АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ РЕСПУБЛИКАНСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ, ПОСВЯЩЕННОЙ 100-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА С.А.АЗИМОВА

6 - 7 ноября

Ташкент, 2014 г.

АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»

Программный комитет

1. Лутпуллаев С.Л. –проф., председатель
2. Ашуров М.Х. - академик
3. Гуламов К.Г.- академик
4. Захидов Р.А. – академик
5.Мамадалимов А.Т. – академик
6.Мукимов К.М. - академик
7.Муминов Р.А. – академик
8.Муминов Т.М. – академик
9.Мусаханов М.М. - академик
10. Рискиев Т.Т - академик
11. Расулев У.Х. – академик
12.Саидов М.С., академик
13.Тураев Н.Ю. - академик
14. Саидахмедов Р.Х.–профессор
15. Мухамедов Г.И. –профессор
16. Салихбаев У.С. –профессор
17. Канаков З. –профессор

Организационный комитет

1. Лутпуллаев С.Л. председатель, проф., ФТИ
2. Атабаев И.Г. зам.предс., д.ф-м.н., ИМ
3. Ахатов Ж.С. зам.предс., к.т.н., ФТИ
4. Саидханов Н.Ш., учен.секретарь, д.ф-м.н. ФТИ
5. Абдурахманов А.А., зав.лаб., д.т.н., ИМ
6. Байзаков Б., зав.лаб, к.ф-м.н.,ФТИ
7. Авезова Н.Р., зав.лаб., к.т.н., ФТИ
8. Гуламова Д.Д., зав.лаб., д.х.н., ИМ
9. Мирсагатов Ш.А.,зав.лаб., д.ф-м.н., ФТИ
10. Навотный В.С. зав.лаб., д.ф-м.н., ФТИ
11. Олимов К., зав.лаб., д.ф-м.н., ФТИ
12. Салихов Т.П. д.т.н, ИЭиА
13. Сулейманов С.Х., зав.лаб., д.ф-м.н., ИМ
14. Турсунбаев И.А. , зав.лаб., к.т.н., ФТИ
15. Турсунов М.Н.зав.лаб., д.т.н., ФТИ
16. Файзиев Ш., зав.лаб., к.т.н., ИМ
17. Халимов А.С., секретарь, ФТИ

Спонсоры конференции:
-Управление делами АН РУз
-ООО «УзФАНТ»
- ФТИ НПО «Физика-Солнце», АН РУз

© ФТИ НПО «Физика-Солнце», АН РУз, 2014 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

АКАДЕМИК АЗИМОВ САДЫК АЗИМОВИЧ 11
I. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ..... 15

К.Олимов, К.Г.Гуламов, С.Л.Лутпуллаев, Х.К.Олимов, А.К.Олимов, В.И.Петров, А.А.Юлдашев Топологические каналы образования ядер ^{4}He в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 *A* ГэВ/*c* 15

К.Олимов, К.Г.Гуламов, С.Л.Лутпуллаев, Х.К.Олимов, А.К.Олимов, В.И. Петров, А.А. Юлдашев Кинематические особенности образования ядер ^{4}He в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 *A* ГэВ/*c* 16

Э.Х. Базаров, С.Л. Лутпуллаев, К.Т. Турдалиев, Б.С. Юлдашев О происхождении азимутальной коллинеарности в каналах образования 3- и 4- α-частиц в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 А ГэВ/с..... 17

Э.Х. Базаров, Б.С. Юлдашев, Т. Рахманов Об одном способе определения вклада возбужденных ядер ^{12}C* в канал образования трех α-частиц..... 19

Farruh Atamurotov, Abdullo Hakimov The magnetized particles motion around non-schwarzschild black hole immersed in external magnetic field..... 20

Е.А. Маркелова, С.Хужаев, А.Васидов Биополимерные микроисточники рентгеновского излучения на основе ^{131}Cs..... 20

П.Н.Усманов, А.А.Охунов, Хасан Абу Кассим, У.С.Салихбаев Электромагнитные характеристики состояний с $\kappa^{\pi} < 3^{+}$ полос изотопов ^{170,172,174}Yb..... 21

Р. Бабаджанов, З. Каноков О возможности производства радионуклидов на ускорителях электронов для позитронно-эмиссионной томографии рака..... 22

Р.Бабаджанов, З. Каноков Применение электронов внутренней конверсии в радионуклидной терапии 23

Э. Шерматов Взаимодействие поле-вещество и механизм формирования когерентной оболочки атомного ядра..... 24

O.Rakhimov, A.Mamadjanov Particle motion and collisions around rotating regular black hole..... 25

J.Rayimbaev and A.Hakimov Energy losses of slowly rotating deformed neutron stars..... 26

К.Олимов, К.Г.Гуламов, А.Курбанов, С.Л.Лутпуллаев, А.К.Олимов, В.И.Петров Сравнительный анализ каналов инлюзивного образования ядер дейтрона и трития в ^{16}O*p*-соударениях при 3.25 *A* ГэВ/*c*..... 26

Г.А. Юлдашева, М.С. Надырбеков и О.А. Бозаров “Staggering”-эффект в “yrast” полосе коллективных состоянии переменной четности лантанидов и актинидов 28

V. V. Lugovoi United quantum oscillator. Molecular bond, graphene, plasma, fusion..... 28

О.Б.Маматкулов, А.К.Ажабов, Р.К.Турниязов, Ш.Х.Хушмуродов, А.А.Бобоёров Исследования элементного состава веществ методом гамма активационного анализа на базе микротрона..... 29

С.Р.Палванов Ж.Рахмонов, М.Каюмов, О.Жураев Сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{85,87}Rb..... 30

К.Олимов, В.И.Петров, А.К.Олимов Парциальные коэффициенты неупругости π^{-}-мезонов, образован-ных в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях 31

Х. Нуритдинов, А.У. Максудов, И. Абсалямова, Н.Н. Кулахмедов, Д.Б.Шаякубов Характеристики ядерной и фотонной компоненты первичных космических лучей при сверхвысоких энергий..... 32

H.E. Eshquvatov Ionospheric Total Electron Content variations observed before earthquakes: Tashkent and Kitab GPS stations 34

A. Hakimov, J. Rayimbaev Quantum interference effects in conformal weyl gravity 35

S.R. Shaymatov Motion of charged particles in an electro- magnetic field in Kerr-Taub-Nut spacetime 35

B.A. Toshmatov, D.B. Fayzullayev, A.I. Mamadjanov Particle motion and collisions around rotating regular black hole 37

У.Т.Ашрапов, С.С.Хужаев, С.А.Байтелесов Производство гамма-дефектоскопов гаммарид-192 на основе источников ионизирующего излучения иридия-192 37

В.Г.Колесник, Е.В.Урусова, Е.С.Басова, М.В.Урусов Взрывающиеся проволочки при резонансном взаимодействии электромагнитных волн и заряженных частиц в плазме 39

В.Г.Колесник, Е.В.Урусова, Е.С.Басова, М.В.Урусов Компенсированный заряд MVD.....40

В.Г.Колесник, Е.В.Урусова, Е.С.Басова, М.В.Урусов Переход энергии заряженных частиц в энергию магнитного поля в MVD.....41

А. Васидов, А.Ахмадшаев, Б.Дж.Сайдуллаев Определение эксхаляции радона из доисторических и древних костных образцов.....42

Э.Х. Базаров, С.Л. Лутпуллаев, Д.А. Каршиев, Б.С. Юлдашев Сравнительный анализ нормированных инвариантных инклюзивных дифференциальных сечений образования протонов-фрагментов в ^{16}Op- и P^{20}Ne-соударениях 44

К.Олимов, Д.А.Артеменков, П.И.Зарубин, И.Г.Зарубина, Р.Р.Каттабеков, Н.К.Корнегруца, А.И.Малахов, В.И.Петров, В.В.Русакова Периферическая фрагментация ядер ^{12}N при 2 А ГэВ/с.....45

II. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ТВЕРДОГО ТЕЛА, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ 47

Р.А.Аюханов О возможности возникновения фотовольтаических эффектов в квантовом клине 47

B.Yavidov, A.Matekov, O.Jumaboyeva Metal-Insulator transiton in disorder polaronic system 48

Р.М. Галимзянов, Ф.Х.Абдуллаев, А.А.Абдумаликов Щелевые солитоны в конденсатах Бозе-Эйнштейна с взаимодействиями высокого порядка 49

Р.Алиев, Р.Г.Икрамов, О.Т.Исманова, М.А.Алиназарова, М.К.Каримжанова Полуэмпирический способ определения коэффициента полезного действия солнечных элементов.....50

Х.Н.Исматуллаев Динамика конденсата Бозе-Эйнштейна с фокусирующей нелинейностью в ангармонической ловушке вида x^4.....51

M.Nosirov, S.Zaynobidinov, J.Alieva Kremniyda iv guruh elementlari diffuziyasi 52

Х.М.Мадаминов Температурная зависимость фотогенерации зарядоносителей в pSi-n$Si_{1-x}Sn_x$ ($0\le x\le 0.04$)- структурах.....53

O.K. Ganiev Doping dependence of the in-plane resistivity of high temperature cuprate superconductors.....54

Ё.К.Тошмуродов, С.А.Раджапов, Б.С.Раджапов, К.И.Вахобов Исследование вольтамперных характеристик детекторов ядерного излучения с большой поверхностью чувствительной области, изготовленных на базе кремния.....56

А.А. Таджиев, З. Шоназаров Токовые неустойчивости в кристаллах β-бора и в соединениях вида MB_{66} (M-P.З.M) 57

А.А. Таджиев, Н.А. Таджиева Плотность электронных состояний соединений бора вида MB_{66} 58

С.З.Зайнабидинов, А.С.Саидов, М.У.Каланов, А.Й.Бобоев Вольт-амперные характеристики n$GaAs$−p$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ гетероструктур при различных температурах 59

А.Д.Погребняк, Б.Р.Жоллыбеков Высокоэнтропийные сплавы и их свойства.....61

А.С.Саидов, Д.В.Сапаров, У.Т.Давлатов Выращивание и исследование спектра фотолюминесценции эпитаксиальной пленки $(Si_2)_{1-x}(ZnS)_x$ ($0.08\le x\le 0.92$), выращенной на кремниевую подложку 62

А.Ш.Абдинов, Н.А.Рагимова, Р.Ф.Бабаева, С.З.Джафарова, Р.М.Рзаев Индуцированные примесные электронные явления в слоистых кристаллах моноселенидов галлия и индия.....64

И.Х.Абдукадырова, А.Болтабаев, Э.Рахимов Спектроскопическое исследование дозовой зависимости структуры и свойств обработанного конструкционного сплава САВ-1.....65

М.А.Абдукадыров, Н.А.Ахмедова Интегральные $Al_xGa_{1-X}P/GaP/Ga_yIn_{1-y}P$ фотодиоды и их применение в системах абсорбционного спектрофотометрического анализа 66

Н.Э.Алимов, Р.М.Матусмонов, Г.Б.Хайитова Спектральная память в пленочной низкоразмерных соединениях p-CdTe-SiO_2-Si-Al 66

Амонов М.З., Нуритдинов И., Зиядуллаев М.М. Влияние термообработок на оптические характеристик кристаллов HfO_2-HoO_2 67

Ш.И.Аскаров, Б.З.Шарипов, М.М.Мирбабаев Влияние давление паров диффузанта на спектры энергетических уровней серы в кремнии 68

И.Г.Атабаев, М.Х.Руми, М.У.Хажиев, В.А.Пак, С.Закирова Влияние температуры роста на структуру пленок ITO 69

И.Г. Атабаев, Х.Н. Жураев, В.А. Пак Исследование переключающие характеристики p-i-n диодов на основе SiC, изготовленных низкотемпературной диффузией бора 70

Б.Ж.Ахмадалиев, О.М.Маматов, Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев Фотовольтаические свойства пленочной гетероструктуры $n-CdS/p-CdTe$ 73

Ш.А.Мирсагатов, А.С.Ачилов ВАХ структуры Al-p-CdTe-Mo в зависимости от температуры. 74

Н.Р.Ашуров, Н.Ш.Ашуров, Э.М.Дусназаров, С.Ш.Рашидова Структурные и оптические характеристики пленок перовскита, используемого в качестве активного слоя в солнечных ячейках 76

Б.А.Абдикамалов, Ж.О.Акимова Численный расчет статической и динамической характеристик диодов, имеющих длинную базу из компенсированных полупроводников 77

Б.Явидов, А.Асанова, Ж.Курбанов, Ф.Сафарбоева Поляронная система с зарядовой флуктуацией 78

К.Г.Шайнурова, С.А.Бахрамов, А.М.Коххаров, У.К.Махманов, Ш.П.Гофуров Нелинейная фазовая самомодуляция и трансформация спектра фемтосекундных лазерных импульсов в микрокапилляре, заполненном газами 79

Б.Шерматов, Э.Шерматов О механизме формирования вибрирующей низкочастотной энергетической щели в материалах 80

А.Г.Гаибов, К.И.Вахобов Влияния ультразвуковых волн на адгезионную прочность золотых покрытий к кремнии 82

А.Г. Гулямов Изменение сопротивления полупроводника в переменном поле деформации 83

Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев, У.И.Эркабоев Температурная зависимость осцилляции эффект де Гааза- Ван Альфена в полупроводниках 85

М.Г.Дадамирзаев, Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев Влияние деформации на ВАХ p-n-перехода в сильном СВЧ поле 86

Б.К.Даулетмуратов, М.Б.Тагаев, С.Е.Бекбергенов, А.Ж.Алламбергенов Спектры комбинационного рассеяния света кристаллов n-GaAs:Si облученного импульсным излучением рубинового лазера 87

А.А.Джурахалов, В.Г.Стельмах, И.Д.Ядгаров Разновидности дефектов в графене в результате рассеяния им атомов углерода 88

А.Жуманазаров, Г.Сейтимбетова, М.Шарибаев Определение структурных дефектов в квантово-размерных структурах методом НТ ФЛ 89

К.А.Исмайлов Радиационно-полевая технология полупроводниковых приборов 90

К.М.Кучкаров, Т.М.Разыков, Б.А.Эргашев, Р.Т.Йулдошов Получение тонкопленочных гетероструктур CdTe/CdS на гибких металлических подложках методом ХМПО 91

А.А.Каримов, Ш.М.Кулиев, А.З.Рахматов Влияние термоотжига на падение напряжения в высокочастотном диоде 92

А.В.Каримов, Д.Р.Джураев, Д.М.Ёдгорова, А.А.Тураев Приемник оптического сигнала на полевом транзисторе 94

А.М.Коххаров, С.А.Бахрамов, У.К.Махманов, Ш.П.Гафуров Влияние кластеризации молекул фуллерена C_{70} на структурные особенности и оптические свойства растворов 95

О.К.Кувандиков, Х.О.Шакаров, З.М.Шодиев, Б.У.Амонов Магнитные свойства мультиферроиков 97

Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Шодиев З.М., Хасанов Х. Б. Магнитные свойства минералов при высоких температурах 98

Л.О. Олимов, Б.М. Абдурахманов, Ф.Л. Омонбоев Механизмы переноса носителей заряда в области межзеренных границ поликристаллического кремния 99

М.М. Хашаев, А.Ю. Лейдерман Генерационно-рекомбинационные токи в полупроводниках с изменяющейся концентрацией рекомбинационных центров 101

А.С.Муратов Квантовая теория оптоэлектронных процессов в полупроводниковых гетероструктурах 102

А.Ф.Небесный, И.Нуритдинов, Д.Дж.Гуламова Автоматизированная система измерения удельного сопротивления в материалах ВТСП 104

А.Ф. Небесный, И.Нуритдинов, Д.Дж.Гуламова Автоматизированная система измерения магнитной восприимчивости в твердотельных материалах.....105

О.К.Кувандиков, Н.С.Хамраев, А.А.Эшкулов, Р.М.Ражабов Исследование эффективного параметра спин-орбитального взаимодействия в интерметаллических соединениях системы Gd-In в парамагнитной области.....106

Б.Л. Оксенгендлер, М.Б. Марасулов, О. Б. Исмаилова, И.Н. Нургалиев О механизме деградации функционирующих солнечных ячеек на основе органико-неорганических перовскитов 108

П.Ж.Байматов, Д.А.Юсупов, Х.М.Мадаминов Монте-Карло моделирования анизотропного $D^{(-)}$ центра 109

Р.М.Рзаев, А.Ш.Абдинов, Н.М.Мехтиев, Р.Ф.Бабаева Особенности кинетических параметров в слоистых полупроводниках типа соединений $A^{III}B^{VI}$ 110

Р.Р.Кабулов, Ш.А. Мирсагатов Исследование температурной зависимости КПД n-CdS/p-CdTe – гетероструктурных фотопреобразователей. 111

Р.Ф.Бабаева, А.Ш.Абдинов, С.И.Амирова, Р.М.Рзаев К вопросу о необычных особенностей фотопроводимости кристаллов $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой.....112

А.С.Саидов, У.Х.Рахмонов, У.А.Усмонов, Т.Рисбаев Исследование электролюминесценции твердого раствора n-GaP–n+-$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ гетероструктур 114

С.Е.Максимов, Б.М.Абдурахманов, Х.Б.Ашуров, М.М.Адилов, Ш.К.Кучканов, Б.Л.Оксенгендлер Резонансное туннелирование и термоэлектрические свойства гранулированного кремния.....115

Т.М.Салиев, С.Л.Лутпуллаев, А.Кутлимратов, Н.Т.Муталов Деградация и изменение цвета электролюминесценции n/3C-SiC – p/$C_{алмаз}$ гетероперехода.....116

Т.М.Салиев, С.Л.Лутпуллаев, А.Кутлимратов Н.Т.Муталов, К.Гаимназаров Роль сапфировой подложки в качестве широкозонного окна в ультрафиолетовых фотоприемниках 118

Ш.А. Мирсагатов, И.Б. Сапаев Инжекционный фотодиод на основе фоточувствительной поликристаллической пленки CdS.....120

В.Г.Стельмах Сублинейный участок вольт-амперной характеристики p-i-n–структуры, обусловленный экспоненциально убывающей концентрации рекомбинирующей примеси.....121

Х.М.Сулаймонов, Х.Т.Йулдашев, Н.Х.Юлдашев Тензочувствительность поликристаллических пленок $PbTe:Pb$ и $PbTe:Te$ 122

А.А.Тўраев, Д.Р.Джураев Майдон транзистори тўйиниш токининг ташқи қаршиликга боғлиқлиги 124

М.Б.Тагаев, Б.К.Даулетмуратов, С.Е.Бекбергенов, Б.Т.Аметов, Б.Б.Даулетмуратов Процессы акустической эмиссии квантового выхода и тока в гетероструктурах 126

С.М.Ташпулатов Структура спектра оператора энергии четырех электронных систем в модели Хаббарда.....127

Ш.Н.Усмонов, К.А.Амонов, А.Б.Каршиев, Ш.Ниязов Исследование фототермовольтаичекого эффекта в pSi-n$(Si_2)_{1-x}$ $(ZnSe)_x$ структуре 129

А.В.Каримов, Д.Р.Джураев, Д.М.Ёдгорова, А.А.Тураев Приемник оптического сигналана полевом транзисторе 130

У.Бекпулатов, Б.Шерматов Энергия поверхности веществ и устойчивость наноматериалов .. 132

Х.Т.Йўлдашев, К.П.Абдурахмонов Пространственная стабилизация тока в газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом 133

И.Хидиров, С.Ж.Рахманов, В.В.Гетманский Концентрационная зависимость параметров решетки твердого раствора внедрения TiN_xH_y 134

Э.Н.Цой Связанные моды в оптике: Теория и приложения 136

З.Ш.Шаймарданов, С.С.Курбанов Влияние способа очистки, температуры и УФ облучения на люминесценцию искусственного опала 137

М.Шарибаев, Е.Өтениязов, А.Бижанов Радиационные эффекты эпитаксиальных пленках 138

У.Б.Шаропов, Б.Г.Атабаев, М.К.Курбанов, Р.Джаббарганов Перспективы поли и монокристаллического оксида цинка 139

Д.Б.Эльмуротова, Э.М.Ибрагимова, В.Н.Сандалов Перенос заряда в гамма облученных наногетероструктурах ZnSe/ZnO:O и наногетеропереходах ZnSe/ZnO:O,Zn 140

Э.Н. Шерматов О необходимости комплексного подхода к решению проблемы сверхпроводимости 142

И.Д.Ядгаров, В.Г.Стельмах, А.А.Джурахалов Изменение структуры графена в результате осаждения на него атомов углерода 143

Ш.А.Эрматов, Н.Маткаримова, Х.М.Мадаминов Юқори температурали лазер плазмасидаги металл ионларининг ички электрон қобиқларини ўрганиш 144

С.А.Анарбаев, С.Дадамухамедов, С.В.Лю, А.У.Максудов, М.У.Муминов, С.А.Раджапов 3-х фазный электромеханический преобразователь напряжения высокой мощности 145

Г.Абдурахманов, Г.С.Вахидова, С.А.Маматкулова Оксидные электронопроводящие стекла – физика процессов и применения 147

Г.Абдурахманов, Г.С.Вахидова, С.А.Маматкулова Толстопленочные резистивные и термоэлектрические датчики из легированного стекла для измерения физических и химических воздействий 148

Б.Е.Умирзаков, М.К. Рузибаева, З.А. Исаханов Электронные и оптические свойства пленок $GaAs/CaF_2$ переменной толщины 150

З.А.Исаханов, Б.Е.Умирзаков, З.Э.Мухторов, С.Б.Донаев, А.С.Халматов Изучение состава и структуры TiN, имплантированный ионами O_2^+ 151

К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов Влияние толщины пленок теллурида кадмия на их морфологические и структурные свойства полученных методом ХМПО... 152

К.М. Кучкаров, Т.М.Разыков, Б.А.Эргашев, Р.Т.Йулдошов Влияние собственных точечных дефектов на электропроводимость пленок теллурида кадмия полученных методом ХМПО. 154

О.М. Турсункулов, Н.А. Матчанов, А.А. Хакимов, Б.Р.Умаров, М.А.Маликов Особенности развития лаборатории по проведению сертификационных испытаний фотоэлектрических модулей на базе Международного института солнечной энергии 155

К.М. Мукимов, Ш.М. Шарипов Роль компьютерного моделирования в создании новых наноматериалов 157

К.М.Мукимов, Ш.М. Шарипов, Т.С. Асилов Синтез наночастиц серебра восстановлением аскорбиновой кислотой в присутствии цитрата натрия 158

Ф.Г.Муллагалиева, М.Джанклич, Б.С.Раджапов Устройство гамма-спектрометр-дозиметр для измерения низкоэнергетического рентгеновского и гамма излучения 159

А.Ш.Раджабов Поверхностная ионизация атомов Cs и молекул триэтиламина в области температурных порогов 160

Г.Т.Рахманов Определение кинетических характеристик термодесорбции при диссоциативной поверхностной ионизации молекул тебаина нестационарными методами. 161

М.Ф.Рахматуллаева, У.Х.Тахиров Электрические свойства $Ga_{1-x}Al_xP$ *p-n*- структур 163

М.Ф.Рахматуллаева Фотоэлектрические свойства $Ga_{1-x}Al_xP$ *p-n* - структур 164

С.И. Власов, П.Б. Парчинский, Б.Х. Кучкаров Влияние протонного облучения на свойства межфазной границы Si-стекло 165

Ж.Ж.Хамдамов, Б.Э.Тураев, С.У.Умарова, Н.К.Хакимова, Ш.Б.Норкулов, М.Ж.Хайдарова, А.Т.Мамадалимов Изучение диффузии йода в хлопковые волокна 166

Б.Эшпулатов, У.И.Азимов, Д.Ш.Хужанова Спектр «ослабленных» поляронов в полупроводниковых квантовых ямах в квантующем магнитном поле.....167

Б.Эшпулатов, Э.У.Арзикулов, М.Файзуллаев Четырехфононное резонансное комбинационное рассеяние света в квантовой яме в сильном магнитном поле.....168

А.Юсупов, К.Адамбаев, З.З.Тураев Получение поликристаллов Cu_2ZnSnS_4 методом направленной кристаллизации.....169

Д.Р.Джураев Оптические, структурные и сверхпроводящие свойства тонкопленочных наноструктур нитрида ниобия.....171

Д.Р. Джураев, Л.Н.Ниёзов, Б.Ю.Соколов, Ш.Ш.Файзиев Ориентационный фазовый переход и модулированная магнитная структура монокристалла $\alpha - Fe_2O_3$:Ga 172

Р.Ю.Рахимов, С.С.Курбанов Исследование медленной люминесценции искусственных опалов, индуцированной высокотемпературным отжигом.....174

И.Г.Атабаев, М.У. Хажиев, Р.Р.Кабулов, Х.Н.Жураев, К.А.Амонов, Д.К. Джумабаев Исследование сегрегации фоновых металлов (Fe,Ti) при переплавке технического кремния с использованием оптической эмиссионной спектроскопии.....174

М.А.Абдукадыров, А.С.Ганиев Особенности каскадных GaAs/Si солнечных элементов с двустороннечувствительными узкозонными *p-n* переходами 176

III. ВОЗОБНОВЛЯЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ И ГЕЛИОМАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ 177

N.R. Avezova, R.R. Avezov The heat transfer coefficient from the light-absorbing heat-exchange panel to the coolant in flat-plate solar collectors and absorbers for the liquid coolant heating.....177

