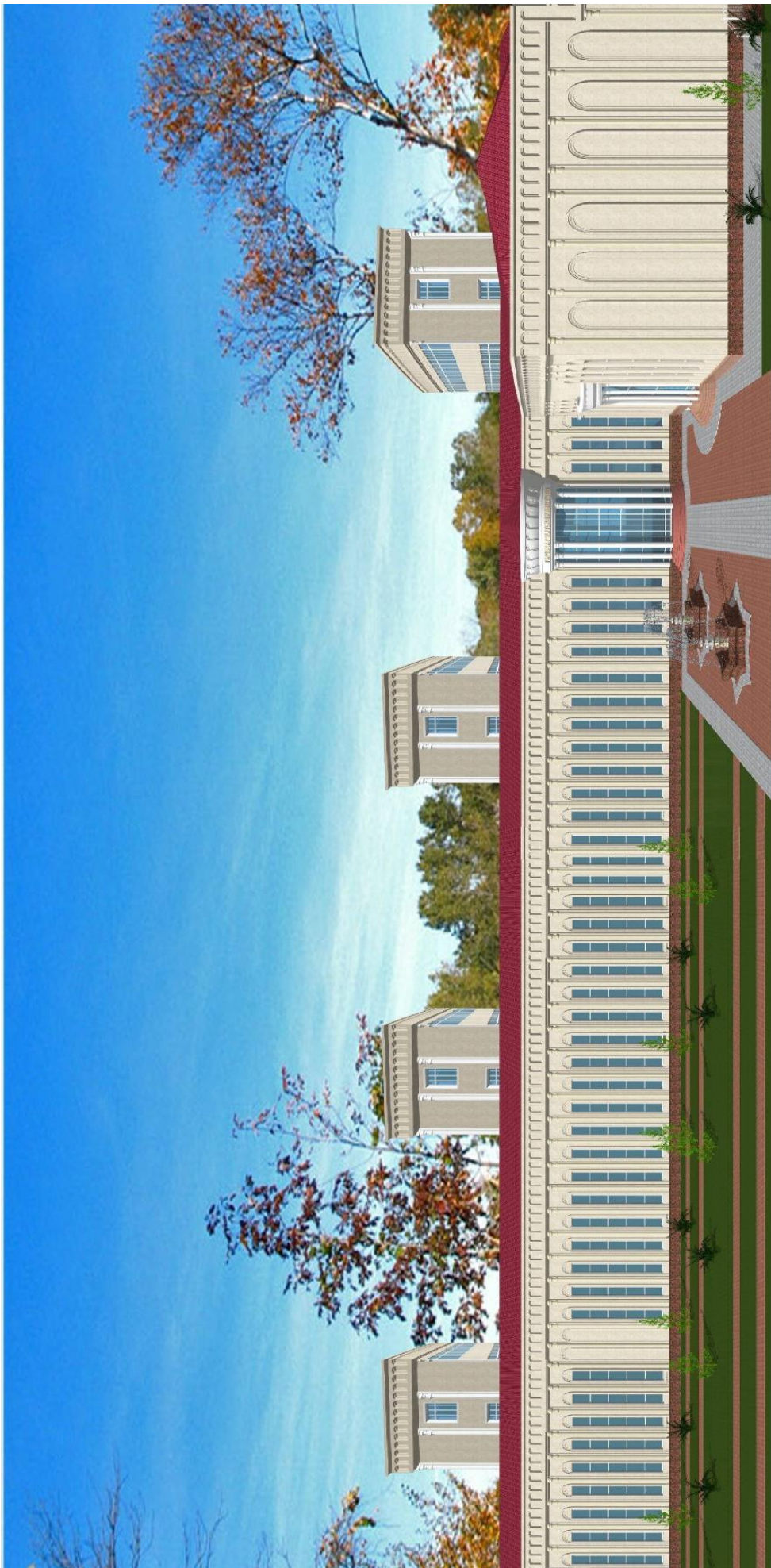
---

Утверждено к печати 08.11.2014.  
Формат 60x84 1/16.  
Усл.печ.л.10,5. Тираж 60. Заказ №.

---

Напечатано с готового оригинал-макета, представленного авторами,  
в типографии Ферганского политехнического института  
150107, Фергана ул. Ферганская, 86.





ISSN 2181-7200. Научно-технический журнал ФерПИ. 2014. спец. вып.