А.Абдуллаев, Ш.К.Ниязов, Р.У.Эльмуратов, М.М.Комилов, Б.А.Абдуллаев Расчет термического сопротивления толщины герметичной воздушной прослойки двухслойного пленочного светопрозрачного ограждения гелиотеплиц 178

А.И.Анарбаев, Р.А.Захидов, Р.Шамсиев Перспективы солнечных систем охлаждения зданий на основе абсорбционных холодильных машин. 179

А.Абдуллаев, Ш.Ниязов, Р.Элмуратов, Б.Абдуллаев, Х.Мирахмедов, М.Комилов Определение приведенного коэффициента суммарных тепловых потерь гелиотеплиц 181

А.А.Абдурахманов, А.А.Кучкаров, Ю.Б.Собиров, М.А.Маматкосимов, Ж.З.Ахадов Юстировка фацет составных гелиостатов и френелевских зеркальных концентраторов 182

Р.Р.Авезов, Н.Р.Авезова, А.У.Вахидов Температурная зависимость коэффициента тепловых потерь плоских солнечных водонагревательных коллекторов в окружающую среду 184

Ш.И.Аскаров, Б.З.Шарипов, Ш.К.Салиева, Д.М.Шукурова Изучение влияния электрической нейтрализации неконтролируемых быстродиффузирующих примесей на характеристики кремневых СЭ.....186

И.Г.Атабаев, Ю.Б.Собиров, М.М.Уринбоев Разработка фокона облегченной конструкции 186

И.Г.Атабаев, М.М.Уринбоев Разработка стенда для измерения характеристик материалов при высоких температурах 188

И.Г.Атабаев, Н.П.Гуламова, Ш.А.Файзиев О потенциале ветровой энергии в Узбекистане.....190

Ж.С.Ахатов, А.С.Халимов Расчетно-экспериментальные исследования по оптимизации объемов тепловых аккумуляторов в солнечной сушильной установке 191

Ж.С.Ахатов, Х.С.Тожимухаммедов, А.С.Халимов, Г.А.Аннакулов, Жураев Э.Т., М.З.Матниёзов Экспериментальные исследования теплотехнических характеристик тепловых аккумуляторов из фазопереходного материала 194

А.С.Бердышев, А.Раджабов, М.Ибрагимов Разработка схемы управления установки ультрафиолетового обеззараживания питьевой воды при электроснабжении от фотоэлектрических систем 195

С.Х.Бобокулов, Б.М.Каманов, Д.Д.Гуламова, А.Небесный Исследование фазового состава ВТСП ряда $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{(n-1)}Cu_nO_y$ n=6-9, синтезированных в расплаве под воздействием концентрированной солнечной энергии 196

А.А.Вардияшвили, Р.А.Захидов, Г.Н.Узаков, А.А.Вардияшвили Сельский солнечный дом с гелиотеплицами, солнечными батареями и водонагревательной установкой 197

Д.Юлдашалиев, Б.Отакулов, Б.Х.Каримов, Ш.Б.Каримов Технология получения и исследования плёночного термоэлемента на основе Bi-Sb. 199

В.П.Ермаков, М.Р.Рахимов Пленочно керамический композит на основе функциональной керамики 200

Ш.И.Клычев, С.А.Бахрамов Эффекты повышения яркости излучения системы источник-приемник в оптической среде 201

Н.А.Матчанов, Ш.И.Сулейманов, А.Э.Хаитмухамедов Перспективы применения солнечных-концентрирующих технологии в развитии энергетики и энергоснабжения экономики Республики 203

Н.А. Матчанов, К. Адамбаев, Х.Н. Жураев, А.А. Хакимов Солнечная фототермоэлектрическая установка для охлаждения маломощных мобильных объектов 205

Н.Р. Авезова, Ж.З.Ахадов, А.А.Абдумуминов Энергоэффективные оконные блоки для систем зимнего отопления помещений. 206

И.А.Турсунбаев, М.И.Носиров Динамическая модель привода двигателя стирлинга типа качающаяся шайба 208

Б.Б.Орунов, И.А.Турсунбаев, М.И.Носиров Уточненная методика расчета удельного мощностного параметра z двигателя стирлинга гамма - модификации 209

А.И. Исманжанов, О.У.Дилишатов, Б.С. Расаходжаев К проблеме эксплуатации солнечных водонагревательных установок в горных регионах 211

М.С.Пайзулаханов, Ж.З.Шерматов Синтез перовскитовой структуры на Солнечной печи 212

Р.А. Захидов Освоение ВИЭ в мире и Узбекистане 213

Р.А.Захидов Опыт разработки нормативно-правовой базы использования ВИЭ 214

М.Р.Рахимов, В.П.Ермаков Возможности импульсных систем на основе функциональной керамики в технологических и энергообменных процессах 216

М.Р.Рахимов, Р.Н. Латипов Функциональная керамика для сушки красок и полимеризации высокомолекулярных соединений 217

Р.Х. Рахимов Особенности синтеза материалов с комплексом заданных свойств на БСП 217

Р.Х. Рахимов Синтез материалов с комплексом заданных свойств 219

Ю.К.Рашидов Система солнечного горячего водоснабжения с активным элементом 220

E.T.Jo`rayev, T.D.Jo`rayev Yassi kollektorli quyosh suv isitgichining sinov natijalari 221

У.А.Таджиев, Е.И.Киселева, М.У.Таджиев, Р.А.Захидов Изучение возможности использования энергии ветра приземных слоёв атмосферы некоторых регионов узбекистана для выработки электроэнергии 223

А.И.Исманжанов, Н.М.Ташиев Получение порошков сельхозпродуктов с помощью солнечных сушильных установок 224

О.Ф.Тукфатуллин, М.Н.Турсунов, Х.Сабиров, Э.Т.Абдуллаев Аварийное электроснабжение системы отопления частного дома с регулятором выдержки времени 225

Г.Н. Узаков, Р.Т.Раббимов, Х.А.Давланов Пиролизная установка для получения альтернативного топлива из биомассы 227

Г.Н. Узаков, С.М. Хужакулов, Л.А. Алиярова Энергосбережение в процессах регенерации адсорбентов и активной вентиляции холодильных камер с использованием солнечной энергии 228

Ф.Х. Мухтаров, А.И. Анарбаев, Р. Юсупов Теплотехнический расчет параметров кондиционируемого воздуха в двухступенчатых системах испарительного охлаждения 229

З.С.Искандаров, А.С.Халимов, А.Ж. Амиров Изучение тепловых характеристик вертикальной солнечно-топливной сушилки при различных значениях влажности сушильного агента 231

Ш.Б.Каримов, Б.Х.Каримов, Б.Каримов Техология получения и проблемы эффективности фотоэлектрического преобразования в тонкопленочных солнечных элементах ПЭС/CdS/CdTe/ $CdCl_2/Sb_2Te_3$ 233

Ш.Д.Пайзиев, С.А.Бахрамов, Ф.Ф.Шайимов Влияние примесей Cr^{4+} ионов в Nd:Cr:YAG на параметры лазеров при солнечной накачке 234

Ш.Д. Пайзиев, С.А. Бахрамов, Ф.Ф. Шайимов Жидкостный лазер с солнечной накачкой со спектральным сдвигом солнечного излучения на Cr:LiCAF. 235

Ж.З.Шерматов, М.С.Пайзулаханов Электрические и диэлектрические показатели синтеза $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$ на Солнечной печи 237

Э.З.Имамов, Т.А.Джалалов, Р.А.Муминов Уникальная возможность существенного повышения эффективности солнечных элементов на кремниевой основе 238

Э.Б.Мазинов, Г.Ш.Шамузафарова Проект экспериментального солнечного дома.....240

А.М.Мирзабаев, Т.А.Махкамов Солнечные технологии ООО “Mir Solar”.....240

АКАДЕМИК АЗИМОВ САДЫК АЗИМОВИЧ

В плеяде замечательных ученых, стоявших у истоков физической науки в Узбекистане и своим плодотворным трудом внесших огромный вклад в развитие науки и культуры нашей страны, видное место занимает Садык Азимович Азимов — академик, заслуженный деятель науки и техники Узбекистана, лауреат Государственной премии имени Абу Райхона Беруни, физик, труды и деятельность которого широко известны в мировой общественности.

Садык Азимович Азимов родился в 1914 году в г.Ташкенте. Совмещая учебу на математическом факультете Ташкентского педагогического института с практической работой, С.А.Азимов уже с 19 лет начал преподавать математику на рабфаке Среднеазиатского хлопкового института. В 1936 году он поступил на физико-математический факультет Среднеазиатского государственного университета и успешно его окончил в 1940 году. Уже в эти годы у него проявляется талант исследователя, стремление к научной работе. Огромная тяга к знаниям молодого С.А.Азимова была замечена, и он был командирован в знаменитый Физический институт имени П.Н.Лебедева Академии наук СССР в Москве, где начал свою яркую научную деятельность. Надо сказать, что в осуществлении этого стремления С.А.Азимова большую роль сыграл академик Султан Умарович Умаров, который в те годы не только являлся ректором САГУ, но и вел научную работу на кафедре теоретической физики. С.А.Азимов всегда с большой благодарностью вспоминал помощь и поддержку С.У.Умарова в эти решающие для него годы.

В Москве Садык Азимович активно окунулся в атмосферу энтузиазма и страстного научного поиска, которая была характерна для периода становления новой фундаментальной области микрофизики, связанной с изучением свойств элементарных частиц. В это время в Физическом институте АН СССР работали выдающиеся физики, академики С.И.Вавилов, И.М.Франк, В.И.Векслер, Г.С. Ландсберг, И.Е.Тамм. Научным руководителем С.А.Азимова стал академик В.И.Векслер. С.А.Азимов работал бок о бок с талантливыми, тогда такими же как и он молодыми учеными — И.Л.Розенталем, Г.Б.Ждановым, М.И.Подгорецким, Ж.С.Такибаевым, впоследствии ставшими первоклассными физиками, и дружбу с которыми Садык Азимович сохранил на всю жизнь. Инициативный и творческий поиск С.А. Азимова увенчался крупным успехом — совместно со своими коллегами им было открыто существование неравновесной мягкой компоненты космических лучей и выполнены классические работы по исследованию ее свойств. Важно при этом подчеркнуть, что большую роль в этих исследованиях сыграла созданная С.А.Азимовым оригинальная экспериментальная круговая установка.

После защиты кандидатской диссертации и возвращения в Ташкент в 1948 году С.А. Азимов организовал в Физико-техническом институте Академии наук Узбекистана лабораторию космических лучей и приступил к изучению широкого круга проблем, связанных с взаимодействием частиц космического излучения с веществом. В результате этих исследований им было экспериментально установлено существование высокоэнергичных частиц, уносящих значительную долю энергии первичных частиц. Он также обнаружил, что отношение пробега поглощения к пробегу взаимодействия адронов в веществе приближенно не зависит от массы ядер вещества мишени. Этими работами фактически были заложены основы нового научного направления по исследованию взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях в Узбекистане.

В 1954 году по инициативе С.А. Азимова при Ташкентском государственном университете была создана кафедра ядерной физики и космических лучей, руководителем которой он оставался до конца своей жизни. Для выполнения разработок в области прикладной ядерной физики С.А. Азимов в 1956 году организовал при этой кафедре проблемную лабораторию, оснащенную бетатроном, на базе которой впоследствии был создан Институт прикладной физики Ташкентского государственного университета.

Именно в эти годы появились новые стороны яркого дарования Садыка Азимовича. Это прежде всего его организаторский талант и умение находить перспективную молодежь, способность направлять ее представителей на решение узловых научных проблем и самое главное — его научная интуиция, позволявшая предугадывать наиболее перспективные, как мы сейчас говорим, прорывные

направления научных исследований. Необходимо подчеркнуть, что С.А. Азимов последовательно развивал и укреплял связи между высшей школой и академической наукой, уже будучи директором Физико-технического института АН Узбекистана.

Для решения важнейших задач микрофизики С.А.Азимову удалось объединить целую группу инициативных и талантливых молодых людей, многие из которых являлись выпускниками его кафедры и которые впоследствии сами создали свои научные направления и школы. Среди первых учеников С.А.Азимова были В.С.Масагутов и Р.Каримов, У.Г.Гуламов и А.А.Юлдашев, Т.С.Юлдашбаев и В.М. Чудаков, М.С.Юнусов и И.М.Чернов, Ю.П.Кратенко и другие.

Следует особо отметить, что С.А. Азимов четко понимал невозможность развития науки в изоляции, что наука по своей сути является интернациональной. Так, с конца 50-х годов С.А.Азимов и его ученики не только укрепляют научные связи с Физическим институтом АН СССР в Москве, но и активно подключаются к исследованиям в области физики элементарных частиц во вновь созданном Объединенном институте ядерных исследований в Дубне и в Институте экспериментальной и теоретической физики АН СССР. В июле 1956 года молодой доктор физико-математических наук С.А.Азимов вместе с У.А.Арифовым выступил инициатором создания в Узбекистане Института ядерной физики. При поддержке правительства республики, руководства Академии наук Узбекистана в лице академика Х.М.Абдуллаева, таких выдающихся ученых и организаторов, как академики И.В. Курчатов и Ю.Б. Харитон, было принято решение об организации первого в Центральной Азии центра ядерных исследований с ядерным реактором и комплексом физических установок. При этом, разумеется, немаловажную роль сыграло то обстоятельство, что в Узбекистане в то время уже существовали научные школы профессоров У.А.Арифова, С.А.Азимова и С.В.Стародубцева. Сотрудничество этих ученых в организации Института ядерной физики, в подборе научных кадров, определении тематики и основных направлений научной деятельности, особенно в нелегкий период строительства Института и создания в нем необходимой материально-технической базы и инфраструктуры, обеспечило прочный фундамент дальнейшего развития ядерной физики в Узбекистане.

В период с 1962 по 1966 годы, являясь директором Института ядерной физики, С.А.Азимов не только укреплял и развивал направления фундаментальных исследований в области ядерной физики, но и способствовал широкому внедрению ядерно-физических методов и разработок в других областях науки, промышленности и сельском хозяйстве. Разумеется, в эти годы широта научных интересов, глубина видения физических проблем С.А. Азимова чрезвычайно возросли. Он держал в поле зрения и физику полупроводников, и проблемы ядерной физики низких и промежуточных энергий, и вопросы активационного анализа, но главным делом его жизни продолжала оставаться ядерная физика высоких энергий.

В Институте ядерной физики АН Узбекистана создается отдел физики высоких энергий, во главе лабораторий которого становятся ближайшие ученики С.А.Азимова. Для углубления исследований взаимодействия частиц космического излучения сверхвысоких энергий создается высокогорная установка на станции Кумбел, ставятся эксперименты на синхрофазатроне в Дубне, начинает развиваться методика пузырьковых камер.

Результаты своих исследований С.А.Азимов и его ученики докладывают на крупных международных конференциях, устанавливаются связи с Европейским центром ядерных исследований ЦЕРН близ Женевы. Научная школа в области физики высоких энергий, созданная С.А. Азимовым, получила широкое мировое признание благодаря работам по исследованию процессов упругого рассеяния адронов, неупругой дифракции пионов на ядрах, открытию когерентной дифракционной диссоциации протонов, исследованиям неупругих взаимодействий частиц и ядер с ядрами. В частности, в 1964 году было открыто явление сужения дифракционного конуса в упругом протон-протонном рассеянии. В результате теоретических и экспериментальных исследований была установлена общая структура и определены основные механизмы процессов множественного образования частиц на ядрах. Так, было доказано наличие значительных каскадных эффектов лишь в области фрагментации ядра и экспериментально обнаружено существенное влияние эффектов неупругих промежуточных состояний на формирование инклюзивных спектров в области фрагментации адрона-снаряда.

Было обнаружено глубокое подобие свойств систем вторичных адронов, рожденных в лептон-ядерных и адрон-ядерных соударениях при эквивалентных энергиях, переданных адронной системе, что свидетельствовало о существовании единого механизма адронизации при слабых и сильных взаимодействиях.

В 1966 году С.А.Азимов вновь возглавил Физико-технический институт АН Узбекистана, директором которого он оставался до конца своей жизни.

С.А. Азимов осуществлял руководство комплексными фундаментальными и прикладными исследованиями физических процессов в полупроводниковых материалах, пленках и приборных структурах. Если с научной точки зрения его особо интересовали фундаментальные процессы фотоэлектрического преобразования энергии и механизмы влияния различных воздействий на свойства полупроводниковых материалов и структур, то с организационной точки зрения он особое внимание уделял укреплению кадрового и интеллектуального потенциала Института, широкому практическому использованию научных результатов. Именно на решение этих научных и организационных задач он ориентировал своих молодых талантливых учеников Р.А.Муминова, С.Х.Шамирзаева, Р.Я.Яфасова, М.М.Мирзабаева. В результате обширных исследований С.А.Азимова и его учеников были выполнены важные практические разработки, позволившие наладить в Институте производство широкого класса фотопреобразователей и детекторов ядерного излучения для космического и наземного применения.

Большую роль в развитии научных исследований и разработок в области физики полупроводников сыграло сотрудничество С.А.Азимова с академиком Э.И.Адировичем, а также с М.С.Саидовым, А.И.Лютовичем.

У Садыка Азимовича было много учеников, которым он всегда помогал, гордился их успехами. Особенно близки ему были ученики, с которыми он начал развивать ядерную физику в Узбекистане – Улуг Гуламов, Анвар Юлдашев, Юрий Кратенко, Виктор Чудаков, Тоймас Юлдашбаев и другие, а также Пулат Рискиев, Султан Сулейманов, Ильхом Пирматов, с которыми он работал над проектом Большой солнечной печи. В 70-80-е годы группа его учеников защитила докторские диссертации. Среди них – Кадыр Гуламов, Бехзод Юлдашев, Рамиз Муминов и другие.

С.А.Азимов сыграл большую роль в формировании и развитии физических исследований в Самарканде, Фергане, Бухаре. У него было много учеников во многих областях физики, в которых он работал. Достаточно сказать, что среди учеников С.А. Азимова — 13 лауреатов Государственной премии имени Абу Райхона Беруни Республики Узбекистан, а также Государственной премии РУз в области науки и техники.

В начале 70-х годов С.А. Азимов обращается к проблемам использования солнечной энергии, причем и здесь он подходит с оригинальных позиций со свойственной ему смелостью, глубиной постановки проблемы и широтой замысла. Эти вопросы он обсуждает с ведущими специалистами страны.

С.А. Азимов выступил с предложением о строительстве в Узбекистане Большой солнечной печи тепловой мощностью в 1 МВт. Это означало, что предлагается использовать энергию солнечного излучения для целей материаловедения — создания высокотемпературных материалов и исследования свойств материалов и конструкций в условиях тепловых ударов.

В Физико-техническом институте создается лаборатория, а затем и отдел гелиоматериаловедения, к работе в котором С.А.Азимов привлекает своих учеников, занимавшихся ранее другими проблемами: Т.Т.Рискиева, С.Х.Сулейманова, Р.Х.Рахимова, Г.Т.Адылова, Д.Д.Гулямову, И.И. Пирматова. Тем самым С.А.Азимов положил начало новому направлению науки и технологии в стране – солнечному материаловедению и высокотемпературным солнечным технологиям.

Предложение С.А.Азимова о развитии гелиоматериаловедения и о строительстве Большой солнечной печи получило поддержку правительства страны и республики, лично Ш.Р.Рашидова. Большую помощь и поддержку во всем процессе реализации этого уникального проекта оказал Президент Республики Узбекистан И.А.Каримов, который в то время работал заместителем председателя Госплана республики и курировал вопросы развития науки. Строительство объекта “Солнце” в Паркентском районе Таш-кентской области было начато в 1981 г. и завершено в 1987 году. С.А. Азимов был подлинной душой всего проекта. Он умел создать по-настоящему творческую обстановку, полную энтузиазма, когда каждый, кто так или иначе был вовлечен в незнакомые ему ранее сложнейшие проблемы проекта, вне зависимости от того, касалось ли это чисто научных проблем гелиоматериаловедения или инженерных расчетов конструкций солнечной печи, либо сугубо снабженческих вопросов большой стройки, отдавал работе все свои силы и способности. В 1986 году на базе Физико-технического института и Большой солнечной печи по инициативе С.А. Азимова было организовано НПО “Физика-Солнце” Академии наук Узбекистана, генеральным директором которого он оставался до конца своей жизни.

Столь короткий срок вступления этого уникального объекта в действие во многом был достигнут благодаря техническим новшествам и разработкам С.А.Азимова и его учеников, связанным с конструкцией солнечной печи, методами юстировки зеркал гелиостатов и концентратора, методами управления установкой. Наряду с этим, под руководством С.А.Азимова проводились фундаментальные и прикладные исследования, в результате которых были впервые в мире получены сведения о синергетических эффектах в процессе взаимодействия концентрированного солнечного излучения с материалами, разработаны технологии синтеза уникальных материалов на базе оксидной керамики.

Гелиоматериаловедение и Большая солнечная печь – этим проблемам С.А.Азимов посвятил остаток своей жизни. После кончины С.А.Азимова это дело успешно продолжают его многочисленные ученики и сотрудники. В 1993 году на базе объекта “Солнце” и отдела гелиоматериаловедения Физико-технического института был организован Институт материаловедения в составе НПО “Физика-Солнце” им. С.А.Азимова АН РУз.

В 2012 году благодаря определяющей поддержке Президента Республики Узбекистан И.А.Каримова, на базе НПО “Физика-Солнце” АН РУз был организован Международный институт солнечной энергии.

В своих воспоминаниях супруга С.А.Азимова академик Р.Х.Аминова писала:

«Я задумалась над тем, что же главное было сделано нашими первыми учеными, основателями Академии наук – Т.Н. Кары-Ниязовым, Х.М. Абдуллаевым, Х.С. Сулеймановой, С.У. Умаровым, М.Т. Уразбаевым, У.А. Арифовым, Т.А. Сарымсаковым, А.С. Садыковым, Х.У. Усмановым, С.Ю. Юнусовым, И.М. Муминовым, Я.Г. Гулямовым, В.В. Вахидовым и многими другими, среди которых был и С.А. Азимов.

Мне кажется, главное в том, что благодаря их самоотверженным усилиям на нашей земле вновь появились ростки мировой науки, после столетий затишья здесь выросло уже несколько поколений ученых – этой плеяды “чудаков”, которые вместо того, чтобы устраивать свою жизнь “как все”, просиживают в лабораториях. Это построенные ими институты и лаборатории, обеспечившие необходимую для науки среду обитания. Были отданы все силы тому, чтобы не пересыхал ручей передачи знаний, появилась преемственность поколений».

Именно эта преемственность поколений преданных науке людей, а также достижения нашего народа в период после получения независимости, неизменная забота Президента нашей страны И.А.Каримова о развитии науки и судьбах ученых гарантируют будущее науки Узбекистана.

Редакционная коллегия

I. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ КАНАЛЫ ОБРАЗОВАНИЯ ЯДЕР ^{4}НЕ В ^{16}О*Р*-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 *А* ГэВ/*с*

К. Олимов, К. Г. Гуламов, С. Л. Лутпуллаев, Х. К. Олимов, А. К. Олимов, В.И. Петров, А.А. Юлдашев

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
г.Ташкент, Бодомзор йули, 2б, тел. 235 4397, e-mail:olimov@uzsci.net

Общее число возможных топологических каналов развала ядра кислорода равно 22. В эксперименте не наблюдаются топологии (35), (44) и (233), в которых полностью сохраняется исходный заряд снаряда. Из экспериментально наблюдаемых 19 топологий развала ядер кислорода ((1), (2), (3), (4), (5), (6), (7), (8), (22), (23), (24), (25), (26), (222), (223), (224), (2222), (33), (34)) – 10 включают двухзарядные фрагменты, из которых ≈ 80% составляют α-частицы. Здесь цифры в скобках означают заряд многозарядного фрагмента, а их число − количество указанных фрагментов за исключением топологии (1), которая означает развал ядра кислорода только на однозарядные фрагменты.

Отметим, что из экспериментально наблюдаемых 3-х каналов ((26), (224) и (2222)) с суммарным зарядом фрагментов равным 8 только в двух ((26) и (2222)) сохраняются все нуклоны исходного ядра кислорода. В топологическом канале (224) 4-х зарядный фрагмент состоит только из ^{7}Be. Основная часть (2/3) топологического канала развала ядра кислорода на α-частицу и ^{12}C реализуется за счет выбивания одного из α-кластеров ядра кислорода, а остальные три сливаются в ядро углерод-12.

В данной работе изучены особенности образования ядер ^{4}He во взаимодействиях ядер кислорода с протонами при 3.25 *А* ГэВ/*с* при различных уровнях возбуждения налетающего ядра кислорода. За меру возбуждения ядра принята величина суммарного заряда (Q) многозарядных фрагментов ($z \geq 2$). На рис. 1 показана зависимость средней множественности ядер гелий-4 $\langle n(^4\mathrm{He})\rangle$ от Q в ^{16}О*р*-соударениях при 3.25 *А* ГэВ/*с*. Величина $\langle n(^4\mathrm{He})\rangle$ определяется законом сохранения заряда, сечениями топологических каналов образования двухзарядных фрагментов, множественностью двухзарядных фрагментов в данной зарядовой топологии и долей ядер ^{4}He в ней, а также соотношением вкладов топологических каналов с образованием двухзарядных фрагментов и без их образования. Максимальное значение $\langle n(^4\mathrm{He})\rangle$ в группе с Q = 4 обусловлено тем, что основной вклад в нее дает топология (22), сечение которой составляет 36.44 мбн, в то время как вклад топологии (4) – всего лишь 5.6 мбн. В топологии (22) средняя множественность ядер гелий-4 составляет 1.56, а в целом в группе с Q = 4 – 1.36. Группа событий с Q = 5 состоит из топологий (23) и (5). Относительно малое значение величины $\langle n(^4\mathrm{He})\rangle$ в этой группе по сравнению с множественностью в группе с Q = 6, обусловлено тем, что сечение топологического канала (23), в котором может происходить образование ядер ^{4}He, в 1.5 раза меньше сечения канала (5), в котором ядра гелий-4 не образуются. Вклад в группу Q = 6 дают топологии (222), (24), (33) и (6), причем в двух последних образования ядер ^{4}He вообще не происходит. Суммарное инклюзивное сечение образования двухзарядных фрагментов по топологиям (222) и (24) составляет 105.34 мбн, в то время как суммарное сечение топологических каналов (33) и (6) – 55.42 мбн. Аналогичными рассуждениями о топологических сечениях с (без) образованием двухзарядных фрагментов можно также обосновать поведение величины $\langle n(^4\mathrm{He})\rangle$ при Q = 7 и 8.

На рис. 2 показана средняя множественность α-частиц в топологиях (2), (22), (222) и (2222). Там же сплошной линией показан результат аппроксимации этой же зависимости. На первый взгляд эта зависимость неплохо фитируется линейной функцией. Однако значение величины χ^2 на одну степень свободы оказалось равным 1.75, что соответствует 18%-ной достоверности. Экспериментальные данные (см. табл.) показывают, что доля α-частиц среди двухзарядных фрагментов растет с их числом, приводя к отклонению от линейной зависимости $\langle n(^4\mathrm{He})\rangle$ от Q.

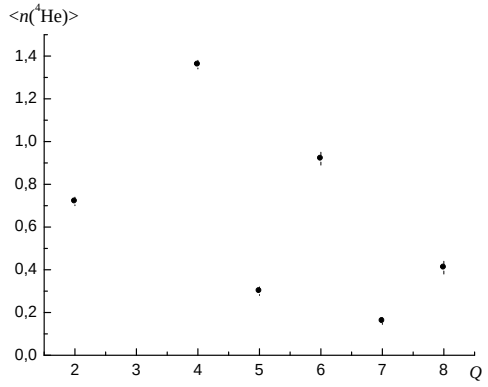


Рис. 1. Зависимость средней множественности ядер ^{4}He от суммарного заряда фрагментов с $z \geq 2$.

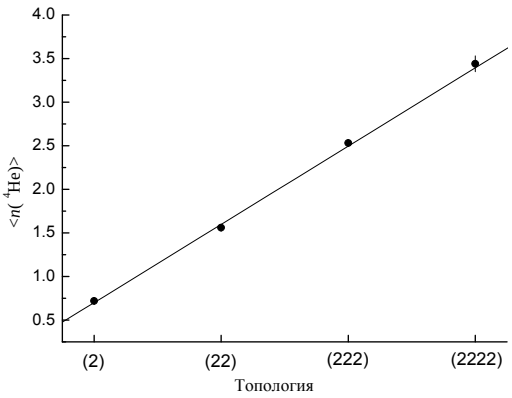


Рис. 2. Средняя множественность α-частиц в топологиях (2), (22), (222) и (2222).

Таблица

Доля α-частиц среди двухзарядных фрагментов в топологиях (2), (22), (222) и (2222)

Топология	(2)	(22)	(222)	(2222)
Доля	0.72 ± 0.02	0.76 ± 0.01	0.82 ± 0.01	0.84 ± 0.02

Таким образом, отклонение от линейной зависимости величины <n(^{4}He)> в рассматриваемых топологиях обусловлено ростом вероятности сохранения α-частиц с уменьшением степени возбуждения фрагментирующего ядра, что, в свою очередь, подтверждает наличие α-кластерной структуры ядра кислорода.

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЯДЕР ^{4}НЕ В ^{16}О*Р*-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 *А* ГЭВ/*С*

К. Олимов, К. Г. Гуламов, С. Л. Лутпуллаев, Х. К. Олимов, А. К. Олимов, В.И. Петров, А.А. Юлдашев

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
г.Ташкент, Бодомзор йули, 2б, тел. 235 4397, e-mail:olimov@uzsci.net

Известно, что в четно-четных легких ядрах преобладает α-кластерная структура. Эта структура должна проявляться, прежде всего, в процессах фрагментации таких релятивистских ядер при периферических соударениях с нуклонами или ядрами.

В данной работе изучены кинематические особенности образования ядер ^{4}He во взаимодействиях ядер кислорода с протонами при 3.25 *А* ГэВ/*с* при различных уровнях возбуждения налетающего ядра кислорода. За меру степени возбуждения ядра можно принять величину суммарного заряда (Q) многозарядных фрагментов ($z \geq 2$).

На рис. 1 показаны зависимости средних значений полного и поперечного импульса α-частиц от суммарного заряда многозарядных фрагментов. Следует отметить, что, поскольку мы имеем дело с кинематическими характеристиками ядер ^{4}He, вклады в суммарный заряд многозарядных фрагментов дают только те топологии, в которых содержится по крайней мере одна α-частица.

Из рис. 1 видно, что наблюдается тенденция к уменьшению как <p>, так и <p_t> с ростом величины Q, т.е. с уменьшением степени возбуждения ядра кислорода. В случае зависимости <p> от величины Q, в точках Q = 5 и 7 имеют место отклонения от общей закономерности, наблюдаемой в точках с четным Q. Возможной причиной такого отклонения может быть перестраивание исходной α-кластерной структуры, наряду с одной α-частицей, в 3-х или 5-ти зарядный фрагмент, для чего требуется дополнительная энергия по сравнению с точками при Q = 4 и 6. Отметим также, что топологии (23) и объединенная (25)+(223) реализуются с заметно меньшей (в более, чем 3 раза) вероятностью по сравнению с топологиями (22) и объединенной (222)+(24) [1]. Среднее значение поперечного импульса α-частиц оказалось минимальным при Q = 6, что, по-видимому, связано с определяющим вкладом в эту точку возбужденного ядра ^{12}C*, в результате распада которого

образуются 3α-частицы. Дело в том, что порог развала возбужденного ядра углерода-12 на 3α–частицы составляет всего 7.37 МэВ, приводя к малым значениям среднего полного и поперечного импульсов, т.е. эти распадные частицы вылетают практически по направлению движения ядра-кислорода.

Несмотря на крайнюю периферичность, величина $<p_t>$ в точке Q = 8 несколько превышает его значение в точке Q = 6. Около 40% вклада в точку Q = 8 дает топология (26), основная часть которой реализуется через прямое выбивание одного из α-кластеров ядра кислорода [2]. Это утверждение следует из сопоставления $<p_t>$ для топологии (2222), в которой $<p_t>$ = 174 ± 8 МэВ/с и топологии (26), где $<p_t>$ = 204 ± 10 МэВ/с. Аналогичное поведение имеет также зависимость среднего значения угла вылета α-частиц от величины Q (см. рис. 2).

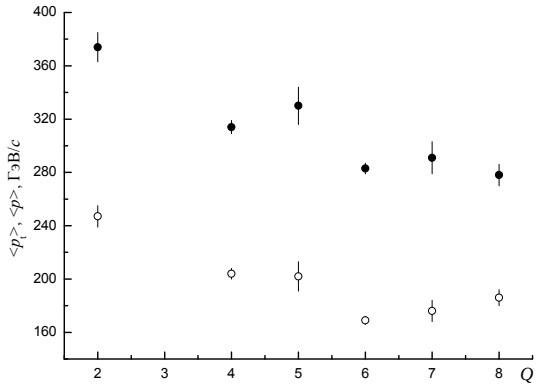


Рис. 1. Зависимости полного <p> и поперечного $<p_t>$ импульсов α-частиц от суммарного заряда фрагментов с z ≥ 2.

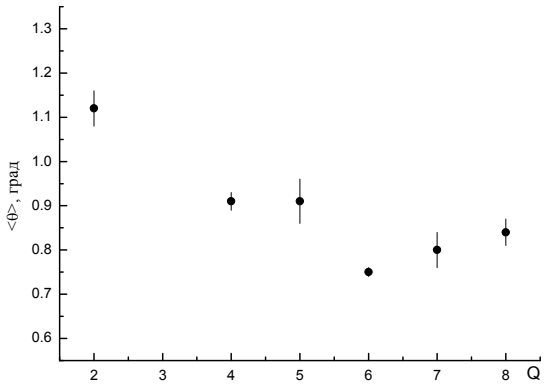


Рис. 2. Зависимость среднего значения угла вылета α-частиц в л.с.к. от суммарного заряда фрагментов с z≥2.

Таким образом, можно заключить, что зависимости от степени возбуждения фрагментирующего ядра кислорода значений средних полных и поперечных импульсов, а также углов вылета ядер ^{4}He имеют качественно подобный характер.

Импульсные спектры протонов-фрагментов и дейтронов оказались совпадающими в группах с наличием или отсутствием в событии ядер ^{4}He, т.е. механизмы их образования не коррелированны с появлением в событии α-частиц. Такая независимость имеет место также для ширин импульсных распределений рассматриваемых фрагментов.

Тенденция к независимости импульсных характеристик от наличия или отсутствия в событии α-частиц наблюдается также для легких зеркальных ядер ^{3}H и ^{3}He.

Таким образом, значения средних полных и поперечных импульсов, а также углов вылета ядер ^{4}He зависят от степени возбуждения ядра кислорода и имеют качественно подобный характер. Средние значения и ширины импульсных распределений легких фрагментов ^{1}H, ^{2}H, ^{3}H и ^{3}He не зависят от наличия или отсутствия в событии α-частиц, указывая на независимость механизмов их образования.

Литература

1. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 497 (1993).
2. М. А. Белов, Э. Х. Базаров, В. Д. Липин и др., ДАН РУз №3, 16(2002).

О ПРОИСХОЖДЕНИИ АЗИМУТАЛЬНОЙ КОЛЛИНЕАРНОСТИ В КАНАЛАХ ОБРАЗОВАНИЯ 3- И 4- А-ЧАСТИЦ В ^{16}O*P*-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

Э.Х. Базаров, С.Л. Лутпуллаев, К.Т. Турдалиев, Б.С. Юлдашев

Институт ядерной физики АН РУз
г.Ташкент, пос. Улугбек, 235-43-97

*)*Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз*
г.Ташкент, Бодомзор йули, 2б,тел. 235 43 97, e-mail: petrov@uzsci.net

При анализе каналов образования 3-х или 4-х α-частиц в ^{16}Op-соударениях при 3.25 А ГэВ/с [1] были обнаружены небольшие азимутальные асимметрии и коллинеарности. В этой работе экспериментальная азимутальная коллинеарность в феноменологической модели изотропного фазового пространства описывается с использованием параметра модели – коллинеарности векторов импульсов пар α-частиц. В модели коллинеарность была осуществлена следующим образом: после генерации компонент импульса одной из α-частиц, компоненты импульса другой генерировались в пределах 4%-го отличия от значений сгенерированных компонент. При этом различие компонента импульсов обеих α-частиц в пределах средней относительной погрешности определения импульса было сгенерировано равномерно.

Вместе с тем, вопрос о причинах возникновения коллинеарности векторов импульсов пар α-частиц остается открытым. Естественно предположить, что причинами возникновения коллинеарности векторов импульсов пар α-частиц могут являться распады нестабильных ядер ^{8}Be → α + α в основном и первом возбужденных состояниях с энерговыделением 0.1 и 3.04 МэВ, соответственно, и ядер ^{9}B→α+α+p с энерговыделением 0.3 МэВ [2]. Чтобы проверить справедливость этого предположения, в развиваемую феноменологическую модель изотропного фазового пространства вместо параметра коллинеарности ввели дополнительный блок, учитывающий рождение и распад промежуточных нестабильных ядер ^{8}Be →α+ α и ^{9}B → α + α + p. При розыгрыше рождения ядра ^{9}B рассматривались только каналы с тремя α-частицами, в которых имеется не менее одного протона-фрагмента.

На рис. 1 показано распределение по парному азимутальному углу (ε_{ij}) i-ой и j-ой α-частиц. Там же приведены и выполненые нами монте-карловские расчеты по модифицированной феноменологической модели изотропного фазового пространства с учетом и без учета рождения и распада нестабильных ядер ^{8}Be и ^{9}B. Видно, что хорошее согласие расчета с экспериментом наблюдается при учете рождения и распада промежуточных ядер ^{8}Be и ^{9}B. Наилучшее согласие достигнуто при вероятностях рождения W(0.1) = 15.4% и W(3.04) = 6.6% для ядер ^{8}Be и W(0.3) = 19% для ядра ^{9}B.

На рис. 2 приведено распределение по азимутальной коллинеарности (β_2) для индивидуальных актов ^{16}Op-соударений с 3- и 4-мя α-частицами в конечном состоянии.

Гистограммы – результаты расчетов по предложенной нами монте-карловской модели с учетом (сплошная гистограмма) и без учета (штриховая гистограмма) рождения нестабильных ядер ^{8}Be и ^{9}B.

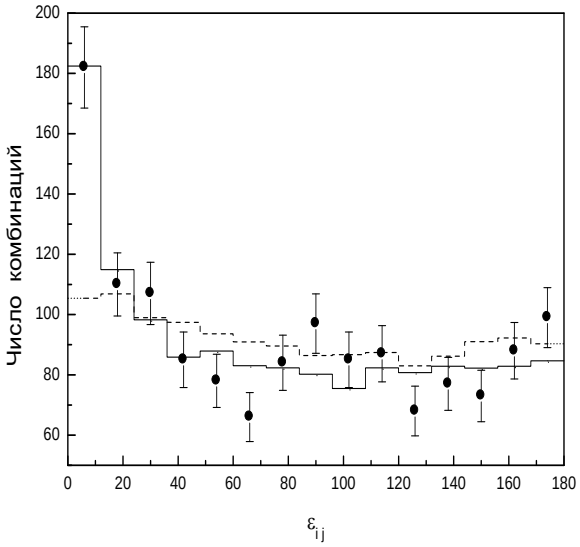


Рис.1. Распределение по парному азиму-тальному углу (ε_{ij}) i-ой и j-ой α-частиц.

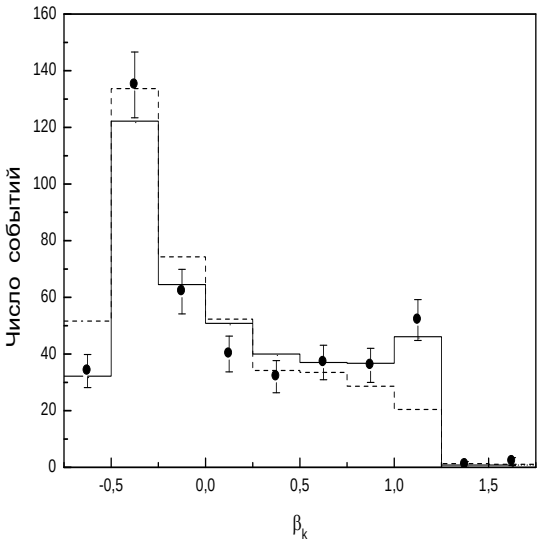


Рис. 2. β_2-распределение в индивидуальных актах ^{16}Op-соударений.

Там же показаны и расчетные распределения по модифицированной феноменологической модели изотропного фазового пространства с учетом и без учета образования нестабильных ядер ^{8}Be и ^{9}B. Видно, что расчетное распределение с учетом образования нестабильных ядер ^{8}Be и ^{9}B удовлетворительно описывает экспериментальный спектр (χ^2=3.88 при 10-ти степенях свободы, что

соответствует 95% уровню значимости). Также совпадают и их средние значения: $<\beta>_{эксп}$ =0.13 ± 0.03; $<\beta>_{расч}$ = 0.13 ± 0.02. Как и ожидалось, среднее значение расчетного β_2-распределения без учета рождения вышеуказанных нестабильных ядер оказалось равным нулю: $<\beta>_{расч}$ = 0.004 ± 0.024 и χ^2=21.56 при 10-ти степеней свободы, что соответствует менее 2% уровню значимости.

Таким образом, экспериментально наблюдаемая азимутальная коллинеарность в рождении трех или четырех α-частиц в ^{16}Op-соударениях при высоких энергиях связана с образованием промежуточных нестабильных ядер ^{8}Be и ^{9}B, а найденные параметры наилучшего фитирования соответствуют вероятностям образования этих нестабильных ядер: W(0.1) = 15.4%, а также W(3.04) = 6.6% для ядер ^{8}Be и W(0.3) = 19% для ядра ^{9}B.

Литература

1. Э.Х. Базаров, В.В. Глаголев, К.Г. Гуламов и др. ЯФ **67**, 730 (2004).
2. Ajzenberg-Selove F. Nuclear Physics **A 413** 1 (1984).

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВКЛАДА ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР ^{12}C* В КАНАЛ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕХ α-ЧАСТИЦ

Э.Х. Базаров, Б.С. Юлдашев, Т. Рахманов

Институт ядерной физики АН РУз
г. Ташкент, пос. Улугбек, 235-43-97, petrov@uzsci.net

В данной работе исследованы процессы альтернативного образования 3-х α-частиц в ^{16}Op-соударениях при 3.25 А ГэВ/с, как распад возбужденного ядра-остатка с квантовыми числами трех α-частиц (то есть ^{12}C*), так и прямой мультифрагментный развал ядра кислорода ^{16}O без образования возбужденного состояния ^{12}C*.

При сравнительном анализе каналов образования 3-х α-частиц и ядер ^{12}C в ^{16}Op-соударениях при 3.25 А ГэВ/с было показано [1], что в пределах статистических погрешностей совпадают средние множественности и средние импульсные характеристики вторичных фрагментов и заряженных частиц, образованных в этих двух каналах. Также было получено, что и сечения выхода этих каналов очень близкие. Все это указывало на то, что оба эти канала реализуются при очень близких физических условиях.

В данной работе выполнен анализ канала образования трех α-частиц, т.е. реакции

$$^{16}O + p \rightarrow 3\alpha + X, \quad (1),$$

где X − может быть одно- или двухзарядным фрагментом с массовым числом $A \leq 3$. Кроме того, здесь же могут быть заряженные пионы и протон отдачи, если не произошла неупругая перезарядка последнего на нейтрон и π^+-мезон.

Чтобы выяснить действительно ли имеет место образование 3-х α-частиц через возбужденное состояние ^{12}C*, проведено моделирование методом Монте-Карло (МК) в рамках модели изотропного фазового пространства. Предполагалось, что в системе покоя возбужденного ядра ^{12}C* его прямой распад $^{12}C^* \rightarrow 3\alpha$ и каскадный распад $^{12}C^* \rightarrow {}^8Be^* + \alpha \rightarrow 3\alpha$ должен быть изотропным. Таким образом, расчет основывается на следующих двух каналах изотропных распадов ядра ^{12}C*:

$$^{16}O + p \rightarrow {}^{12}C^* + X \rightarrow 3\alpha + X, \text{ с вероятностью } W=0.4\ , \quad (2);$$

$$^{16}O + p \rightarrow {}^{12}C^* + X \rightarrow {}^8Be^* + \alpha + X \rightarrow 3\alpha + X, \text{ с вероятностью } W=0.6. \quad (3).$$

В реакции (3) распад нестабильного ядра ^{8}Be* на две α-частицы генерировался с вероятностью $W(0^+)$ = 0.67 для основного состояния ($J^P = 0^+$) с энергией возбуждения ΔE^* = 0.1 МэВ и с вероятностью $W(2^+)$ = 0.33 для первого возбужденного состояния ($J^P = 2^+$) с ΔE^* = 3.04 МэВ [2]. Доли прямого и каскадного каналов распада ядра ^{12}C* и вероятности распадов нестабильного ядра ^{8}Be* на две α-частицы $W(0^+)$ и $W(2^+)$ определины из анализа распределения угла между парой α-частиц $\Delta\vartheta_{\alpha\alpha}$ в реакции (1) методом, приведенном в работе [3]. Сравнение экспериментальной и расчетной зависимости среднего поперечного импульса α-частиц $\langle P_T^{\alpha} \rangle$ от энергии возбуждения ΔE^*, определяемой как $\Delta E^* = M_{3\alpha} - 3M_{\alpha}$, ($M_{3\alpha}$ − инвариантная и $3M_{\alpha}$ − суммарная массы трех α-частиц) показало их удовлетворительное согласие в области малых значений энергий возбуждения (ΔE^*<15 МэВ). Это обстоятельство мы интерпретируем как прямое доказательство того, что часть реакции (1) может реализоваться через канал с образованием возбужденного ядра ^{12}C*.

В результате анализа распределение событий по величине ΔE^* (эквивалентной спектру инвариантных масс 3-х α-частиц), был определен вклад возбужденного ядра $^{12}C^*$в реакции (1), который оказался равным (38.0 ± 0.8)% от полного сечения этой реакции.

Литература

1. М.А. Белов, К.Г. Гуламов, В.В. Луговой и др. ЯФ **65,** 990 (2002).
2. Ajzenberg-Selove F. Nuclear Physics **A 413** 1 (1984).
3. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др. ЯФ **58**, 2005 (1995).

THE MAGNETIZED PARTICLES MOTION AROUND NON-SCHWARZSCHILD BLACK HOLE IMMERSED IN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Farruh Atamurotov[1], Abdullo Hakimov [1,2]

[1]*Institute of Nuclear Physics,*
Tashkent 100214, Uzbekistan

[2]*Ulugh Beg Astronomical Institute,*
Tashkent 100052, Uzbekistan, farruh@astrin.uz

There was investigated the motion of a magnetized particle orbiting around in Schwarzschild-like black hole with asymptotically uniform magnetic field. The influence of deformation parameter ϵ on effective potential of the radial motion of magnetized particle around non-Schwarzschild black hole using Hamilton-Jacobi formalism is studied. We have obtained an area Δx in which particles could move by numerical calculations using for magnetized particles. It is shown that the area Δx obtained is expanding due to the effect of the deformation parameter ϵ.

References

1. T. Johannsen, D. Psaltis, Phys. Rev. **D 83**, 124015 (2011).
2. F. de Felice, F. Sorge, and S. Zilio, Classical and Quantum Gravity **21**,961 (2004).
3. F. Atamurotov, A. Abdujabbarov, B. Ahmedov, Phys. Rev. **D 88**, 064004 (2013).

БИОПОЛИМЕРНЫЕ МИКРОИСТОЧНИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ^{131}CS

Е.А. Маркелова, С.Хужаев, А.Васидов.

Институт ядерной физики АН РУз,
г.Ташкент, Узбекистан тел. 2893645; 2893483, samad@inp.uz

Введение. Сущность брахитерапии заключается в том, что в тканевые опухоли, с помощью игл-интрастатов, вводят несколько десятков микроисточников рентгеновского излучения без оперативного вмешательства. Микроисточники представляют собой капсулы малого размера – зерна, внутри которых находится радионуклид, обладающий определенными ядерными характеристиками, такими как: наличие излучения небольшой энергии, для эффективного воздействия на опухоль и отсутствие высокоэнергетического излучения, для предотвращения повреждения здоровых тканей. Источники излучения на основе ^{131}Cs впервые применили в 2005 году в клиниках США и установили, что ^{131}Cs более быстро и эффективно подавляет рост раковых клеток, по сравнению с радионуклидами ^{125}I и ^{103}Pd, которые используются в настоящее время. Скорость репопуляции раковых клеток простаты составляет 1.5% в день и за 67 суток она удваивается. Для отдачи 90% энергии излучения в опухоль требуется время равное трем периодам полураспада радионуклида. Поэтому скорость уничтожения раковых клеток при использовании ^{131}Cs ($T_{1/2}$=9.6 сут) существенно выше скорости их репопуляции, что практически не оставляет шанса на их выживание в отличие от ^{125}I ($T1_{/2}$= 60 сут) и ^{103}Pd ($T_{1/2}$= 17 сут).

Цель. Создание гранул на основе биополимера, обладающего селективной сорбцией по отношению к радионуклиду ^{131}Cs, для использования в брахитерапии.

Эксперимент. Для получения ^{131}Cs наиболее удобна реакция на тепловых нейтронах

$$^{130}Ba(n, \gamma)^{131}Ba \rightarrow {}^{131}Cs \quad (1).$$

Материнский радионуклид ^{131}Ba с $T_{1/2}$ = 11.8 сут распадается на дочерний ^{131}Cs, который переходит в стабильный изотоп ^{131}Xe.

Массовая доля бария в соединениях составляет – 89,5% в BaO, 52% в $Ba(NO_3)_2$, 69% в $BaCO_3$ и 65% в $(BaCl_2)\cdot 2H_2O$. Как показали эксперименты, при облучении BaO, нарабатываемая активность ^{131}Ba гораздо больше, чем при облучении идентичных навесок других соединений. В работе [1],

разработана технология выделения брахитерапевтического радионуклида ^{131}Cs из высокоактивного оксида бария, после облучения на атомном реакторе ВВР-СМ ИЯФ АН РУз. После полного перевода BaO в раствор в кислоте HCl, ^{131}Cs отделяют путем осаждения ионов Ba^{2+} в виде карбоната в слабощелочной среде добавлением раствора 1M Na_2CO_3.

Полученный раствор ^{131}Cs отделяется от осадка $BaCO_3$ фильтрованием с последующей промывкой осадка 0.1 М раствором аммиака. Следы ионов бария в фильтрате удаляются осаждением при добавлении 3-5 мл 5М раствора серной кислоты (H_2SO_4). Поскольку ^{131}Cs является дочерним радионуклидом ^{131}Ba, после 8-10 суток, необходимых для достижения радиоактивного равновесия, осадок карбоната бария вновь растворяется в HCl и проводится новое отделение цезия.

В результате был получен целевой радионуклид с активностью от 10 до 25 мКи на 1 г бария при 4-х кратном выделении ^{131}Cs из высокоактивного раствора бария. Полученный препарат обладает радионуклидной чистотой, удовлетворяющий медицинким требованиям [2].

Метод биополимерования. Для дальнейшего использования концентрата ^{131}Cs, необходимо разработать методику осаждения ^{131}Cs на гранулах-сорбентах и покрытие поверхности радиоактивных гранул (или зерен) слоем полимера для предотвращения десорбции ^{131}Cs с поверхности гранул сорбента. Для полного извлечения ионов Cs^{+1} из раствора в качестве сорбента был выбран природный полимер хитозан в смеси с микроцеллюлозой в массовом соотношении 1:4 (хитозан «Эвалар»). Переработку целлюлозно-хитозановой смеси в гранулы проводили осаждением смеси полимеров в виде капель из высоковязкого (η>5 Па·с) 2÷6% уксуснокислого формовочного раствора в 1M NaOH ^{131}Cs. Полученные гранулы полимерного сорбента подвергались воздушной сушке при комнатной температуре. Гранулированный сорбент обладает высокой механической прочностью и очень малой набухаемостью в нейтральных средах. Сорбция ^{131}Cs на гранулированном сорбенте достигает 95%.

Заключение. Установлено, что обработка полимерного сорбента раствором, как поливинилового спирта, так и формальдегида приводит к значительному уменьшению десорбции и получению гранул, сохраняющих герметичность в течение 2-2,5 недель при комнатной температуре. Полученные данные позволяют рассматривать предлагаемую технологию, как перспективную для получения сидовых микроисточников для ядерной медицины.

Литература

1. Khujaev S., Vasidov A., Markelova E.A. Extraction of the ^{131}Cs from neutron irradiated barium oxide under microwave radiation // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2013, v.298, № 1, p. 435– 438.
2. Васидов А., Хужаев С., Маркелова Е.А. Определение примесных радионуклидов в ^{131}Cs растворах // Атомная Энергия. 2010, 109 (6), - с. 330-332.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОСТОЯНИЙ С $K^{\pi} < 3^+$ ПОЛОС ИЗОТОПОВ ^{170,172,174}YB

П.Н.Усманов[1], А.А.Охунов[2], Хасан.Абу Кассим[3], У.С.Салихбаев[4]

[1)]*Наманганский инженерно-технологический институт,*
г.Наманган,Узбекистан, usmanov1956.56@mail.ru

[2)]*Международный университет Ислам Малая*
P.O. Box 10, 50728 Куала Лумпур, Малайзия

[3)]*Университет Малая*
50603 Куала Лумпур, Малайзия

[4)]*Институт ядерной физики АН РУз,*
100214, Ташкент, пос.Улугбек, Узбекистан

В рамках феноменологической модели [1], учитывая Кориолисово смешивание экспериментально известных ротационных полос с $K^{\pi}<3^+$, изучены эффекты неадиабатичности, проявляющиеся в энергиях и электромагнитных характеристиках возбужденных состояний [2-4].

Вычислены энергии и структура волновых функций возбужденных состояний. Эффект смешивания сильно влияет на волновые функции низколежащих 0^+ и 2^+ - полос. Вычислены приведенные вероятности $E2$- и $M1$- переходов. Вычисленные значения отношений вероятностей $E2$-переходов и коэффициенты смеси мультиполей δ ($E2/M1$) из $K^{\pi}=0^+, 2^+$ and 1^+ полос сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, которые дают удовлетворительное согласие.

Показано, что $K^{\pi}=0^{+}$ состояния оказываются менее коллективными, чем состояния с $K^{\pi}=2^{+}$ полос, и малая компонента в волновых функциях состояний $K^{\pi}=0^{+}$ приводит к существенным отклонениям от адиабатической теории.

В таблице приведены вычисленные значения коэффициентов смеси мультиполей δ ($E2/M1$) для изотопов ^{172,174}Yb, которые сравниваются с экспериментальными данными [3,4]. Экспериментально наблюдаемые K запрещенные $M1$- переходы из состояний 2_1^{+} полос, объясняются присутствием $K^{\pi}=1^{+}$ компонентов в волновых функциях данных полос. С ростом углового момента I коэффициент δ *(E2/M1)* для переходов из состояний 0^{+} и 2^{+} полос уменьшается. Экспериментальные дынные *B(M1)* для переходов I=2 и 4 состояний $K^{\pi}=2^{+}$ полосы указывают на наличие увеличения *B(M1)* с ростом *I*, что подтверждают результаты наших расчетов.

Результаты расчетов показали, что в ^{170}Yb с ростом углового момента I уменьшение g_R – фактора ротационных состояний основной полосы связано со смешиванием этих состояний полосами с 1^{+}, имеющими сильные вероятности $B(M1)$ на основное состояние.

Таблица

Изотоп	$I_iK_i \to I_fK_f$	$E\gamma$ *(МэВ)*	δ эксп. [3,4]	δ теор.
^{172}Yb	$22_1^+ \to 20_1^+$	1.3871	$-5.1^{+1.1}_{-1.6}$	-8.8
	$32_1^+ \to 40_1^+$	1.2888	$+2.8^{+0.7}_{-1.0}$	-9.0
	$32_1^+ \to 40_1^+$	1.4704	$-7.6^{+1.9}_{-3.6}$	-2.1
	$42_1^+ \to 40_1^+$	1.3975	$-1.10^{+0.2}_{-0.5}$	-1.9
	$22_2^+ \to 20_1^+$	1.5297	+10 (3)	+12.6
	$32_2^+ \to 40_1^+$	1.4404	$+6.5^{+2.2}_{-1.4}$	+7.8
	$32_1^+ \to 40_1^+$	1.6219	+17.0 (4)	+11.3
	$42_2^+ \to 40_1^+$	1.5429	$+9.0^{+11.0}_{-3.0}$	+8.0
	$52_2^+ \to 40_1^+$	1.6664	$+6.9^{+1.9}_{-1.2}$	+6.8
	$20_2^+ \to 20_1^+$	1.0393	$+2.3^{+0.5}_{-0.3}$	+1.0
	$40_2^+ \to 40_1^+$	1.0265	+0.87 (13)	+0.49
	$60_2^+ \to 60_1^+$	0.9977	+0.63 (7)	+0.30
^{174}Yb	$22_1^+ \to 20_1^+$	1.1456	-0.48(8) или $-32.0^{+20}_{-\infty}$	-15.0
	$32_1^+ \to 20_1^+$	1.6329	$-3.8^{+1.4}_{-0.8}$	-17.5
	$20_2^+ \to 20_1^+$	1.4845	+1.7(4) или $+0.12^{+0.12}_{-0.10}$	+0.82
	$40_2^+ \to 40_1^+$	1.4630	$-0.03^{+0.25}_{-0.16}$	+0.40
	$20_3^+ \to 20_1^+$	1.8823	+0.01(8) или +2.2(5)	-0.16
	$21_1^+ \to 20_1^+$	1.5983	+0.23(5) или $+5.2^{+1.8}_{-1.1}$	-0.21
	$31_1^+ \to 20_1^+$	1.6573	+0.50 (5) или $+4.6^{+1.4}_{-1.0}$	+0.65

Литература

1. П.Н.Усманов, И.Н.Михайлов, ЭЧАЯ **28**, 887 (1997).
2. C.M.Baglin, Nucl.Data Sheets, Vol **96**, 611 (2002).
3. B.Singy, Nucl.Data Sheets, Vol **75**, 199 (1995).
4. E.Brown, H.Junde, Nucl.Data Sheets, Vol **87**, 15 (1999).

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОИЗВОДСТВА РАДИОНУКЛИДОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ПОЗИТРОННО-ЭМИССИОННОЙ ТОМОГРАФИИ РАКА

Р. Бабаджанов, З. Каноков

Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека,
100174,Ташкент, ул.Университетская 4, rbabadjanov@mail.ru, zokirjon@yandex.ru

Заболеваемость и смертность от рака среди населения продолжают неуклонно возрастать в мире. В связи с этим актуальными остаются ранняя диагностика заболевания и определение эффективной тактики лечения. Для решения этих задач продолжаются поиск, разработка и внедрение различных методов диагностики, способных выявлять наличие и прогрессирование опухолевого процесса [1-2].

В современной онкологии много высокоэффективных лучевых диагностических технологий – ультразвук (УЗ), рентгенография, компьютерная томография(КТ), магнитно-резонансная томография (МРТ). Это методы позволяют определить физические параметры опухоли. В отличие от них изотопные методы являются функциональными и они позволяют с уверенностью сказать, что опухоль злокачественная или доброкачественная.

Позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ)– новейший диагностический метод, основанный на применении радиофармпрепаратов (РФП). В отличие от КТ и МРТ, ПЭТ применяется не для изучения анатомических особенностей тканей и органов, а для диагностики их функциональной активности. Теоретически при помощи ПЭТ можно исследовать любой функциональный процесс, происходящий в организме.

В данной работе предлагается разработанная нами альтернативная технология производства радиоизотопной продукции на ускорителях электронов, предназначенная для использования в виде ПЭТ источников в процессе диагностики рака.

Ядра ^{11}C, ^{13}N, ^{15}O, ^{18}F , с высокой вероятностью образуются в ядерных реакциях типа (p,d), на циклотронах с параметрами E_p ~20 MeV, I_p=1mA и широко используются для производства ПЭТ источников. Радиоизотопы ^{45}Ti, ^{62}Cu, ^{91}Mo, ^{164}Ho, ^{165}Er образуются с достаточной для применения активностью, в фотоядерных реакциях типа (γ,n), возникающих при облучении стабильных материнских ядер – мишеней ^{46}Ti, ^{63}Cu, ^{92}Mo, ^{165}Er и ^{165}Ho пучками тормозного излучения гамма квантов ускорителей электронов с параметрами $(E_{\gamma\ торм.})_{max}$ =15 MeV, $(I_e)_{max}$ =15μA [3].

Поскольку, такие ускорители имеются практически во всех онкологических центрах мира, естественно это существенно облегчает применимость технологии на местах. Малогабаритные радиологические ускорители электронов, установленные практически во всех онкологических центрах мира, предназначенные для лечения злокачественных опухолей пучками тормозного излучения, вполне пригодны для производства короткоживущих ПЭТ источников с достаточной активностью для диагностических целей без изменения их структуры основного назначения.

Особые преимущества технологии, от традиционных методов производств РФП, обеспечивают их привлекательность и рентабельность применения на местах для ранней комплексной диагностики рака.

Литература

1. Радионуклидная диагностика / Под ред. Ю.Б.Лишманова, В.И.Чернова.–Томск: STT, 2004, 394 с.
2. Beyer, T., Townsend, D.W., et al., A combined PET/CT scanner for clinical oncology, J.Nucl.Med. 41 (2000) 1369–1379.
3. С.А.Азимов, Р.Бабаджанов и др., Комплекс аппаратуры для исследования фото-электрон-ядерных реакции, Сборник прикладная ядерная спектроскопия, Москва, Атомиздат, 1979, ст.97-99.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ В РАДИОНУКЛИДНОЙ ТЕРАПИИ

Р.Бабаджанов, З.Каноков

Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека,
100174, г.Ташкент, ул.Университетская 4, rbabadjanov@mail.ru, zokirjon@yandex.ru

Настоящее время на стыке двух разделов медицинской радиологии – лучевой терапии и ядерной медицины – интенсивно развивается радионуклидная терапия (РНТ), одна из высоких медицинских технологий, применяемых в различных разделах клинической медицины, таких как онкология и эндокринология.В развитых зарубежных странах функционирует налаженная сеть центров РНТ различной мощности [1-4].

В данной работе предлагается применение электронов внутренней конверсии (ЭВК) в РНТ и разработанную нами альтернативную технологию производства источников ЭВК на ускорителях электронов [5-6].

На основе собственных исследований и анализа публикаций других авторов, составлен перечень лечебных радиоизотопов-источников ЭВК. Для производства радиоизотопной продукции с необходимой начальной активностью (до 0.5 К) вполне пригодны радиологические линейные

ускорители электронов типа ЛУЭ-15 и ЛУЭ-21. При разрушении злокачественных опухолей больших размеров, необходимо использовать более мощные линейные ускорители электронов с параметрами $E_{max.}$=15-20MeV, средним током в пучке $I_{сред.}$=1-5mA, обеспечивающие образование высокоактивных источников ЭВК с начальной активностью равной 2,5-5.0К.

Рекомендуемая технология производства радиоизотопной продукции чистых источников электронов внутренней конверсии на ускорителях электронов обеспечивает интенсивное, локальное, прямое разрушение молекул тканей рака, не нанося радиационного вреда или существенной нагрузки здоровым органам больного расположенным в окружении опухолевой области. Технология является перспективной и прибыльной для применения в крупных онкологических центрах мира, также может служить стимулом для будущих открытий и изобретений в области ядерной медицины.

Литература

1. Boni G., Pastina I., Genovesi D. et al. Eur. J. Nucl. Med. &Molec.Imag.,Vol.**33**.Suppl.2Sept.2006, P.195.
2. Романова Л.Ф., Станякина Е.Е., Габуния Р.И., Ширяев С.В., Рыжков А.Д. Медицинская радиология и радиационная безопасность. 2005. Т. **50**, №1. С. 56-61.
3. Bishayee A., Rao D.V., Srivastava C. et al. J. Nucl. Med. 2000. V. **41**, P. 2043-2050.
4. Enrique O., et al., World. J. Nucl. Med. 2002. V. **1**, № 1. P. 21-27.
5. С.А.Азимов, Р.Бабаджанов и др., Комплекс аппаратуры для исследования фото-электрон ядерных реакции, Сборник прикладная ядерная спектроскопия, Москва, Атомиздат, 1979, ст.97-99.
6. Р.Бабаджанов и др., Устройство для внутри камерного облучения образцов в бетатроне. Патент республики Узбекистан №2859В от о5.01.1995, журнал ПТЭ, 1997, **№ 2**, стр.11-12.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЕ-ВЕЩЕСТВО И МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМНОГО ЯДРА

Э. Шерматов

Самаркандский государственный университет.

г.Самарканд, +99893 334-05-38, E-mail: erk-shermatov@yandex.ru website: www.shermatov.uz.

Используя базисное положение теории суперструн [1] обсуждаются структурно-динамические процессы во множестве частиц обладающих поперечными и продольными модами колебаний, и с учетом взаимодействия поле-вещество предлагается механизм формирования когерентной оболочки атомного ядра.

Свойства вещественных частиц и тел позволяют полагать, что наименьшая частица, из которой они формируются, также обладает поперечными и продольными модами колебания [2]. Если считать, что свойства наименьшей частицы описываются фундаментальными величинами Планка [3], то удается объяснить механизм формирования свойств вещест-венных частиц и тел на различных иерархических уровнях структуры, а также механизм возникновения силы притяжения между телами. Наименьшую частицу следует считать планковской, частота осцилляции которой равна $10^{43} Гц$, а ее размеры $10^{-33} см$ [3]. Соотношение величин кулоновской постоянной и гравитационной постоянной равно приблизительно 10^{19}. Если учесть, что частота электронов равна $\approx 10^{24} Гц$, то соотношение частот между частицами Планка и частотой электронов также имеет тот же порядок, т.е. 10^{19}.

Согласно [2], квантом энергии следует считать минимальную энергию необходимую для изменения частоты частицы или системы на одну единицу. Сила взаимодействия между частицами приведет к взаимному индуцированию вибрирующих дипольных моментов, наименьшая величина, которой равна энергии, необходимой для изменения частоты частицы на одну единицу. Индуцирование вибрирующих дипольных моментов сопровождается образованием вибрирующих положительных и отрицательных зарядов во взаимодействующих телах. В результате взаимного вибрирующего влияния индуцированных дипольных моментов тел происходит увеличение величины индуцированных зарядов, что приводит к возникновению силы тяготения между ними и взаимному скачкообразному или квантованному сближению тел друг к другу [4]. На всех иерархических уровнях структуры, частицы и тела являются источниками электромагнитных волн. Поэтому все виды силы притяжения между частицами и телами имеют электромагнитную природу и, соответственно, силы притяжения имеют квантованный характер.

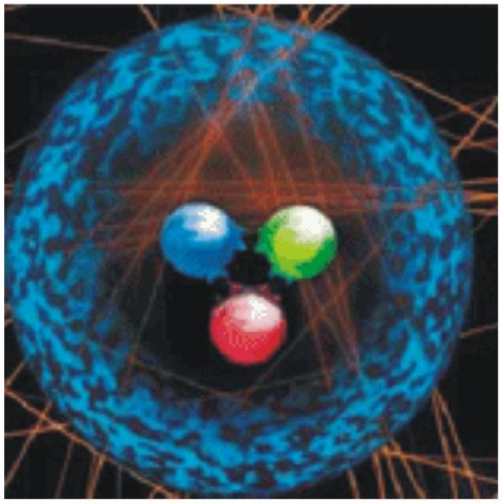


Рис.1. *Рис. 2.*

В результате взаимодействия с окружением и между частицами на каждой отдельно взятой частице вибрирующей волновой функции отклика (ВФО) частиц, с когерентной оболочкой. Согласно этому наблюдающуюся гигантскую резонансную линию в спектрах атомных ядер [5] следует объяснить как проявление когерентной оболочки атомных ядер, как целого. Используя представлении о структуре протона, предложенные в [6] и [7] (рис.1), нами предлагается механизм формирования когерентной оболочки атомного ядра (рис.2), В рамках этих представлений удается объяснить наблюдающиеся закономерности при исследовании спектров атомов и атомного ядра.

Литература

1. Шинтан Яу, Стив Надис Теория струн и скрытые измерения Вселенной. -Изд.дом «Питер», 2012 г. - 400 с.
2. Шерматов Э.Н. Сверхпроводимость и память человека. - СПб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2006. -172 с.
3. Шёпф Х.-Г. От Кирхгофа до Планка. – М.: Мир, 1981. – 192 с.
4. Шерматов Э.Н. Конденсация частиц в электромагнитном поле // Вестник Самаркандского гос. ун-та, 2002, **№ 3**, с. 64-73.
5. Гапонов Ю.В., Камерджиев С.И., Оглоблин А.А. Гигантские резонансы // Физический энциклопедический словарь. Т.1. - Москва. «Сов. энциклопедия». - с.455-458.
6. Иванов Игор, «Удивительный мир внутри атомного ядра», Научно-популярная лекция ФИАН, Москва, 11 сентября 2007 г. (www.elementy.ru/lib/430525).
7. Хокинг Стивен У., Млодинов Л. Высший замысел, - Торг-изд. дом «Амфора», 2012 г. – 208 с.

PARTICLE MOTION AND COLLISIONS AROUND ROTATING REGULAR BLACK HOLE

O. Rakhimov, A. Mamadjanov

Tashkent Pediatric Medical Institute,
Tashkent 100140, Uzbekistan

Ulugh Beg Astronomical Institute,
Tashkent, 100052, Uzbekistan, (+99894) 6084410, ozodbek@astrin.uz

The capture cross section of magnetized particles with nonvanishing magnetic moment by a Schwarzschild black hole immersed in an asymptotically uniform magnetic field has been studied as an extension of the approach developed by Zakharov [1] for neutral unmagnetized particles in the Reissner – Nordström spacetime. The magnetic moment of the particle is chosen as it was done by de Felice and Sorge [2]. It is shown that the spin of the particle sustains the stability of particles circularly orbiting around the black hole immersed in a magnetic field, i.e., a spinning particle's motion near the Schwarzschild black hole horizon is more stable than that of a particle with zero spin. It is shown that the magnetic parameter essentially changes the value of the critical angular momentum and affects the process of capture of the particles by the central black hole. Furthermore, the interaction between the magnetic moment of the particle and the magnetic field forces stable circular orbits to shift to the central object, and this effect should be taken into account in astrophysical scenarios related to the accretion discs and in measuring the spin of the

black holes. The magnetized particle's acceleration mechanism near the black hole in an external magnetic field is studied. It is shown that due to the magnetic field presence, magnetized particles can accelerate to unlimited high energies.

References

1. A. F. Zakharov Class. Quantum Grav. 1994 11 1027.
2. F. de Felice and F. Sorge Class. Quantum Grav. 2003 20 469.

ENERGY LOSSES OF SLOWLY ROTATING DEFORMED NEUTRON STARS

Javlonbek Rayimbaev and Abdullo Hakimov

Ulugh Beg Astronomical Institute,
Tashkent, 100052, Uzbekistan, javlon@astrin.uz

The problems of the general relativistic effects of plasma magnetosphere (Goldreich Julian 1959)[1] of the neutron stars are still considering one of the completely unclosed problems. Since many processes on the surface and magnetosphere of the neutron stars depend on several parameters of the star [2], it is difficult theoretically describe the whole process. One possibility of describing the process is to use the toy models. In this work we have studied the magnetosphere of the neutron star in slowly rotating geometry (non-Kerr spacetime) with deformation parameter $h = \epsilon(M/r)^3$. We have analyzed Goldreich-Julian charge density by solving the Poisson equation for scalar potential using so-called Fourier Bessel transformation method. Finally we have found the total energy losses of the neutron stars.

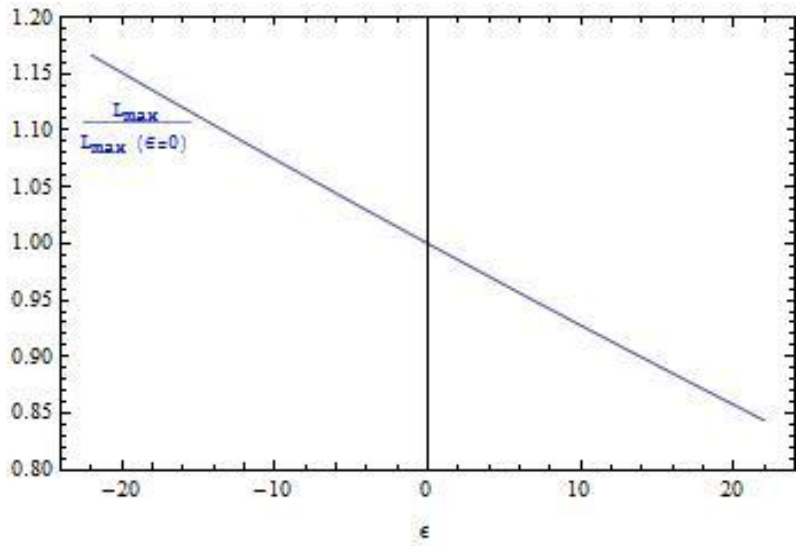


Fig.1 Ratio of polar cap energy losses as a function of deformation coefficient ϵ for a typical neutron star.

M=2 km, R=10 km.

In Figure 1 we have shown the dependence of the normalized polar cap energy losses on deformation parameter. From this dependence one can easily see that for the case when $\epsilon < 0$ the energy losses is increasing. With the increase of the negative value of ϵ the energy losses linearly grows.

References

1. P. Goldreich, W.H. Julian. ApJ **157**,869 (1969).
2. V.S. Morozova, B.J. Ahmedov, V.G. Kagramanova. ApJ **684**, 1359 (2008).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КАНАЛОВ ИНЛЮЗИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЯДЕР ДЕЙТРОНА И ТРИТИЯ В ^{16}O*P*-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 *A* ГЭВ/*C*

К. Олимов, К. Г. Гуламов, А. Курбанов, С. Л. Лутпуллаев, А. К. Олимов, В. И. Петров

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
г.Ташкент, Бодомзор йули, 2б, тел. 235 4397, e-mail:olimov@uzsci.net

В данной работе выполнен сравнительный анализ средних множественностей различных типов частиц и фрагментов с массовыми числами $A \leq 4$, а также групп фрагментов с зарядом z = 3–7 в

инклюзивных реакциях: $^{16}O + p \rightarrow {}^{2}H + X$, (1) и $^{16}O + p \rightarrow {}^{3}H + X$, (2), где X означает любые сопутствующие фрагменты и частицы, образующиеся совместно с триггерными ^{2}H и ^{3}H ядрами.

Среднее значение суммарного заряда всех фрагментов ядра кислорода $<(Q)>$, средние множественности ядер ^{1}H, ^{2}H, ^{3}H, ^{3}He, ^{4}He, $\pi^{\pm}$-мезонов и протонов отдачи (p_{rec}), а также группы многозарядных фрагментов с зарядом z = 3–7 и их средний заряд $<Q(z = 3–7)>$ в событиях с образованием ядер ^{2}H и ^{3}H приведены в таблице 1.

Таблица 1

Тип фрагмента или частицы	Тип триггера		Тип триггера	
	^{2}H	^{3}H	^{2}H, $n(^{3}H)=0$	^{3}H, $n(^{2}H)=0$
^{1}H	2.53 ± 0.04	2.98 ± 0.05	2.33 ± 0.04	2.76 ± 0.07
^{2}H	1.35 ± 0.01	0.65 ± 0.03	1.33 ± 0.02	–
^{3}H	0.25 ± 0.01	1.14 ± 0.02	–	1.13 ± 0.02
^{3}He	0.26 ± 0.01	0.31 ± 0.02	0.26 ± 0.02	0.33 ± 0.03
^{4}He	0.83 ± 0.02	0.81 ± 0.03	0.86 ± 0.02	0.91 ± 0.04
z = 3–7	0.38 ± 0.01	0.23 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.36 ± 0.02
p_{rec}	0.62 ± 0.01	0.64 ± 0.02	0.62 ± 0.01	0.65 ± 0.02
π^{+}	0.58 ± 0.01	0.68 ± 0.02	0.57 ± 0.02	0.68 ± 0.03
π^{-}	0.35 ± 0.01	0.34 ± 0.02	0.36 ± 0.01	0.33 ± 0.02
$<Q(z = 3–7)>$	1.84 ± 0.06	1.01 ± 0.06	2.27 ± 0.07	1.63 ± 0.10
$<(Q)>$	8.15 ± 0.02	8.02 ± 0.03	8.17 ± 0.02	8.00 ± 0.04

Средняя множественность протонов-фрагментов в реакции (2) оказалась больше, чем в (2), что обусловлено характером первичного соударения протона-мишени с протоном ядра кислорода, приводящим к дополнительному образованию протонов-фрагментов за счет прямого выбивания их из ядра и неупругой перезарядки нейтронов ядра ^{16}O и зарядообменных процессов между протоном-мишенью и нейтроном ядра. В реакции (1) средние множественность и заряд группы фрагментов с z = 3–7 существенно выше, чем в реакции (2), что указывает на более высокую степень разрушения ядра кислорода в реакциях с образованием ядра ^{3}H.

Совпадение средних множественностей α-частиц в реакциях (1) и (2) обусловлено тем, что для образования ядра дейтрона или ^{3}H (если иметь в виду α-кластерную структуру ядра кислорода) достаточно разрушения одного α-кластера, что приводит к сохранению в возбужденном ядре-остатке для обоих типов реакций одинакового числа α-кластеров.

Из таблицы 1 видно, что величина $<Q>$ (8.15 ± 0.02) в инклюзивных реакциях (1) больше, чем в (2) – (8.02 ± 0.03). Это связано с тем, что образование дейтронов происходит с одинаковой вероятностью взаимодействия протона-мишени с протоном или нейтроном ядра кислорода, в то время как образование ядра ^{3}H происходит с большей вероятностью при взаимодействии протона-мишени с протоном снаряда. Совпадение значение величины $<Q>$ в реакции (2) с исходным зарядом ядра кислорода указывает на равенство вкладов процессов увеличения заряда $<Q>$ ($n \rightarrow p + \pi^{-}$, $np \rightarrow pn$) и его уменьшения ($p \rightarrow n + \pi^{+}$).

Интересно отметить попарное совпадение средних множественностей связанных нейтронов (1.84 ± 0.06 и 1.02 ± 0.06 для реакций (1) и (2)) и протонов (см. табл. 1) для групп фрагментов с z = 3–7. Средние же множественности всех связанных нейтронов соответственно оказались равными – 5.60 ± 0.05 и 5.87 ± 0.07 для реакций (1) и (2), а несвязанных нейтронов – 2.25 ± 0.06 и 2.11 ± 0.08.

Отбор событий без образования ядер трития в реакции (1) и дейтрона в реакции (2) приводит к уменьшению средних множественностей протонов-фрагментов. При этом средние множественности триггерных частиц и ядер гелия-3 остаются одинаковыми, тогда как средние множественности группы фрагментов с z = 3–7 возрастают, что связано с законами сохранения барионного и электрического зарядов.

Разности средних множественностей протонов-фрагментов для реакций (1) и (2) в случаях наличия или отсутствия дейтрона (трития) в событии остаются практически одинаковыми, составляя соответственно 0.45 ± 0.06 и 0.43 ± 0.08. В случае одновременного отсутствия в событии ядер ^{3}He и ^{3}H в реакции (1) и ядер ^{3}He и ^{2}H в реакции (2) эта разность составила 0.45 ± 0.10. Таким образом, можно заключить, что обнаружена устойчивость превышения средней множественности протонов-фрагментов в событиях с образованием ядра трития над множественностью в событиях с выходом дейтрона независимо от наличия или отсутствия в событии ядер ^{3}He и ^{3}H в реакции (1) и ядер ^{3}He и ^{2}H в реакции (2). Отметим, что наличие или отсутствие дейтрона (трития) в событии реакций (1) и (2) также не влияет на средние множественности заряженных пионов и протонов отдачи.

Спектры полного и поперечного импульсов протонов-фрагментов оказались совпадающими в реакциях (1) и (2), импульсные и угловые характеристики протонов-фрагментов не зависят от типа триггерной частицы – дейтрона или трития, указывая на некоррелированность механизмов образования протонов-фрагментов с выходом дейтронов и трития.

“STAGGERING”-ЭФФЕКТ В “YRAST” ПОЛОСЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИИ ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ ЛАНТАНИДОВ И АКТИНИДОВ

Г.А. Юлдашева, М.С. Надырбеков и О.А. Бозаров

Институт Ядерной Физики АН РУз
пос.Улугбек, 100214, Ташкент, Узбекистан

"Staggering" эффекты представляют разветвления вращательных полос в последовательности состояний, отличающихся несколькими единицами углового момента [1]. Такие DI=1, DI=2, DI=4 "staggering" эффекты наблюдены в энергетических полосах супер-деформированных ядер. Этот эффект очень хорошо известны в четно-четных ядрах и позволяет проверять различные коллективные модели.

Рассмотрим нечетно-четный "staggering" эффект, который пропорционален дискретному приближению производной четвертого порядка от функции DE(I)=E(I+1)-E(I), который представляется формулой:

$$Stag(I)=6DE(I)-4DE(I-1)-4DE(I+1)+DE(I+2)+DE(I-2),$$

где E(I) – энергия возбужденных уровней. Отметим, что существуют другие альтернативные формулы, для описания поведения нечетно-четного DI=1 "staggering" эффекта [1]. Но поведение этого эффекта не зависит от вида этих формул [1].

В этой работе исследован DI=1 "staggering" эффект в энергетическом спектре положительной и отрицательной четности "yrast" –полосы четно-четных ядер: ^{154}Sm, ^{160}Gd, ^{164}Er, ^{220,224}Ra, ^{224}Th, ^{240}Pu. Установлено, что "staggering" эффект показывает "зигзагообразное" поведение и исчезновение этого эффекта в энергетическом спектре не происходит в пределах наблюдаемой области углового момента.

Литература

1. D. Bonatsos, C. Daskaloyannis, S. B. Drenska, N. Fotiades, N. Minkov, P. P. Raychev, R. P. Roussev arXiv:nucl-th/0111003 v**11** Nov 2001.

UNITED QUANTUM OSCILLATOR. MOLECULAR BOND, GRAPHENE, PLASMA, FUSION

V. V. Lugovoi

Физико-технический институт НПО “Физика Солнце” АН РУз,
г.Ташкент, 100084, ул.Бодомзор йули 2Б, lugovoi@uzsci.net

Flexibility, fragility, emergence of electronic puddles at deformation of graphene are associated with a movement of quantum structures. We used interpretation of quantum mechanics, based on statistical quantum ensembles, and obtained an equation and trajectory for these ensembles, that is, for quantum oscillator, electron orbits which explain reasonably some unusual properties of grapheme [1]. In magnetic field, a long-range ordering can be formed by electron structure, named as an united quantum oscillator(UQO),where the number of electrons is correlated with quantum number of oscillator, and the energy per one electron is less than energy of valence electron. This energy difference grows with number of these electrons (as if UQO attracts them).This could explain the high conductivity, disorder length scale, formation of clusters electronic puddles, molecular bond, formation of even a relatively small nebula in space, or of different plasma instabilities which can be as the center of nucleosynthesis. Conditions to start of nucleosynthesis are discussed. Our results could be addressed to students, astrophysicists, experts in nuclear fusion, creators of nanomaterials with desired properties.

References

1. V.V. Lugovoi. LAP LAMBERT Academic Publishing, Saarbrucken, Germany. p.61, 2013.

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ВЕЩЕСТВ МЕТОДОМ ГАММА АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА НА БАЗЕ МИКРОТРОНА

О.Б.Маматкулов, А.К.Ажабов, Р.К.Турниязов, Ш.Х.Хушмуродов, А.А.Бобоёров

Самаркандский государственный университет,
140104, Самарканд, Университетский бульвар, 15, orif@samdu.uz

Содержание химических элементов являются фундаментальными характеристиками природных объектов и происходящих в них процнссов. Прогресс в этих исследованиях в значительной степени обусловлен точностью и достоверностью их количественного определения.

В данной работе с использованием метода гамма-активационного анализа (ГАА) исследовано содержание элементов в пробах почв взятых из Нуратинского горно-орехоплодного заповедника.

Выбор территорий и объектов исследований был осуществлен в соответствии с основными принципами мониторинга состояния окружающей природной среды. Настоящее исследование обусловлено слабой изученностью элементного состава почвенного покрова данной территории.

Одними из наиболее чувствительных и специфических к загрязнениям частями биосферы являются почвенный и растительный покровы Земли, контроль за состоянием которых относится к фундаментальным проблемам создания и охраны оптимальной окружающей среды.

При изучении миграции микроэлементов в биогеохимических циклах анализ почв является необходимым и важным этапом. В результаты исследований получена достаточно большая информация, которая в дальнейшем может использоваться для оценки состояния природной среды.

Отбор образцов производился в период вегетации и накопления элементов питания.

Образцы, высушенные до воздушно-сухого состояния, после предварительного измельчения в мельнице тщательно растирали в агатовой ступке до порошкообразного состояния. После взвещения отбирали необходимое количество порошка, которое расфасовывали в маркированные упаковки. В исследованиях выбор того или иного стандарта определялся конкретной аналитической задачей.

Исследования проводились методом ГАА на базе электронного ускорителя Микротрона МТ-22С [1]. Пробы облучались тормозным излучением электронов с энергией ~20 МэВ в течении 4-5 часов. Измерения гамма-активированных образцов проводились на гамма-спектрометре с Ge(Li) детектором с чувствительным объемом 100 см^3 и энергетическим разрешением ΔE_γ=6,2 кэВ на линии E_γ=1333 кэВ ^{60}Co. Регистрация и обработка аналитической информации производилась с помощью многоканальных анализаторов импульсов.

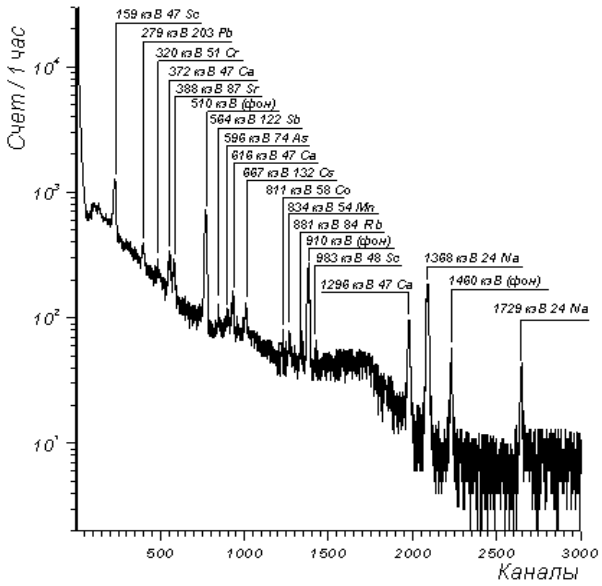


Рис.1. Спектр гамма-активации пробы почвы из Нуратинского заповедника (E_e=18 МэВ, ; $t_{обл.}$-4 час; $t_{выд.}$-1 день; $t_{изм.}$-2 час;).

На рис.1 в качестве примера приведен спектр гамма-излучений одного из образцов почв, взятые из Нуратинского заповедника.

Исследования позволили определить содержание некоторых элементов в пробах почв Нуратинского заповедника.

Полученные данные показывают, что некоторые элементы имеют более низкие значения в пробах почв, что, по-видимому, обусловлено отдаленностью последних от зон интенсивной антропогенной деятельности [2].

Проведенные исследования позволили выявить ряд закономерностей и особенностей в накоплении элементов в пробах почв и показать возможности использованного метода в подобных исследованиях.

Литература

1. Ажабов А.К., Рашидова Д.Ш. Определение микроэлементного состава почв и растений. Исследования по теоретической и экспериментальной физике. Сборник научных статей. Самарканд, СамГУ, 1997 г., с.33-37.
2. Салихбаев У.С., и др. Исследование ядерно-физическими методами элементного состава почв некоторых заповедных территорий Узбекистана. // Атомная энергия (Россия). Т.86, вып.1, январь 1999 г. с. 73-77.

СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ (γ,N) И (N,2N) НА ЯДРАХ ^{85,87}RB

С.Р. Палванов[1,2], Ж. Рахмонов[3], М. Каюмов[3], О. Жураев[3]

[1]*Национальный университет Узбекистана. Физический факультет*
[2]*НИИ прикладной физики Национального университета Узбекистана*
[3]*Институт ядерной физики АН РУз*
Улугбек, Ташкент, 100214, Узбекистан

В настоящей работе методом наведенной активности исследованы сечении реакций типа (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{85,87}Rb. Эксперименты проводились на нейтронном генераторе НГ-150 ИЯФ АН РУз.

Наведенная активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре фирмы Canberra, состоящем из германиевого детектора HPGe (с относительной эффективностью – 15 %, разрешением для линии ^{60}Co 1332 кэВ – 1,8 кэВ), цифрового анализатора DSA 1000 и персонального компьютера с программным пакетом Genie 2000 для набора и обработки гамма-спектров.

Полученные экспериментальные результаты приведены в табл. 1, 2 и 3. В случае реакции (γ,n) функции возбуждений получены по экспериментальным изомерным отношениям [4] и полным сечениям фотонейтронной реакции $\sigma_п$ [5]. Экспериментальная зависимость сечений реакции ^{85}Rb(γ,n)^{84m}Rb и ^{87}Rb(γ,n)^{86m}Rb от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца, параметры которой (положение максимума сечения E_m, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г) определялись методом наименьших квадратов по набору экспериментальных значений. Параметры аппроксимации и интегральные сечения реакции приведены в табл. 2. Погрешности оценены исходя из статистики зарегистрированных отчетов.

Таблица 1.

Сечение реакции (n,2n) на ^{85,87}R

Реакция	E_m, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	Источник
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb	14,0	341±21	964±40	Настоящая работа
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb	14,1	-	993±40	[1]
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb	14,7	567±68	1122±135	[2]
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb*	14,0	431	1041	[3]
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb	14,0	584±40	1170±47	Настоящая работа
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb*	14,0	452	1108	[3]
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb	14,1	-	1206±48	[1]
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb	14,5	-	1248±50	[1]

**Расчет сечений проводилось по программе TALYS-1.0.*

Для оценки и сравнения экспериментальных результатов был проведен расчет сечения реакции с помощью программного пакета TALYS-1.0 [3]. В качестве распределения γ-квантов по энергии – $W(E_\gamma,E_m)$, ввиду того, что толщина вольфрамовой мишени-конвертора была 1,05 мм, что существенно меньше радиационной длины для вольфрама, которая составляет около 4,1 мм [6], использовался спектр Шиффа [6]. Результаты теоретических расчетов приведены также в таблице 2. Как видно из таблицы 2, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г во

всех работах в пределах погрешности измерений согласуются между собой. Энергетическое положение максимума сечения реакции ^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb в пределах погрешности совпадает с энергией гигантского дипольного резонанса ^{85}Rb, определяемой по эмпирическому соотношению $E_m = 75 \cdot A^{-1/3}$, которой равно 17,1 МэВ.

Таблица 2.

Сечение реакции ^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int},(25 МэВ)** МэВ·мб	Источник
^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb	17,1±0,1	4,8±0,4	46±4	348±40	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb*	17,1±0,1	4,7±0,3	35	247±14	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb	18,0±0,3	4,2±0,3	40±5	175	[7]
^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb	16,9±0,1	4,9±0,5	52±5	-	[8]
^{85}Rb(γ,n) ^{84g}Rb*	16,8±0,1	4,5±0,2	170	1205±50	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84g}Rb	18,0±0,3	4,7±0,3	162±16	871	[7]
^{85}Rb(γ,n) ^{84}Rb*	16,9±0,1	4,5±0,2	203	1461±58	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84}Rb	16,8	4.5	194	1052	[5]

Примечание. * σ_{int} *– интегральное сечение реакции, верхний предел интегрирования – 25 МэВ.* ***Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0.*

Таблица 3.

Сечение реакции ^{87}Rb(γ,n) ^{86m,g}Rb

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int},(25 МэВ)** МэВ·мб	Источник
^{87}Rb(γ,n) ^{86m}Rb	17,1±0,1	4,1±0,5	18±2	116±16	Настоящая работа
^{87}Rb(γ,n) ^{86m}Rb*	17,6±0,1	5,1±0,4	18	103±8	Настоящая работа
^{87}Rb(γ,n) ^{86g}Rb*	16,7±0,1	5,3±0,3	174	1450±91	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84}Rb*	16,8±0,1	5,3±0,3	186	1545±90	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{tot}Rb	16,8	4.5	194	1052	[5]

Примечание. * σ_{int} *– интегральное сечение реакции, верхний предел интегрирования – 25 МэВ.* ***Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0.*

Литература

1. Chuanxin Zhu. Nuclear Science and Engineering, Vol.**169**, p.188 (2011).
2. Li Yingjun,Yan Weifan Energy Physics and Nucl.Physics, Vol.**8**, Issue.2, p.241 (1984).
3. http://www.talys.ed/.
4. Палванов С.Р. Атомная энергия, т.**87**, вып.3, 75 (2005).
5. Dietrich S.S., Berman B.L., Atomc Data and Nucl. Data Tabl. **38**, 199 (2001).
6. Амусья М.Я. Тормозное излучение (Москва, «Энергоатомиздат», 1990).
7. Давыдов М.Г. и др. Атомная энергия, 1987, т.**62**, вып.3, с.193.
8. Zheltonozhsky V.A.Yaderna Fizika ta Energetika, 2008, Vol.**9**, p.13.

ПАРЦИАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ НЕУПРУГОСТИ П⁻-МЕЗОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

К. Олимов, В.И. Петров, А.К. Олимов

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

г.Ташкент, Бодомзор йули, 2б, тел. 235 4397, e-mail:olimov@uzsci.net

Установление закономерностей передачи энергии первичных частиц в процессах множественной генерации частиц и фрагментации ядер важно как в экспериментальном, так и теоретическом аспектах, поскольку во многих теоретических моделях одним из главных параметров является функция перераспределения первичной энергии между конечными продуктами реакции, включая фрагменты ядра. Однако коэффициенты неупругости исследованы, в основном, при ультравысоких энергиях в экспериментах по космическим лучам. Настоящая работа посвящена исследованию особенностей передачи энергии первичных частиц в актах множественной генерации частиц и фрагментации ядер во взаимодействиях протонов с ядрами углерода и кислорода при умеренных энергиях. Приведены экспериментальные результаты изучения парциальных коэффициентов неупругости отрицательных пионов, образованных во взаимодействиях ядер кислорода с протонами при 3.25 *A* ГэВ/*c* и протонов с ядрами углерода при 4.2 и 9.9 ГэВ/*c*.

Экспериментальный материал по ^{16}O*p*- и *p*C-соударениям получен с помощью 1 м водородной и 2 м пропановой пузырьковых камер ЛВЭ ОИЯИ, облученных соответственно ядрами кислорода с импульсом 3.25 *A* ГэВ/с и протонами с импульсами 4.2 и 9.9 ГэВ/*c* на Дубненском синхрофазотроне. В этих экспериментах отрицательные пионы идентифицируются с более 95% точностью. Парциальный коэффициент неупругости отрицательных пионов определялся делением их суммарной полной энергии в индивидуальном событии на кинетической энергии снаряда:

$$K_\pi = \sum E_i/E_0,$$

где E_i –полная энергия i-го π^--мезона в событии а, E_0 – полная энергия снаряда.

Коэффициенты неупругости π^--мезонов в *p*C- и π^+-мезонов в π^-C-соударениях вычислены в лабораторной системе координат а, в ^{16}O*p*-соударениях – в системе покоя ядра кислорода. В целях исключения сохранившегося первичного π^--мезона в π^-C-соударениях был вычислен коэффициент неупругости для π^+-мезонов. Средние значения парциальных коэффициентов неупругости π^--мезонов в ^{16}O*p*-и *p*C-соударениях и π^+-мезонов в π^-C-взаимодействиях приведены в таблице.

Как видно из таблицы величины $<K(\pi^-)>$ для ^{16}O*p*- и *p*C-соударений при 3.25 А ГэВ/*c* и 4.2 ГэВ/*c* совпадают друг с другом. Такое совпадение связано с близостью первичного импульса, при которых еще практически не открываются каналы рождения пионов через векторные мезоны. При этих импульсах основным источником образования пионов остаются Δ-изобары или процесс неупругой перезарядки нуклонов. Далее, с ростом первичного импульса наблюдается увеличение значения $<K(\pi^-)>$, по-видимому, связанное с открытием новых каналов образования пионов через мезонные резонансы (ρ-, ω-, f-мезоны и др.), в результате распада которых рождаются сравнительно быстрые пионы, чем от распада Δ-изобар. В частности, при увеличении первичной энергии в *p*C-соударениях с 4.2 до 9.9 ГэВ/с наблюдается практически удвоение$<K(\pi^-)>$.

Талица

Средние значения парциальных коэффициентов неупругости π^--мезонов в ^{16}Op-и pC-соударениях и π^+-мезонов в π^-C-взаимодействиях

Тип соударения	Первичная энергия	Число событий	Коэффициент неупругости π^--мезонов
^{16}O*p*	3.25 А ГэВ/с	8712	0.035±0.002
*p*C	4.2 ГэВ/с	6736	0.035±0.003
*p*C	9.9 ГэВ/с	19400	0.068±0.001
π^-C	40 ГэВ/с	16864	0.215±0.001*)

Коэффициент неупругости для π^+-мезонов. Если учесть экспериментальные данные [1,2] для *p*C-соударений при 40 ГэВ/с величина $<K(\pi^-)>$ будет на 10–12% меньше, чем таковая для π^-C-взаимодействий.

Анализ экспериментальных данных по средним значениям парциального коэффициента неупругости нейтральных пионов $<K(\pi^o)>$ в интервале первичных энергий 1–100 ТэВ для взаимодействий протонов с ядрами воздуха атмосферы показал его практическую независимость от первичной энергии. Значение величины $<K(\pi^o)>$ в этих экспериментах оказалось равным 0.18 ± 0.01. Для протон-ядерных соударений можно ожидать совпадение парциальных коэффициентов неупругости для нейтральных и отрицательных пионов, так как они являются вновь рожденными. Для положительных пионов можно ожидать несколько больших значений из-за процессов неупругой перезарядки налетающего протона-снаряда на нейтрон и положительный пион.

Таким образом, можно заключить, что при энергиях меньше 5 ГэВ парциальные коэффициенты неупругости пионов не зависят от первичной энергии, а при больших значениях первичной энергии наблюдается рост величины $<K(\pi^-)>$, связанный с открытием каналов образования пионов через мезонные резонансы. При энергиях больших 1 ТэВ наблюдается практическое постоянство коэффициента неупругости пионов, являющееся характерной чертой динамики сильных взаимодействий.

Литература

1. Мурзин В.С., Сарычева Л.И.. Космические лучи и их взаимодеймтвие. М., Атомиздат, 1968.
2. Никольский С.И.. УФН **135**, 545 (1981).

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНОЙ И ФОТОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Х. Нуритдинов, А. У. Максудов, И. Абсалямова, Н. Н. Кулахмедов, Д. Б. Шаякубов

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
г.Ташкент, 100084, ул. Бодомзор йули, 2Б, E-mail: husnudin@uzsci.net

В 2012 г. проведены сравнительные анализы распределения одномерных поперечных D, $\overline{R_{исх}}$ и продольных d, $\overline{E}_{исх}$ параметров, а также новых двухмерных параметров $\overline{E}_R$, d_R и D_R для экспериментальных и искусственных гамма-семейств, наигранных на основе МСО-модели Кварк-Глюонных Струн с различными предположениями о химсоставе первичных космических лучей (ПКЛ): нормальный химсостав (МСО-модель) с медленно растущей долей тяжелых ядер и утяжелённый химсостав (НМСО-модель) в области энергии $E_0 \geq 10^{16}$ эВ. Полученные экспериментальные распределения по одномерным и двухмерным параметрам хорошо согласуются с такими же параметрами, полученные в МСО модели и противоречат данным НМСО-модели согласно критерия χ^2. Вследствие этого в дальнейших анализах используется данные МСО-модели.

Разработаны на основе данных МСО – модели одномерные и двухмерные критерии отбора исходных γ-семейств, образованных от (p+α) и A – событий, зарегистрированных в рентген эмульсионной камере (РЭК). Определены эффективности $\eta_{p+\alpha} = 0.80\pm0.05$, $\eta_A = 0.63\pm0.02$ одномерных и двумерных критериев отбора, а также их примеси $\Pi_A = 0.06\pm0.01$, $\Pi_{p+\alpha} = 0.72\pm0.03$. Для исследования химсостава и энергетических спектров ПКЛ использованы одномерные и двухмерные критерии отбора исходных семейств, образованных от (p + α) – частиц и ядер в эксперименте и МСО-модели.

С помощью одномерных и двухмерных параметров изучены в эксперименте и МСО-модели зависимости долей $\Delta_{p+\alpha}$ и Δ_A от оценочной энергии $\lg E_{оц} = A+B\cdot\lg(n_{исх}\cdot C)$. Величина $C = n_{исх}/ n'_{исх}$, где $n_{исх}$ - число исходных и $n'_{исх}$ – "омоложенных" квантов семейств, $n'_{исх}$ – число исходных γ-квантов с энергиями $E_\gamma > 0.04 \sum E_\gamma$. Коэффициенты A и B определяются из сравнения с МСО-моделью.

Результаты анализа одномерных и двухмерных параметров показали, что в эксперименте и в МСО-модели с ростом энергии $E_{оц}$ наблюдается уменьшение доли $\Delta_{p+\alpha}$ для группы частиц (p + α) и увеличение доли Δ_A для ядер ПКЛ в области энергий $E_0 = 10^{16}$- 10^{17} эВ.

Впервые методом РЭК в эксперименте с независимыми одномерными и двухмерными параметрами в области энергии $E_0 = 3\cdot10^{16}$–10^{17} эВ оценены доли $\Delta_{p+\alpha}$ =0,73±0.05 и Δ_A=0,19±0.04 исходных семейств.

В 2013 г. исследованы поперечные (R_{1E} , E_1R_{1E}) и продольные (d, D) характеристики гамма-семейств, позволяющие определить наклон энергетического спектра первичных γ-квантов в области сверхвысоких энергий $E_\gamma = 10^{14} – 10^{15}$ эВ. На основе этих характеристик разработаны новые критерии отбора гамма-семейств, чувствительные к энергетическим спектрам первичных гамма-квантов (ПГК).

Из анализа углового распределения гамма-семейств, образованных от ПГК, определен показатель β энергетического спектра. Экспериментальные значения β оказались близкими к вычисленным значениям, полученным в предположении показателя энергетического спектра ПГК β=1.33 (степень согласия по критерию χ^2 составляет 90%).

Исследованы корреляции между средним числом $< n_\gamma >$ γ-квантов семейства с различными значениями показателя наклонов (β = 1.0, 1.33 и 2.0) энергетических спектров ПГК. Эта корреляционная зависимость оказалась чувствительной к наклону энергетического спектра ПГК. В результате, после вычета фоновых событий от ядер первичных космических лучей (ПКЛ) в эксперименте определён показатель наклона энергетического спектра $\beta_{эксп}$ равный 1.33 ± 0.05 .

На основе различных эффективных (93%) критериев отбора семейств в эксперименте определена доля $\Delta_{эксп} = 6.8 \pm 0.3$ гамма-семейств, образованных от ПГК после вычета из эксперимента доли фоновых событий от ПКЛ, наигранных на основе МС0 – модели.

В 2014 г. на основе разработанных нами в 2012 г. эффективных критериев были отобраны экспериментальные и искусственные исходные гамма-семейства, зарегистрирован-ных в РЭК, от взаимодействия с ядрами атомов воздуха первичных протонов и α- частиц, а также ядер с A > 4 (p+α - и A – семейства) в области энергий $E_0 > 5\cdot10^{15}$ эВ.

Проведенный анализ экспериментальных данных с использованием этих критериев и сравнение их с данными МС0-модели позволили оценить показатели наклонов энергетических спектров ПКЛ в области энергий $E_0 > 5\cdot10^{15}$ эВ.

Определен в эксперименте "Памир" дифференциальный энергетический спектр исходных γ-квантов, образованных от протонов и α – частиц ПКЛ в области энергий $E_0 = 10^{16}$ - $5\cdot10^{16}$ эВ, который аппроксимируется степенным законом $dN/dE_0 \sim E_0^{-\gamma}$ с показателем γ = 1.95 ± 0.08. Полученный экспериментальный результат согласуется в этой области энергии с данными МС0-модели.

В эксперименте получен спектр суммарных энергий $\Sigma E_{исх}$ для исходных γ-семейств, образованных от протон+α частиц ПКЛ в области $\Sigma E_{исх}$=100-2000 ТэВ, который описывается степенной функцией с показателем $\kappa_{p+\alpha}$ = 2.14 ± 0.15, а также для этих семейств исследовано распределение параметра мультипликации $d = n_\gamma / n_{исх}$. Для этих семейств среднее значение $\overline{d}$ равно 1.81 ± 0.07. Полученные результаты согласуются с данными MC0-модели.

Изучен в эксперименте дифференциальный энергетический спектр исходных γ- квантов, для групп первичных ядер с массовым числом A > 4 в области $E_0 = 10^{16} - 10^{17}$ эВ, который аппроксимируется степенным законом $dN/dE_0 \sim E_0^{-\gamma}$ с показателем γ = 1.48 ± 0.07. Экспериментальный результат согласуется с MC0-моделью, а также в эксперименте получено распределение спектра суммарных энергий $\Sigma E_{исх}$ для исходных γ-семейств, образованных от первичных ядер с массовым числом A > 4, которое хорошо описывается степенной функцией с показателем κ_A = 3.25 ± 0.30 в области $\Sigma E_{исх}$=100-2000 ТэВ, также построено распределение параметра d для γ-семейств образованных от первичных ядер с A > 4. Среднее значение параметра $\overline{d}$ в эксперименте равно 1.35± 0.10. Полученные данные в эксперименте хорошо согласуются с результатами MC0-модели.

Из полученных данных следует, что показатель наклона κ_A спектра $\Sigma E_{исх}$ в эксперименте почти в 1.5 раза меньше, чем от показателя $\kappa_{p+\alpha}$. Это указывает на то, что в AA- сильных взаимодействиях диссипация энергии E_0 происходит сильнее, чем в (p+α) A – взаимодействиях.

IONOSPHERIC TOTAL ELECTRON CONTENT VARIATIONS OBSERVED BEFORE EARTHQUAKES: TASHKENT AND KITAB GPS STATIONS

H.E. Eshquvatov[1,2]

Institute of Nuclear Physics,
Ulughbek, Tashkent 100214, Uzbekistan

[2] *Ulugh Beg Astronomical Institute,*
Astronomicheskaya 33, Tashkent 100052, Uzbekistan e-mail: husan@astrin.uz

Space segment of GPS (Global Positioning System) nominally consists of 24 main satellites and four spares. Spacecrafts are moving along six circular orbits at 20200 km with the inclination angle 55° and evenly spaced in the longitude by 60°. Each GPS satellite emits two high-stable signal at the frequencies f_1 = 1575.42 MHz and f_2 = 1227.60 MHz. Anomalous variations of Ionospheric Total Electron Content (TEC) a few days before local earthquakes can be regarded as a precursory signals. Since the Global Navigation Satellite System (GNSS) data can be used to measure the ionospheric TEC, the technique has received our attention as a potential tool to detect ionospheric perturbations related to the earthquakes. We analyze GPS derived TEC disturbances from two GPS stations located in Tashkent and Kitab (Uzbekistan), for possible earthquake ionospheric precursors. Our analysis encompasses the earthquakes from year 2006 to year 2014 which occurred mostly in and around Uzbekistan in seismically active zones. The results show anomalous increase or decrease of TEC before or during the earthquakes. In general the anomalies occurred 1–7 days before the earthquakes as ionospheric electromagnetic precursors. To identify the anomalous values of TEC we calculated differential TEC (dTEC). dTEC is obtained by subtracting monthly averaged diurnal vTEC from the values of observed vTEC at each epoch. This procedure removes normal diurnal variations of vTEC. The GPS based TEC measurements have been discussed in a number of recent papers as ionospheric precursors correlated with the earthquakes [1-4].

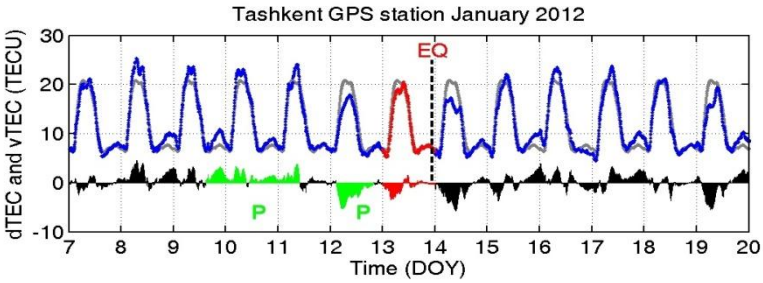


Fig.1. Tashkent station vTEC and dTEC data for the Afghan EQ occurred in January 13, 2012.

An absolute estimate of the slant TEC is derived from the code pseudo-ranges as follows:

$$TEC = \frac{f_1^2 f_2^2}{40.3(f_1^2 - f_2^2)}(P_2 - P_1) \text{ (el/m}^2\text{) (1)}$$

P indicates the pseudo-range observable and the TEC is usually expressed in units of TECU (10^{16}el/m^2). The new result observed by new GPS device installed in Tashkent station for the Afghanistan M = 5.0 EQ occurred on 13-Jan-2012 is presented in the Fig.1 and fully supports our previous results analyzed by the statistical observations that the strong local earthquakes are preceded by the ionospheric precursors.

References

1. J. Y. Liu, Y. J. Chuo, S. J. Shan, Y. B. Tsai, Y. I. Chen, S. A. Pulinets and S. B. Yu, Ann. Geophys. **22**, 1585 (2004).
2. S. Pulinets, A. Leyva Contreras, G. Bisiacchi-Giraldi and L. Ciraolo, Geofisica Internacional. **44**, 369 (2005).
3. O. P. Singh, V. Chauhan, V. Singh, B. Singh, Phys. Chem. Earth **34**, 479 (2009).
4. S.R. Tojiev, B.J. Ahmedov, Y.A. Tillayev, H.E. Eshkuvatov, Advances in Space Research **52**, 1146-1154, 2013.

QUANTUM INTERFERENCE EFFECTS IN CONFORMAL WEYL GRAVITY

A. Hakimov, J. Rayimbaev

Ulugh Beg Astronomical Institute,
Tashkent 100052, Uzbekistan, abdullo@astrin.uz

General relativistic quantum interference effects in the fourth-order theory of slowly rotating conformal Weyl space-time as the phase shift effects of interfering particles in neutron interferometer are considered. Using the covariant Klein-Gordon equation in the nonrelativistic approximation, it has been shown that the phase shift of the interfering particle in neutron interferometer includes potential terms with the Weyl parameter of the conformal fourth-order theory. These terms can be, in principle, detected by sensitive interferometer and derived results can be further used in experiments to detect the hidden mass, which is responsible for the galactic rotation curve. Comparing results of the measurement of the gravitational redshift by the interferometer in the gravitatonal field of the Earth with our theoretical prediction it has been obtained for the Weyl parameter as $\gamma \le 10^{-20}\,\text{cm}^{-1}$.

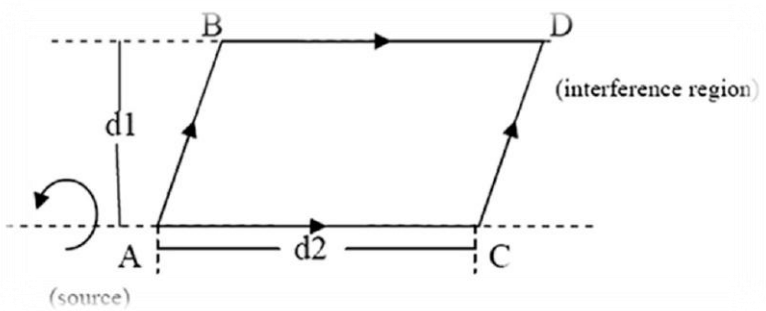


Fig.1. Schematic illustration of alternate paths separated in the vertical direction in a neutron interferometer.

References

1. A.A. Hakimov, B.T. Turimov, A.A. Abdujabbarov and B.J. Ahmedov, Mod. Phys. Lett. A **25**, 37 (2010).
2. P.D. Mannheim and D. Kazanas, Phys. Rev. D**44**, 417 (1991).

MOTION OF CHARGED PARTICLES IN AN ELECTRO- MAGNETIC FIELD IN KERR-TAUB-NUT SPACETIME

S.R. Shaymatov[1,2]

[1]*Institute of Nuclear Physics,*
Tashkent 100214, Uzbekistan

[2]*Ulugh Beg Astronomical Institute,*
Tashkent 100052, Uzbekistan

The observational data from some black hole candidates suggest the importance of electromagnetic fields in the vicinity of a black hole. Highly magnetized disk accretion may play an importance rule, and large-scale magnetic field may be formed above the disk surface [1].

Here we study the motion of a relativistic charged test particle with rest mass m and charge q in the Kerr-Taub-NUT spacetime in an external magnetic field. We consider the Kerr-Taub-NUT spacetime which in a spherical coordinates (ct, r, θ, φ) described by the nonzero components of the contravariant metric $g^{\mu\vartheta}$ [2,3]

$$g^{tt} = \frac{\Sigma}{\Delta - a^2 \sin^2\theta}, \qquad g^{t\varphi} = \frac{\Sigma}{\Delta\chi - a(\Sigma + a\chi)\sin^2\theta}, \qquad g^{\varphi\varphi} = -\frac{\Sigma}{(\Sigma + a\chi)^2 \sin^2\theta - \chi^2\Delta},$$

$$g^{rr} = -\frac{\Delta}{\Sigma}, \qquad g^{\theta\theta} = -\frac{1}{\Sigma}. \tag{1}$$

Here parameters Σ, Δ, and χ are defined as

$$\Sigma = r^2 + (l + a\cos\theta)^2, \ \Delta = r^2 - 2Mr - l^2 + a^2, \ \chi = a\sin^2\theta - 2l\cos\theta, \tag{2}$$

where l is the gravitomagnetic charge, $a = J/M$ is the specific angular momentum of the compact object with total mass M. We assume that the external electromagnetic field is stationary and axisymmetric and would not disturb the background geometry of the spacetime.

In this Kerr-Taub-NUT spacetime magnetosphere, we expect that the dipole magnetic field configuration can trap a charged particle within their magnetic bottle, even if it extends close to the black hole. The four-vector potential of the black hole dipole has only two nonzero components, A_t and A_φ, the dipole magnetic field and an induced quadruple electric field in the Kerr-Taub-NUT spacetime [5]. For these two nonzero components of the four -vector potential in the Kerr black hole are obtained in [6,7,8].

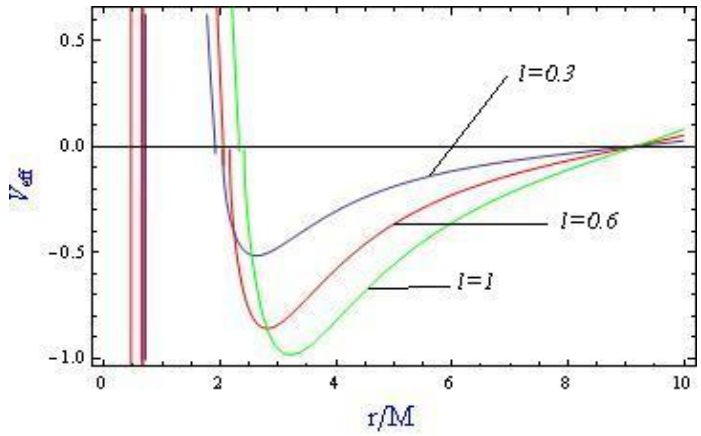


Fig.1. The effective potential of charged test particle in the electromagnetic field around Kerr-Taub-NUT spacetime for the different values of dimensionless NUT parameter in the case when specific angular momentum $= 0.5M$.

Here, we consider off –equatorial motion for a charged test particle in the dipole magnetic field of the Kerr-Taub-NUT spacetime. By using the condition $g^{\mu\vartheta} p_\mu p_\vartheta = m^2$ with the constants of motion E and L, we can define the effective potential without the kinetic terms ($p^r = p^\theta = 0$) of the poloidal motion [9] as

$$V_{eff}(r,\theta) \equiv \frac{E_{min}}{m} = \frac{q}{m}A_t + \frac{g^{t\varphi}}{g^{tt}}\left(\frac{L}{m} + \frac{q}{m}A_\varphi\right) + \frac{1}{g^{tt}}\left(D\left(\frac{L}{m} + \frac{q}{m}A_\varphi\right)^2 + g^{tt}\right)^{1/2}, \tag{3}$$

where $D = (g^{t\varphi})^2 - g^{tt} g^{\varphi\varphi}$ and E_{min} is the allowed minimum energy for a particle at the injection point. In the Fig.1 the radial dependence of the effective potential of charged test particle has been shown for various dimensionless NUT parameter values. It shows that the presence of the NUT parameter l slightly moves the shape of the effective potential down.

In conclusion, we have obtained the basic results helping us to understand the motion of a charged test particle in the electromagnetic field. Although in this paper we consider the main equations of motion , we could not understand how to be a charged particle's motion (regular or chaotic) and effects by NUT parameter (l) on a charged particle when we treat a motion of a charged particle in the electromagnetic field

around Kerr-Taub-NUT spacetime. It is a future work to confirm the above suggestion by more detailed analysis.

References

1. Masaaki,T., Hiroko, K.: The Astr. Journal, **693**:472-485, (2009)
2. Dadhich, N., Turakulov, Z.Ya.: Class. Quantum Gravit. **20**, 457 (2003).
3. Bini, D., Cherubini, C., Janzen, R.T., Mashhoon, B.: Class. Quantum Grav. **20**, 457 (2003).
4. Misner,C.W.,Thorne, K.S., and Wheeler, J.H.: Gravitation(San Francisco CA: Freeman) (1973).
5. Abdujabbarov, A.A., Ahmedov, B.J., Kagramanova, V.G.: Gen. Relativ. Gravit. **40** , 2515 (2008).
6. Peterson, J.A., Phys.Rev. **D12**, 2218 (1975).
7. Dhurandhar, S.V., Dadhich, N.: Phys. Rev. **D29**, 2712 (1984).
8. Prasanna, A.R., Vishveshwara, C.V.: Pramana, **11**, 359 (1978).
9. Esteban, E.P., Medina, I. R.: Phys. Rev. **D42**, 307 (1990).

PARTICLE MOTION AND COLLISIONS AROUND ROTATING REGULAR BLACK HOLE

B.A. Toshmatov[1], D.B. Fayzullayev[1], A.I. Mamadjanov[2]

[1]*Institute of Nuclear Physics,*
Ulughbek, Tashkent 100214, Uzbekistan,(+99871) 2893820, b.a.toshmatov@gmail.com

[2]*Namangan Engineering-Pedagogical Institute,*
Namangan 160103, Uzbekistan

The neutral particle motion around rotating regular black hole that was derived from the Ayon-Beato-Garcia black hole solution by the Newman-Janis algorithm in the preceding paper [Phys. Rev. D 89, 104017, (2014)] has been studied. The dependencies of the ISCO (innermost stable circular orbits along geodesics) and unstable orbits on the value of the electric charge of the rotating regular black hole have been shown. Energy extraction from the rotating regular black hole through various processes has been examined. We have found expression of the center of mass energy for the colliding neutral particles coming from infinity, based on the BSW (Banados-Silk-West) mechanism. The electric charge Q of rotating regular black hole decreases the potential of the gravitational field and the particle needs less bound energy at the circular geodesics. This causes the increase of efficiency of the energy extraction through BSW process in the presence of the electric charge Q from rotating regular black hole. It has been shown that the efficiency of the energy extraction from the rotating regular black hole via the Penrose process decreases with the increase of the electric charge Q and is smaller with compare to 20.7 % which is the value for the extreme Kerr black hole with the specific angular momentum a=M.

References

1. M. Banados, J. Silk, S.M. West, Phys. Rev. Lett. **103**, 111102 (2009).
2. B. Toshmatov, B. Ahmedov, A. Abdujabbarov, Z. Stuchlik, Phys Rev. **D89**, 104017 (2014).
3. E. Ayon-Beato and A. Garcia, Phys. Rev. Lett. **B80**, 5056 (1998).
4. A. Tursunov, M. Kolos, A. Abdujabbarov, B. Ahmedov, Z. Stuchlik, Phys. Rev. **D88**, 124001 (2013).
5. A.A. Abdujabbarov, B.J. Ahmedov, S.R. Shaymatov, A.S. Rakhmatov, Astrophys. Space Sci. **334**, 237 (2011).
6. O.B. Zaslavskii, Phys. Rev. **D82**, 083004 (2010).
7. T. Harada, H. Nemoto, U. Miyamoto, Phys. Rev. **D86**, 024027 (2012).

ПРОИЗВОДСТВО ГАММА-ДЕФЕКТОСКОПОВ ГАММАРИД-192 НА ОСНОВЕ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИРИДИЯ-192

У.Т.Ашрапов, С.С.Хужаев, С.А.Байтелесов

Институт ядерной физики Адемии наук РУз ,
г.Ташкент, пос. Улугбек, Узбекистан

С каждым годом в Республике Узбекистан вводятся в эксплуатацию новые строительные объекты по добыче, транспортировке и переработке газо-нефтепродуктов (Устютский Газохимический Комплекс, Талимарджанская ТЭС, Мубарекский газоперерабатывающий завод и др.), где широко используется радиационный неразрушающей контроль (НК) сварных соединений толстостенных трубопроводов, закрытых емкостей, различных установок и настоящее время наблюдается острая потребность в гамма-дефектоскопах «Гаммарид-192» укомплектованных радиоактивными источниками ионизирующего излучения (ИИИ) Иридий-192.

Гамма-дефектоскоп типа «Гаммарид-192» в комплекте с ИИИ Иридий-192 активностью 100-120 Кюри является переносным универсальным шланговым аппаратом, предназначенный для радиографического контроля качества изделий с различной техно-логией изготовления (литых сварных, кованных, прессованных и др.) без их разрушения [1].

Импортирование зарубежных аналогов гамма-дефектоскопа «Гаммарид-192» (гамма-радиограф Delta 880) связано с трудностями по получению разрешения на ввоз радиоактивных источников Иридий-192, приобретения и доставки из-за рубежа гамма-радиографов, утилизации отработавших источников Иридий-192.

В ИЯФ АН РУз группой ученых и специалистов создана технологическая линия по производству капсулированных источников Иридий-192 и укомплектованию гамма-дефектоскопов «Гаммарид-192/120М» опытными образцами капсулированных источников Иридий-192 активностью 120 Кюри. Капсулированные источники Иридий-192 были изготовлены на основе радионуклида Иридий-192 с удельной активностью 550 Кюри/г Ir^{192} полученного при облучении природного иридия тепловыми нейтронами реактора по ядерной реакции Ir^{191} (n, γ) Ir^{192} [2].

Изучение распределения плотности потока тепловых нейтронов активной зоны реактора ВВР-СМ вдоль вертикального канала облучения при помощи малогабаритного термо-нейтронного датчика [3] показало, что максимальная величина плотности потока тепловых нейтронов наблюдается на расстоянии 35-45 см внизу от верхней точки вертикального канала облучения. Технологическая линия производства капсулированного источника Иридий-192 состоит из следующих этапов: Вначале подготавливают образцы диско-образных пластинок (∅=3,0мм и h=0,2мм) природного иридия, которые упаковывают в алюминиевую фольгу, размещают в блок контейнер ЭК-22 [4] и облучают в вертикальном канале №5-7 реактора ВВР-СМ в течении 1680 часов при потоке тепловых нейтронов $1{,}0 \times 10^{14}$ нейтрон/см^2·сек. После облучения радиоактивные образцы иридия промывают раствором щелочи и водой, высушивают и размещают в капсулу из нержавеющей стали (∅=5,5мм и h=8,0мм). Герметизацию капсулы источника Иридий-192 проводят дистанционной аргонно-дуговой сваркой. Проверку герметичности капсулы источника Иридия-192 проводят иммерсионным методом [5]. Активность капсулированного источника Иридий-192 определяют дозиметрическим методом. В защитном боксе Республиканской центральной изотопной лаборатории института капсулированный источник Иридий-192 размещают в держатель с гибким валом гамма-дефектоскопа типа «Гаммарид-192/120М», проводят вальцовку крышки держателя в корпус держателя с радиоактивным источником Иридий-192 и монтаж держателя с радиоактивным источником Иридий-192 в радиационную головку гамма-дефектоскопа типа «Гаммарид-192/120М».

Тестирование по неразрушающему контролю отрезки трубы (Ø=219 мм, толщина=8,0 мм) со сварным швом через две стенки при использовании канавочного эталона чувствительности №11, рентгеновской пленки типа «Kodak Industres» АА-400 с размером 70х300мм со свинцовыми экранами и гамма-дефектоскопа «Гаммарид-192/120М» с опытным источником Иридий-192 показало, что полученные методом просвечивания гамма-радиацией ИИИ Иридий-192 рентгеновские снимки по чувствительности и качеству, соответствуют требованиям ГОСТ-7512-82 «Контроль неразрушающий. Соединения сварные. Радиографический метод».

Работы выполнены по инновационному проекту ФА-ФИ-Ф006 И2-ФА-0-61161 «Создание технологического участка по производству капсулированных источников Иридия-192 для гамма-дефектоскопов Гаммарид-192».

Литература

1. Гамма-дефектоскоп типа «Гаммарид-192». Техническое описание и инструкция по эксплуатации. 1988. с.51.
2. Левин В.И. Получение радиоактивных изотопов.-М.: Амотиздат.1972.С.25.
3. П.Г.Афанасьев, Т.Б.Ашрапов, Н.Абдусалямов и др. Труды IV Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях.-М.: 1985, С.67-68.
4. Юлдашев Б.С., Ашрапов Т.Б., Мирзаев Н.М., Ашрапов У.Т. Контейнер для облучения образцов в реакторе. Предварительный патент Республики Узбекистан № IDP 04633. 2000.
5. Ашрапов У.Т., Эргашев Х.А., Махкамов Ш.М. Метод проверки герметичности источника ионизирующего излучения. Предварительный патент Республики Узбекистан № 4943. 1997.

ВЗРЫВАЮЩИЕСЯ ПРОВОЛОЧКИ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

В.Г.Колесник, Е.В.Урусова, Е.С.Басова, М.В.Урусов*

Институт ядерной физики АН РУз,
**Рязанский радиотехнический университет, Россия*
г.Ташкент, п.Улугбек, 100214, Узбекистан. Тел.:(99871)2893592; факс:(99871)1503080; e-mail: kolesnik@inp.uz

Основным предметом исследований являются плазменные СВЧ технологии, при которых возникает резонансное увеличение энергии тока. На основе экспериментов с взрывающимися проволочками (ВП) и теоретических расчетов была разработана экспериментальная установка «Магнитный V диполь» (MVD).

В экспериментах с ВП исследовался процесс возбуждения плазмы в скрещенных полях. В основу построения схемы установки (рис.1 (а,б)) были заложены условия коммутации сильных токов с индуктивной нагрузкой. Индуктивность L_{eff} варьировалась в пределах 5÷30 мкГн. Использовалась медная проволочка с Ø=0,1-0,2 мм с эмалевой изоляцией. Для измерения параметров RLC контура до экспериментов производили калибровку: устанавливали “перемычку” из проволочки Ø=5 мм, равную по значению индуктивности ВП. Длительность калибровочных колебаний на частоте 50 кГц составляла 250 мксек, до полного затухания. На рис.2: а – импульс тока калибровки 50 кГц; б - импульс тока ВП до обрыва тока; с - импульс тока ВП после взрыва с частотой ~1 МГц (ячейка сетки 2 мксек по оси абсцисс, 7 кА по оси ординат). Длительность обрыва импульса тока ~0,8÷1,0 мксек. Обрыв тока соответствует максимуму тока и максимуму магнитного поля. В стадии обрыва процесс не регистрируется, так как ток имеет частоту, значительно превышающую частоту развёртки осциллографа.

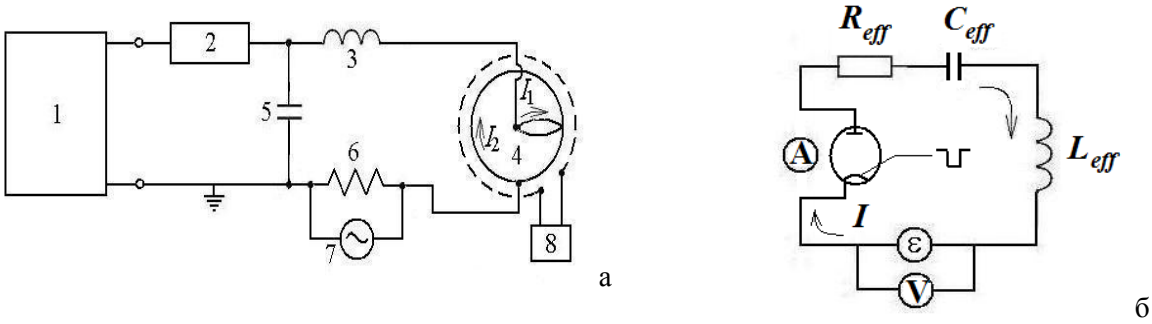


Рис. 1. - Блок-схема MVD измерений: а) – MVD; б) – ВП.

В нашем колебательном RLC контуре формируются электромагнитная волна и плазменный сгусток. Низкочастотные колебания RLC контура модулируются высокочастотными, возникающими в резонансе. Магнитная индукция L_{eff} (рис.1б) усиливает напряженность магнитного поля, и взрывы проволочки можно считать «магнитными». В экспериментах с ВП были получены результаты с одиночными взрывами. На этой основе была спроектирована установка MVD, где количество взрывов в непрерывном режиме было увеличено до нескольких кГц.

Далее, в эксперименте с MVD (рис.2(а,б)) формировалась петля тока (ПТ) в атмосфере воздуха в скрещенных полях. В центре реактора был установлен анод, стенки являлись катодом. При поджиге - кратковременном замыкании анод-катодного пространства, возбуждались резонансные автоколебания. Ускоренные электроны и ионы формировали высокочастотную (50÷100 МГц) и низкочастотную (1÷10 МГц) ветви ПТ. Токи в ПТ I_1 и в обмотке соленоида I_2 совместно создавали «бегущее магнитное поле» на циклической частоте. Использовался источник постоянного тока на 8 кВ мощностью 2,5 кВт (1 на рис.1а). Индуктивность L_{eff} (3) представляла собой первую обмотку вокруг реактора (4). Магнитное поле в первой обмотке создавалось током ПТ I_1. Вторая обмотка (8) постоянного магнитного поля запитывалась от источника постоянного тока I_2. ПТ вращалась, испытывая ларморовскую прецессию. Ток ПТ составляли электроны и ионы воздуха, в «магнитных» волнах с круговой поляризацией (за счет включения в цепь большой индуктивности).

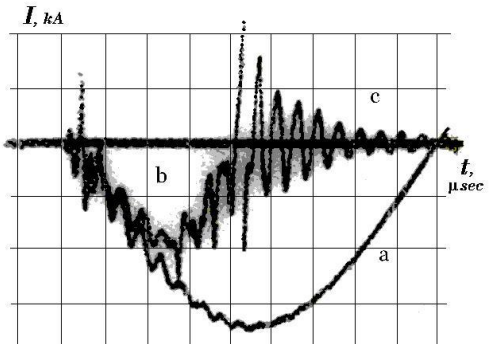


Рис. 2. Фото осциллограммы импульсов: a – тока калибровки без плазмы; b – тока ВП до обрыва; c – то же после обрыва.

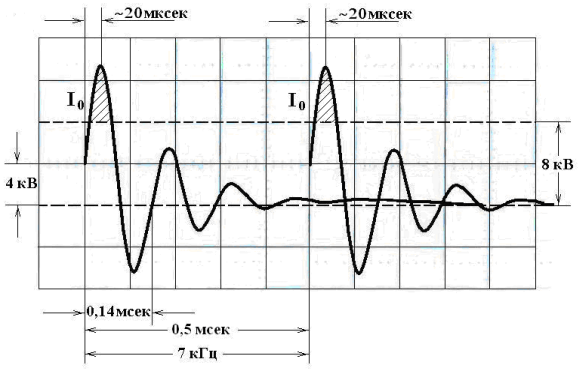


Рис.3. Осциллограмма тока основной резонансной моды. Заштрихованная область -энергия накачки.

В экспериментах с ВП наблюдается генерация ЭМ поля на частоте 1 МГц, которое использовалось в MVD. Экспериментально получена вращающаяся ПТ с постоянно удерживаемым током 1,75 кА при нагрузке на сопротивлении, в результате прямого преобразования энергии частиц - электронов и ионов, мощностью 0,9 МВт, от источника питания 2,5 кВт. Заряженные частицы вовлечены в ПТ, которая совершает осцилляторно-вращательные движения вокруг центра масс. Коэффициент накачки энергии составил 390 раз. Это является результатом усиления тока, что приводит к развалу сложных структур.

Литература

1. Колесник В.Г., Урусова Е.В. и др. "Способ получения ядерной энергии" /Патент РУз № IAP 03701 от 12.10.2005г.
2. Колесник В.Г., Урусова Е.В., Басова Е.С. и др. "Способ восстановления кремния и титана путем генерации электромагнитных взаимодействий частиц SiO_2, $FeTiO_3$ и магнитных волн" /Международная заявка WIPO/PCT: WO 2012/135872 A1 от 04.10.2012.

КОМПЕНСИРОВАННЫЙ ЗАРЯД MVD

В.Г.Колесник, Е.В.Урусова, Е.С.Басова, М.В.Урусов*

Институт ядерной физики АН РУз,
**Рязанский радиотехнический университет, Россия*
г.Ташкент, п.Улугбек, 100214, Узбекистан. Тел.:(99871)2893592; факс:(99871)1503080; e-mail: kolesnik@inp.uz,

На основе экспериментов с взрывающимися проволочками (ВП), где исследовался процесс возбуждения плазмы в скрещенных полях, и теоретических расчетов была разработана экспериментальная плазменная установка «Магнитный V диполь» (MVD) [1]. MVD представляет собой систему из трех вложенных колебательных контуров с общей нагрузкой в виде плазменной вращающейся петли тока (ПТ), сформированной из ионизованной материи воздуха или минерального сырья (рис.1).

Внешний резонансный RLC контур включает ударную полоидальную обмотку вокруг плазменного реактора с интервалом резонансных частот (1÷1000) Гц. Вложенный первый резонансный контур образован ПТ ионизованных частиц с циклической частотой $f_ц$ ~ 400 Гц (50 Гц ÷ 5 кГц, частота зависит от геометрии и габаритов камеры). Вложенный второй контур –это совокупность заряженных частиц- микро-осцилляторов, частоты которых зависят от типа частиц, вида резонанса, величины результирующей магнитной индукции.

Поле в системе MVD формируется как квазипостоянное электрическое, квазипостоянное магнитное и вихревое магнитное, которые вносят свой вклад в процесс. Частоты зависят от напряжения, подаваемого от источника питания на ударную обмотку во внешнем контуре. «Ударное» напряжение $U_0 = 7$ кВ; действующее значение ускоряющего напряжения поддерживается постоянным: $U_д = 4{,}5$ кВ. Энергия $U_д$ заряжает конденсатор С и при разряде вызывает ионизацию анод-катодного (АК) пространства, где образуется вращающийся плазменный шнур – ПТ, который представляет «нейтральный заряд» со свойствами, аналогичными нейтрону.

Электронная и ионная ветви ПТ замыкают цепь в промежутке АК, что можно назвать «энергетическим соединением сгруппированных сгустков заряженных частиц» или «компенсированным зарядом». ПТ вращается в экваториальной плоскости в кольце между А и К,

занимая некоторую высоту L и объем V. Движение в пространстве V происходит по сложной траектории, называемой трахоидой [2]: в экваториальной плоскости ПТ совершает вращение по окружности радиуса, равного половине разности большого К и малого А радиусов, центр этой окружности внутри кольца АК дрейфует по окружности (O,R) с центром на оси симметрии обоих электродов (рис.2). В вертикальном направлении ПТ двигается по спирали вверх и вниз вокруг оси, ограниченной высотой L, дрейфующей по (O,R).

Рис.1. Петля тока MVD.

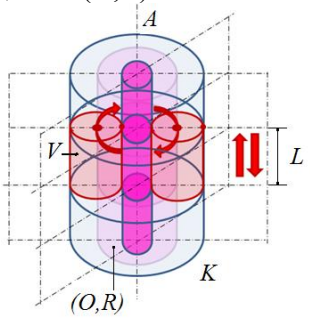


Рис.2. Сложное движение ПТ.

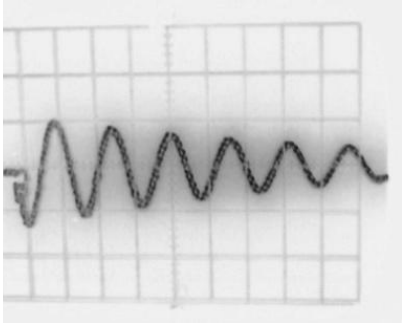


Рис.3.Фото процесса образования MVD при 8 кВ.

Во вложенном колебательном контуре первого уровня течет ток ПТ $I = 1{,}76$ кА с циклической частотой $f_ц$. В области пространства V ПТ совершает движение в электрическом и магнитном полях при ускоряющем напряжении $U_д$, кинетическая энергия частиц будет увеличиваться и достигать 4,5 кэВ. Происходит прямое преобразование энергии поля в кинетическую энергию частиц, которые ускоряются в ПТ. Ток ПТ индуцирует вокруг себя вихревое магнитное поле, вызывающее резонансные явления.

Внутренний вложенный контур образован заряженными частицами, которые можно объединить в один микро-резонансный контур. Частицы вовлекаются в процесс ионного и электронного циклотронного резонанса, с частотами в интервале ($10^4 \div 10^{22}$)Гц (самые высокие частоты у электронов). Три контура образуют результирующее магнитное поле, которое согласовано с током ПТ, и вместе образуют систему MVD скомпенсированного заряда. При подключении тороидальной обмотки с частотой (50÷400) Гц последовательно с ударной полоидальной обмоткой, направление магнитной энергии поворачивается на встречное. Два направления движения электромагнитной энергии существуют одновременно, это так называемое «бифилярное движение» со скоростью света, которое выглядит на осциллограмме как «плетенка» (рис.3), в которой происходит квантование энергии и переход из магнитной фазы в электрическую фазу. Практически на установке получено электричество в непрерывном режиме 0,9 МВт [1].

Литература

1. Колесник В.Г., Басова Е.С., Урусова Е.В. «Усиление тока в плазме при резонансном взаимодействии электромагнитных волн и заряженных частиц» / В сборнике трудов Международной конференции «Fundamental and applied problems of physics», 21-22 октября 2013г., Ташкент, С.12-14.
2. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. в книге «Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях» / М., Наука, 1972, гл.1-2, стр. 7-13, 106-109.

ПЕРЕХОД ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭНЕРГИЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В MVD

В.Г.Колесник, Е.В.Урусова, Е.С.Басова, М.В.Урусов*

Институт ядерной физики АН РУз

**Рязанский радиотехнический университет, Россия*

г.Ташкент, п.Улугбек, 100214, Узбекистан. Тел.:(99871)2893592; факс:(99871)1503080; e-mail: kolesnik@inp.uz,

В физике известны 4 вида фундаментальных взаимодействий и 2 вида зарядов, условно названных положительными и отрицательными. Интересна как сама природа различий между ними, так и механизмы фазовых переходов энергии из одной формы в другую. В экспериментах с установкой «Магнитный V диполь» (MVD) при генерации петли тока (ПТ) наблюдаются такие фазовые переходы. Они носят нелинейный характер и имеют резонансную природу.

MVD представляет собой систему из трех вложенных резонансных колебательных контуров с общей нагрузкой в виде ПТ. На коаксиально расположенные анод А и катод К через полоидальную обмотку плазменного реактора подается напряжение: ударное $U_0 = 7$ кВ, действующее $U_\partial = 4{,}5$ кВ. Энергия U_∂ заряжает конденсатор С и при разряде вызывает ионизацию анод-катодного (АК) пространства, где образуется вращающийся плазменный шнур - ПТ. Низкая частота внешнего RLC контура модулирована более высокой резонансной частотой ПТ - $f_{рез}$, которая модулирована спектром высоких резонансных частот ионов и электронов вещества в камере.

Электронная и ионная ветви ПТ замыкают цепь в промежутке АК, ток ПТ I=1,7 кА. Ионы и электроны летят навстречу друг другу по окружности и представляют единое энергетическое образование – «компенсированный заряд», окруженный магнитным полем в виде замкнутых волн с круговой поляризацией. Энергия системы делится поровну на кинетическую энергию зарядов и магнитную энергию тока в соответствии с выражением $\frac{CU^2}{2} = \frac{mc^2}{2}$ [1], магнитная может накапливаться до высоких значений напряженности магнитного поля (до 10^{10} Тл).

Компенсированный заряд находится в состоянии динамического равновесия в центре масс двух плоских инерциальных систем отсчета: лабораторной системы отсчета и системы отсчета заряда. Это одновременное существование в двух системах обуславливает возможность встречного (бифилярного) направления векторов напряженностей полей. В каждой инерциальной системе ПТ можно рассматривать как замкнутую резонансную колебательную систему.

Накачка магнитной энергии в катушке приводит к увеличению кинетической энергии заряженных частиц, накапливающих магнитную энергию ПТ. На осциллограмме такой импульс имеет вид «плетенки», что свидетельствует о бифилярном движении энергии. «Плетенка» представляет собой две траектории поля, свитых на частоте $f_{рез}$, модулированных частотой RLC контура ПТ. При встречном движении волн индуктивность «исчезает», и перенос энергии осуществляется со скоростью света. Магнитная энергия может переходить в электрическую при взаимном квантовании двух бифилярных потоков энергии. Каждая отдельно взятая сверхвысокочастотная ячейка «плетенки» представляет собой сгруппированную энергию поля.

Так происходят фазовые переходы энергии или изменение типа фундаментального взаимодействия. Имеет место преобразование импульса заряда в энергию электромагнитного взаимодействия. Эксперименты подтверждают что в MVD происходят: а) разрушение кристаллической структуры различных минералов; б) генерация магнитной энергии с переходом в электрическую, получение дополнительной электрической энергии; в) ускорение частиц на сверхвысокие энергии; г) возможность передачи энергии в пространстве без проводов.

Например, в коллайдере можно получить внутренний компенсированный заряд, равный внешнему компенсированному заряду, или он будет ускоряться на величину разницы энергии двух компенсированных зарядов. Данные исследования позволят ускорять частицы на сверхвысокие энергии на новом принципе, а также разрушать частицы материи до состояния конденсированной холодной плазмы. Переход энергии магнитного поля в электрическую энергию происходит аналогично в соответствии с законами классической электродинамики.

Литература

1. Колесник В.Г., Урусова Е.В. и др. "Способ получения ядерной энергии"/ Патент РУз № IAP 03701 от 12.10.2005г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКСХАЛЯЦИИ РАДОНА ИЗ ДОИСТОРИЧЕСКИХ И ДРЕВНИХ КОСТНЫХ ОБРАЗЦОВ

А. Васидов*, А.Ахмадшаев, Б.Дж.Сайдуллаев

Институт ядерной физики АН РУз
**Геологический музей Госкомгеологии Узбекистана*
Ташкент, Узбекистан тел. 2893645; samad@inp.uz

Введение. Исследование древнейших периодов зарождения и развития человечества и останков его материальной культуры всегда были в центре внимания геологов, археологов, антропологов, историков, палеонтологов всего мира. Такие исследования особенно актуальны по нашему региону, так как они направлены на получение информации об особенностях древних поселений на территории нашей страны. Кости животных и человека, как правило, достаточно обильны в археологических памятниках, а зачастую являются и наиболее многочисленными материалами [1].

Поэтому исследование основных компонентов и других микроэлементов в костях может дать ценную информацию о возрасте, образе жизни на Земле доисторических реликтов.

К древним костным останкам относятся находки медведя и архантропа (home sapience) из древней стоянки Сельунгур, расположенной на территории Южной Ферганы, найденным Ташкентским отделением Института археологии АН РУз в 1980 годах [2]. Доисторические образцы из бедренных суставов динозавров и слонов (череп, зуб, бивень и почва) были взяты из геологического музея Республики Узбекистан [2, 3]. Все кости сохранены в среднем состоянии, и поэтому, по естественной сохранности тканей костных останков отвечают на 2-3 балла [1].

Нами [2] был проведен инструментальный нейтронно-активационный анализ элементного состава исторических и древних костей из скелетов, где было найдено существование прямой корреляции между возрастами скелетов и содержаниями концентрации урана в них, накопившихся в результате длительного контакта скелетов с почвой.

Цель. Определение концентрации радона в доисторических и древних костных образцах животных и людей с помощью твердотельного трекового детектора типа CR-39 и изучение скорости эксхаляции радона в системе «кость/почва».

Эксперимент. Измельченные в порошки по m=10 грамм: – кости динозавров (КД1, КД2), слонов (КС1, КС2), медведя (КМ), архантропа (КА) и их почвы были экспонированы в течение 30–35 дней, вместе детекторами CR-39 в герметично закрытых пластиковых камерах. После экспонирования детекторы были удалены из камер для химического травления и подсчета следов α-частиц. Величины объемной активности и скорости эксхаляции радона из костей и почв были определены по методам, описанным в [4].

Результаты и заключение. В таблице 1, приведены результаты эксперимента – плотность (ρ) треков α-частиц, тр/см^{2}дн; активность радона (A_{Rn}), Бк/м^3; скорость эксхаляции радона (E) Бк/ч·кг из костей и почв.

Таблица 1.

Образцы костей и почв	ρ, тр/см^{2}дн	$\rho_{пол}$, тр/см^{2}дн	A_{Rn}, Бк/м^3	$E_к$ и $E_п$, Бк/ч·кг	$E_к/E_п$
КД1 почва	295 97	241 43	1410 251	41,73 7,43	5,6
КД2 Почва	245 97	191 43	1117 251	33,06 7,43	4,4
КА почва	287 90	233 36	1360 210	40,25 6,2	6,5
КМ почва	571 90	517 36	3024 210	89,5 6,2	14,4
КС1 почва	2820 293	2766 239	16180 1398	478,9 41,4	11,5
КС2 почва	562 100	508 46	2970 269	87,9 7,9	11,2
Фон	54				

Как видно из таблицы 1, значения скорости эксхаляции радона из костей находятся в пределах 33÷479 Бк/ч·кг, а из почв 6,2÷41,4 Бк/ч·кг. Можно сказать, что соотношение величин $E_к/E_п$, имеют слабую зависимость от срока залегания скелетов в почвах.

Литература

1. Антипина Е. Е. Костные остатки животных из поселения Горный // Российская археология. – 1999. №1. –С. 103–116.
2. Vasidov A., Osinskaya N.S., Khatamov Sh., Akhmadshaev A.Sh. INAA of the prehistoric and ancient bone remains // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 2008. v. 278(2). –P. 287-291.
3. Тойчиев Х.А., Крахмаль, Абдуназаров У.К. Открытие захоронения южного мамонта на территории Узбекистана // Основные проблемы магматической геологии западного Тянь-Шаня. Материалы II Респ. Конф. Ташкент. 2013. С. 124–127.
4. Васидов А. Методы измерения объемной активности и скорости эксхаляции радона // Изд-во LAMBERT Academic Publishing. Германия. 2013. -216 с.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НОРМИРОВАННЫХ ИНВАРИАНТНЫХ ИНКЛЮЗИВНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОТОНОВ-ФРАГМЕНТОВ В ^{16}OP- И P^{20}NE-СОУДАРЕНИЯХ

Э.Х. Базаров, С.Л. Лутпуллаев*), Д.А. Каршиев, Б.С. Юлдашев

Институт ядерной физики АН РУз
г. Ташкент пос. Улугбек

*)*Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз,*
г.Ташкент, Бодомзор йули, 2б,тел. 235 43 97, e-mail: petrov@uzsci.net

Выделение вкладов различных механизмов в процесс образования протонов-фрагментов можно осуществить фитированием их импульсных спектров. В таблице приведены результаты аппроксимации экспериментальных данных функцией вида для протонов, образованных в ^{16}Op- и p^{20}Ne-соударениях при 3.25 А ГэВ/с и 300 ГэВ/с

$$f(p)=a_1\exp(-b_1p^2)+a_2\exp(-b_2p^2)+a_3\exp(-b_3p^2), \quad (1)$$

Таблица 1

Результаты аппроксимации нормированного инвариантного дифференциального инклюзивного распределения в ал.с.к. протонов-фрагментов по импульсу для ^{16}Op-взаимодействий при 3.25 А ГэВ/с [1] и p^{20}Ne-соударений при 300 ГэВ/с [2] формулой (1)

Параметры	Тип взаимодействия				
	^{16}Op			P^{20}Ne	
	Все протоны	Испущенные вперед	Испущенные назад	Все протоны	Испущенные вперед
a_1	94.46±3.47	45.29±2.17	49.45±2.88	50.11±2.44	20.53±1.63
b_1	126.1±3.8	111.9±4.1	149.7±8.4	56.66±2.61	49.19±4.29
a_2	4.55±0.30	1.80±0.13	3.22±0.46	4.21±0.42	1.93±0.43
b_2	14.57±0.91	9.83±0.99	24.34±3.91	10.39±0.92	10.19±2.41
a_3	0.84±0.07	0.56±0.09	0.54±0.24	0.65±0.11	0.77±0.15
b_3	3.71±0.12	3.28±0.19	8.78±1.23	3.12±0.18	3.30±0.19
χ^2/ч.с.св.	1.35	1.12	0.72	1.41	1.01

Из приведенных в табл. 1 данных видно, что:

- значение параметра наклона b_1 для ^{16}Op-взаимодействий существенно, больше, чем для p^{20}Ne-соударений. Учитывая, что b_1 по физическому смыслу является величиной обратно пропорциональной дисперсии (ширине) импульсного распределения, это обстоятельство указывает на более узкое импульсное распределение, соответствующее первому члену в (1) для ^{16}Op-взаимодействий. Это может быть также связано с различными условиями регистрации медленных протонов в водородной и неон−водородной пузырьковых камерах;
- значение параметра наклона b_1 для протонов, летящих в заднюю полусферу в ≈1.3 раза больше, чем для протонов, летящих в переднюю полусферу. На правдоподобность найденного значения параметра b_1 указывает тот факт, что значение первого экспоненциального члена выражения (1) при изменении импульса протона от P ≈ 25 МэВ/с до P ≈ 250 МэВ/с уменьшается почти на четыре порядка.
- значение параметра наклона b_2 для протонов, летящих в переднюю полусферу в пределах статистических погрешностей оказалось одинаковым для ^{16}Op- и p^{20}Ne-соударений;
- в пределах статистических погрешностей оказалось одинаковым и значение параметра наклона b_3 для протонов, летящих в переднюю полусферу для обоих типов взаимодействий.

Следует заметить, что аппроксимируя *f(p)* для протонов, летящих в переднюю полусферу в p^{12}C-взаимодействиях при 4.2 ГэВ/с [3] формулой (1) для второго параметра наклона мы также получили b_2=10.06 ± 0.99 (ГэВ/с)$^{-2}$, что в пределах статистических погрешностей совпадает с

таковыми для ^{16}Op- и p^{20}Ne-соударений (см. табл. 1). К сожалению, из-за невозможности в эксперименте [3] идентифицировать протоны с импульсами P>750 МэВ/с мы не можем сравнить значение третьего параметра наклона с нашими данными. Эти результаты не противоречат экспериментальным данным работы [4], в которой исследовались инвариантные структурные функции *f(T)* быстрых протонов (T>70 МэВ), вылетающих под различными углами во взаимодействиях протонов с разными ядрами (с массовым числом от A=6, до A=124) при 7.5 ГэВ/с. Оказалось, что при фиксированном угле вылета протонов *f(T)* удовлетворительно описывается одной экспонентой, и значение параметра наклона в пределах статистических погрешностей не зависит от массового числа фрагментирующего ядра.

Таким образом, можно заключить, что механизм образования быстрых протонов, особенно летящих вперед, имеет универсальный характер, выражающийся в независимости его от первичной энергии и типа фрагментирующего ядра.

Литература

1. Б.С. Юлдашев, С.Л. Лутпуллаев, К. Олимов, Д.А. Каршиев. ДАН РУз **№1,** 30 **(** 2012).
2. М.Л. Аллабердин, Т.Я. Иногамова, Е.А. Косоновский и др. ЯФ **39**, 662 (1984).
3. Е.Н. Кладницкая, С.Ю. Сивоклоков. Препринт ОИЯИ Р1-88-412, с.11, 1988.
4. Ю.Д. Баюков, В.Б. Гаврилов, Н.А. Горяинов и др. Препринт ИТЭФ **№90,** 1981.

ПЕРИФЕРИЧЕСКАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ^{12}N ПРИ 2 А ГЭВ/С

К.Олимов[2)], Д.А.Артеменков[1)], П.И.Зарубин[1)], И.Г.Зарубина[1)], Р.Р.Каттабеков[1,2)], Н.К.Корнегруца[1)], А.И.Малахов[1)], В.И.Петров[2)], В.В.Русакова[1)]

[1)]*Объединенный институт ядерных исследований,*
г. Дубна, Россия

[2)]*Физико-технический институт АН РУз*
г. Ташкент, Узбекистан, [*]E-mail: olimov@uzsci.net

В настоящей работе приведены результаты исследования периферических взаимодействий малоизученного радиоактивного ядра ^{12}N с ядерной фотоэмульсией. Анализируемый экспериментальный материал получен облучением ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер ^{12}N, ^{10}C и ^{7}Be с импульсом p_o = 2*A* ГэВ/*c*, сформированном при перезарядке и фрагментации первичных ядер ^{12}C.

При просмотре без выборки 12 стопок облученной эмульсии найдено 7241 неупругих взаимодействий, в том числе 608 «белых» звезд, содержащих только релятивистские фрагменты в угловом конусе до $\theta_{fr} < 11^o$. В «белых» звездах, которые могли бы быть созданными ядрами ^{12}N, выполнены измерения средних плотностей δ-электронов N_δ на следах пучковых ядер и вторичных фрагментов с зарядами $Z_{fr} > 2$. Ионизационные измерения позволили отобрать 72 «белых» звезд, удовлетворяющих условию $Z_{pr} = 7$ и $\sum Z_{fr} = 7$ (см. табл.1).

Развал ядра ^{12}N может происходить по следующим 13 возможным топологическим каналам (1), (2), (22), (222), (23), (24), (223), (3), (33), (34), (4), (5) и (6). Здесь (1) означает развал ядра ^{12}N только на однозарядные фрагменты. Для фрагментов с $Z_{fr} \geq 2$ цифра в скобках означает заряд фрагмента, а их количество – число соответствующих фрагментов. При отборе «белых» звезд экспериментально наблюдаются только 8 топологических каналов (2), (22), (222), (24), (25), (4), (5) и (6).

Таблица 1

Распределение числа «белых» звезд по каналам диссоциации с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 7$ и измеренным зарядом пучкового следа $Z_{pr} = 7$; средняя строка – отбор с условием $\theta_{fr} < 11^o$ (72 события); нижняя строка – отбор с условием $\theta_{fr} < 6^o$ (45 событий)

He+5H	2He+3H	3He+H	Be+3H	Be+He+H	B+2H	B+He	C+H
9	24	2	10	9	11	3	4
2	12	2	5	8	9	3	4

Для отбора событий – кандидатов в группу когерентной диссоциации ^{12}N были введены дополнительные ограничения на угол вылета фрагментов $\theta_{fr} < 6^o$. Эта величина определяется «мягким» ограничением на импульс ферми-движения нуклонов ядра-снаряда (p_t<0.2 ГэВ/с). После такого ограничения на угол вылета фрагментов снаряда из 72 событий осталось 45, наиболее близких к условию когерентности развала ядра ^{12}N. Отметим, что реализация условия когерентности, т.е. малой коллективной передачи импульса диссоциирующему ядру, позволяет выделить наиболее

вероятные конституентные кластеры ядра ^{12}N. Так, в соответствии с представлением о кластерных степенях свободы, структура ядра ^{12}N может определяться композициями (2α+*d*+2*p*), (^{6}Li+α+2*p*), (^{7}Be+α+*p*), (2α+*h*+*p*), (^{8}B+α), (^{5}Li+*h*+α), (^{8}B+2*d*), (^{5}Li+*h*+2*d*), (^{10}B+2*p*), или (^{11}C+*p*), (^{10}C+*d*), которые проанализированы ниже. В ряду отмеченных композиций подчеркнуты экспериментально ненаблюдаемые. Композиции с участием ядра ^{5}Li экспериментально не наблюдаются из-за его нестабильности, приводя в конечном итоге к увеличению вероятности реализации каналов (2He+3H) и (3He+H), т.е. к композициям (2α+*h*+*p*) и (2α+2*d*+*p*).

В распределении 45 отобранных событий (табл. 1, средняя строка) доля каналов с тяжелыми фрагментами Z_{fr}>2, достигает примерно 2/3, и в тоже время вклад каналов, содержащих только легкие фрагменты He и H, остается достаточно значительным. Выделенность канала (2He+3H) можно интерпретировать, предполагая, что один из отмеченных трех однозарядных фрагментов (3H) является дейтроном. В этом случае структура ядра ^{12}N представляет собой композицию α+α+*d*+2*p*. Приблизительно одинаковую вероятность имеют каналы Be+He+H и B+2H. Исходя из сохранения электрического и барионного заряда, а также минимума энергии возбуждения ядра ^{12}N для реализации этих каналов можно ожидать, что изотопные структуры этих каналов имеют следующий вид – ^{7}Be+α+*p* и ^{10}B+2*p*.

Интересно отметить совпадение суммарных вероятностей каналов с выходом ядра Be и с выходом ядра B. В то же время, среди продуктов диссоциации ядра ^{12}N отсутствуют ядра лития. Среди экспериментально наблюдаемых 45 событий наибольшую множественность имеют однозарядные фрагменты (2.07 ± 0.15), что связано с протоноизбыточностью ядра ^{12}N. Среди многозарядных фрагментов доминирует выход двухзарядных фрагментов, средняя множественность которых составляет 1.18 ± 0.08. Средние множественности 4- и 5-зарядных фрагментов оказались практически совпадающими и, соответственно, равными 0.29 ± 0.04 и 0.27 ± 0.04.

В топологических каналах диссоциации ядра^{12}N отсутствуют дейтроны и ядра трития. Ненаблюдаемость среди конечных фрагментов дейтронов указывает или на их отсутствие в исходной структуре, или на относительно большую передачу импульса ядру ^{12}N, приводящую к разрушению дейтронов. Выход ядер трития сильно подавлен нейтронодефицитностью ядра ^{12}N. Отсутствие 3-х зарядных фрагментов (^{6}Li, ^{5}Li) среди продуктов диссоциации ядра ^{12}N можно объяснить как их отсутствием в исходной кластерной структуре, так и нестабильностью (^{5}Li).

II. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ТВЕРДОГО ТЕЛА, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В КВАНТОВОМ КЛИНЕ

Р.А.Аюханов

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз
г.Ташкент, ул.Бодомзор йули, 2Б. Тел.233-12-71, alia@uzsci.net

В [1] было показано, что в квантовом клине, то есть в пластинке, вдоль одного измерения которой меняется ее толщина, имеющая наноразмеры, в результате соответственного изменения ширины запрещенной зоны возникают встроенные электрические поля, подобные встроенным полям в варизонных полупроводниках. Очевидно, что неравновесные носители, введенные в такую систему с широкозонного края пластинки (то есть с тонкого торца), например, светом, ввиду различных подвижностей и дрейфовых скоростей будут разделяться в пространстве и поэтому в клине, при постоянной генерации, будет возникать постоянное электрическое поле, как это обычно бывает в варизонных полупроводниках. Оценим величину разности потенциалов этого поля.

Пусть имеется квантовый клин, у которого по координате x меняется толщина, то есть пластинка, бесконечная по координате z, по координате x имеющая размер x_0, и по координате y при $x=0$ с толщиной L_0, а при $x=x_0$, толщиной L_1 ($L_0 > L_1$). Отсюда, соответственно, по координате x меняется ширина запрещенной зоны $\mathrm{E}_g(x)$, зависящая от наклона дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, модифицированных в квантовой яме, образованной наноразмерной толщиной клина

$$\mathrm{E}_g(x) = E_{g0} + \frac{\hbar^2\pi^2(m^*_{e\perp} + m^*_{h\perp})}{2m^*_{e\perp}m^*_{h\perp}(L_0 + tg\alpha \cdot x)^2} \qquad (1)$$

E_{g0} - ширина запрещенной зоны в объемном случае, $m^*_{e\perp}, m^*_{h\perp}$ - эффективные массы электрона и дырки вдоль толщины пластинки, $tg\alpha = -(L_0 - L_1)/x_0$ -тангенс угла наклона квантового клина. Как видно из (1) $\mathrm{E}_g(x)$ нелинейно зависит от x, что существенно усложняет расчет. Поэтому разложим $\mathrm{E}_g(x)$ в ряд по величине $tg\alpha \cdot x$ (при условии, что она достаточно мала относительно L_0) до линейного члена включительно:

$$\mathrm{E}_g(x) = E_{g0} + \frac{A}{L_0^{\,2}} - \frac{A}{L_0^3} \cdot tg\alpha \cdot x \qquad (2)$$

где $A = \dfrac{\hbar^2\pi^2(m^*_{e\perp} + m^*_{h\perp})}{2m^*_{e\perp}m^*_{h\perp}}$.

То есть будем приближенно считать, что ширина запрещенной зоны квантового клина линейно зависит от координаты x.

При таком рассмотрении квантовый клин по многим параметрам становится подобен варизонной структуре с линейно изменяющейся шириной запрещенной зоны, которые достаточно хорошо исследованы, напр. в [2]. Если на такой клин подавать свет с энергей, большей максимальной ширины запрещенной зоны, со стороны тонкого торца (то есть извне на плоскость x_0), то из-за различия подвижностей и дрейфовых скоростей генерированных электронов и дырок, перемещающихся к толстому торцу, в клине будет возникать разность потенциалов, которая для варизонных полупроводников легко может быть вычислена.

Решая задачу в одномерном приближении для полупроводника *p*-типа, подставляя величину $\mathrm{E}_g(x_0)$ из (2) в формулу для нахождения варизонной разности потенциалов [2], находим величину разности потенциалов для квантового клина:

$$U = \frac{A}{2eL_0^2}(1-\frac{Atg\alpha \cdot x_0}{L_0})\left\{\left[1+g(1+\frac{\mu_p}{\mu_n})\Phi\right]-\sqrt{\left[1+g(1+\frac{\mu_p}{\mu_n})\Phi\right]^2-4g\Phi}\right\}, \qquad (3)$$

где $g = ex_0/(\mu_p pE_g(x_0))$, μ_n, μ_p - подвижности электрона и дырки, Φ - интенсивность падающего света, p - концентрация равновесных дырок, e - заряд электрона. Тогда, используя (3), можно оценить величину разности потенциалов, возникающую в квантовом клине с $x_0 = 3$ μm, $L_0 = 100$ Å, $L_1 = 30$ Å и $E_g(x_0) = 0.17$ эВ. Оценки показывают, что в клине на основе кристалла GaAs, при интенсивности света $\Phi = 2.5 \cdot 10^{20}$ фотонов/(см^2·с), может возникать разность потенциалов $V = 0.16$ В. То есть световая инжекция электронов и дырок в квантовом клине может приводить к возникновению существенных электрических полей.

Литература

1. Аюханов Р.А. О процессах транспорта носителей в квантовом клине. Фундаментальные и прикладные вопросы физики. Материалы Международной конференции посвященной 70 – летию Физико-технического института. 14-15 ноября 2013. Ташкент с.102-105.
2. Именков А.Н., и др. Экспериментальное обнаружение варизонной фотоэдс.// ФТП. -т.12.-в.12.-С.2377-2385. -1978.

METAL-INSULATOR TRANSITON IN DISORDER POLARONIC SYSTEM

B.Yavidov, A.Matekov, O.Jumaboyeva

Nukus State Pedagogical Institute named after Ajiniyaz

104 A.Dosnazarov str., 230105 Nukus, tel.: 222 65 10, e-mail: b.yavidov@mail.ru

An interest to polaron physics was renewed by the discovery of high-T_C materials and negative colossal magneto-resistance of manganites. Most of studies concerns small polaron's dynamics in regular and isotropic lattices and within the simplified Holstein or Fröhlich models. However, experiments show that those materials have a layered structure with charge reservoirs between layers. Moreover strong disorder is observed in the charge reservoirs that affects to carriers dynamics in layers.

In order to take into an account the lattice geometry and disorder we use Anderson-extended-Holstein model [1], in which Hamiltonian for a disordered system of coupled electrons and phonons is written as

$$H = \sum_i \varepsilon_i - t\sum_{i,j}(c_i^+ c_j + c_j^+ c_i) + \sum_n \left(-\frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial z_n^2} + \frac{M\omega^2 z_n^2}{2}\right) + \sum_{i,\vec{n}} f_i(\vec{n}) z_{\vec{n}} c_i^+ c_i \ .$$

Here ε_i - is site energy, *t*- is hopping integral, M- is ion's mass, ω - is vibration frequency of ions, $c_i^+(c_i)$ - creation (annihilation) operator of a fermion on site *i*, $f_i(\vec{n})$ - is a force between an electron on site *i* and an ion on site $\vec{n}$, $z_{\vec{n}}$ - is vibration coordinate of an ion on site *i*. Within proposed model the effect of difference of site energies (that mimics onsite disorder) and randomized electron-phonon interaction force on small polaron properties such as effective mass and optical conductivity in nonadiabatic and adiabatic regimes have been studied.

Other important parts of our study are Anderson localization and the Mott metal-insulator transition [2] in disordered electron-phonon (polaronic) system. As we report early [2] in such a system all parameters of polaron are site dependent (disordered too). Due to disordered value of hopping term t, the criteria for Anderson localization $\varepsilon_i > t_i$ is also site dependent. Then we have situation in which polarons are localized in a lattice in randomized way. Similar idea is true for the Mott metal-insulator transition in disordered polaronic system. In this case the criteria for the transition $U_i > t_i$ is also site-dependent. Our model gives a natural explanation of phase separation and stripe formation in cuprates and other low-dimensional structures.

References:

1. A.S.Alexandrov and P.E.Kornilovitch. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 807, (1999)
2. F.Gebhard. The Mott metal-insulator transition. Springer, 2000.
3. B.Ya.Yavidov. Polaron with disordered electron-phonon interaction. http://arxiv.org/abs/1408.3697

ЩЕЛЕВЫЕ СОЛИТОНЫ В КОНДЕНСАТАХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНА С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА

Р.М. Галимзянов[1], Ф.Х.Абдуллаев[2], А.А.Абдумаликов[3]

[1]*Физико-технический институт АН РУз*
г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б, тел. 2354338, ravil@uzsci.net

[2]*Department of Physics, Faculty of Science, International Islamic University of Malaysia,*
25200, Kuantan, Malaysia

[3] *Национальный университет Узбекистана им. Мирзо Улугбека*
г.Ташкент, ул. Университет

Щелевые солитоны в конденсатах Бозе-Эйнштейна (КБЭ), помещенных на оптических решетках являются в последнее время объектами интенсивного исследования [1]. В настоящей работе исследуется КБЭ на мелкой оптической решетке с учетом взаимодействий высших порядков.

Динамика квази-одномерного КБЭ на оптической решетке с учетом взаимодействий высокого порядка описывается обобщенным уравнением Гросс-Питаевского [2], которое после «обезразмерования» принимает вид

$$iu_t + u_{xx} - \varepsilon V_0 \cos(2x)u + \gamma_1 |u|^2 u + \gamma_2 |(|u|^2)_{xx} u = 0. \quad (1)$$

где γ_1 -коэффициент керровской нелинейности среды, γ_2 -эффективная нелокальность, εV_0 - глубина решетки. В случае мелкой оптической решетки, когда $\varepsilon << 1$, вводя медленные переменные $T = \varepsilon t$ и $X = \varepsilon x$, используя разложение волновой функции по модам $u(x.t) = \sqrt{\varepsilon}[A(X,T)\exp(ix) + B(X,T)\exp(-ix)]\exp(-it)$ и пренебрегая вторыми производными по x и высшими степенями ε можно придти к уравнениям связанных мод [3]

$$\begin{aligned} &iA_T + 2iA_X - \frac{V_0}{2}B + [\gamma_1 |A|^2 + 2(\gamma_1 - 2\gamma_2 |B|^2]A = 0, \\ &iB_T - 2iB_X - \frac{V_0}{2}A + [\gamma_1 |B|^2 + 2(\gamma_1 - 2\gamma_2 |A|^2]A = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Локализованное решение уравнений связанных мод в виде щелевого солитона можно построить методом развитой в работе [4]. Чтобы найти движущееся солитонное решение перейдем к бегущим координатам $\xi = x - vt$ и будем искать решение уравнения (2) в виде;

$A = \Delta\sqrt{\rho(\varepsilon)}\exp[-i\theta^A(\xi) - i\Omega T]$, $B = 1/\Delta\sqrt{\rho(\varepsilon)}\exp[-i\theta^B(\xi) - i\Omega T]$, где $\Delta^4 = (2+v)/(2-v)$.

подставляя A и B в уравнения связанных мод и решая их, получим решения

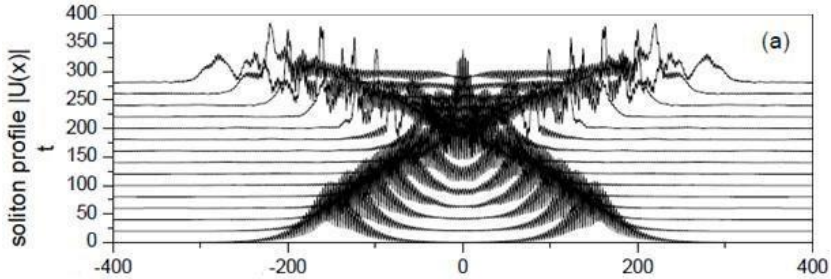
$$\begin{aligned} &\theta^B(\xi) - \theta^B(\xi) = -2arctg[\gamma th(\lambda\beta\xi)]. \\ &\rho(\xi) = 2/g\left[V_0/2\cos[\theta^B(\xi) - \theta^A(\xi)] - \overline{\Omega}]\right] \\ &\theta^B(\xi) + \theta^A(\xi) = v/2\overline{\Omega}\lambda\xi + 4v/g\gamma_1\lambda^2 arctg[\gamma th(\lambda\beta\xi)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$g = (3 - v^2/4)/(1 - v^2/4)\gamma_1 - 4\gamma_2, \ \beta = 1/2\sqrt{V_0^2 - \overline{\Omega}^2}, \ \overline{\Omega} = \lambda\Omega. \quad (4)$$

Из (4) видно, что увеличение нелокальности γ_2 увеличивает пиковую амплитуду щелевого солитона.

Было выполнено также численное моделирование уравнения (2). На рис.1 представлены результаты расчетов столкновения двух солитонов.



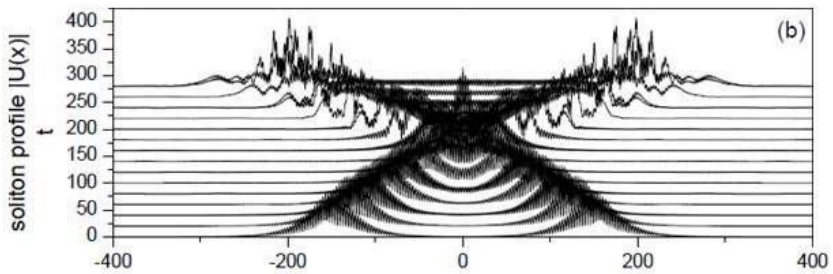


Рис.1. Столкновение двух движущихся солитонов вида (3) для $\gamma_0 = 1$, $\varepsilon = 0.15$, $\nu = 0.4$ *и* $\Omega = 0.05$ *и* $\gamma_1 = \sqrt{\pi}\gamma_0\sigma$. *Случай (a)* $\gamma_2 = \sqrt{\pi}/2\gamma_0\sigma^3$, *(b)* $\gamma_2 = 0$.

Видно, что в рассматриваемой системе, т.е. в КБЭ с высокого порядка взаимодействиями можно генерировать не только стоячие щелевые солитоны, но и движущиеся щелевые солитоны.

Литература

1. S. Rojas-Rojas, R. A. Vicencio, M. I. Molina and F. Kh. Abdullaev arXiv:1106.3499v1(2011) ,
2. W. Krolikowski et al., Phys. Rev. **A 77**, 033825 (2008),
3. F.Kh. Abdullaev, A.A. Abdumalikov, R.M. Galimzyanov Phys.Lett. **A 367**, 149 (2007),
4. K.E. Strecker et al., Nature 417, 150 (2002).

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Р.Алиев[1], Р.Г.Икрамов[2], О.Т.Исманова[3], М.А.Алиназарова[3], М. К.Каримжанова[3]

[1]*Андижанский государственный университет*
[2] *Наманганский инженерно – технологический институт*
[3] *Наманганский государственный университет*
rgikramov@mail.ru

Как известно, коэффициент полезного действие (КПД) солнечных элементов (СЭ) определяется выражением

$$\eta = ff\,\frac{J_{кз}U_{xx}}{P_0}, \quad (1)$$

где ff – коэффициент заполнение фотовольтамперной характеристики (фотоВАХ) СЭ, $J_{кз}$ - ток короткого замыкание, U_{xx} - напряжение холостого хода, P_0 – мощность излучения, падающего на поверхность СЭ.

В тоже время коэффициент заполнения фотоВАХ СЭ определяется по выражению

$$ff = \frac{J_{эф}U_{эф}}{J_{кз}U_{xx}}, \quad (2)$$

где $J_{эф}$-эффективное значение тока и $U_{эф}$-эффективное значение напряжения СЭ.

Подставляя (2) на (1) для КПД СЭ получим

$$\eta = \frac{J_{эф}U_{эф}}{P_0} = \frac{P_{эф}}{P_0}, \quad (3)$$

где $P_{эф}$ эффективная мощность СЭ.

Как известно, эффективное значение мощности определяется по касательной точке кривой экспериментально измеренной фотоВАХ СЭ при освещении [1]. Основываясь на этой методике и по геометрическим соображениям можно вывести формулы, определяющие эффективное значение мощности СЭ. Имея в виду это, в работе [1] для эффективной мощности СЭ получено выражение:

$$P_{эф} = J_{кз}\left(\frac{n_1kT}{eU_{xx}} - 1 - \frac{J_0}{J_{кз}}\right)\frac{n_1kT}{e}\ln\frac{J_{кз}}{J_0}\frac{n_1kT}{eU_{xx}}. \quad (4)$$

Следовательно, из (4) и (3) для КПД СЭ получим

$$\eta = \frac{1}{P_0}\left[J_{кз}\left(\frac{n_1kT}{eU_{xx}} - 1 - \frac{J_0}{J_{кз}}\right)\frac{n_1kT}{e}\ln\frac{J_{кз}}{J_0}\frac{n_1kT}{eU_{xx}}\right], \quad (5)$$

где n_1 коэффициент неидеальности фото ВАХ СЭ, в точке определения эффективной мощности.

В работе [2] для тока насыщения (J_0), тока короткого замыкания ($J_{кз}$) и напряжения холостого хода (U_{xx}) получены следующие выражения:

$$J_0 = J_{00}\exp\left(-\frac{e\varphi}{k}\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)\right), \quad (6)$$

$$J_{кз} = J_{00}\exp\left[\frac{e\varphi}{k}\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)\right]\left[\exp\left[\frac{e\varphi}{nkT_0}\left(\frac{U_{0xx}}{\varphi}-1+\frac{T_0}{T}\right)\right]-1\right], \quad (7)$$

$$U_{xx} = (U_{0xx}-\varphi)\frac{T}{T_0}+\varphi, \quad (8)$$

где J_{00} - ток насыщения и U_{0xx} – напряжение холостого хода при комнатной температуре, φ - высота потенциального барьера, n - коэффициент неидеальности ВАХ СЭ, в точке определения тока короткого замыкания.

Зависимость высоты потенциального барьера (φ) от температуры СЭ имеет одинаковый вид с температурной зависимостью запрещенной зоны полупроводника [3]. Поэтому, эту зависимость можно представить следующим образом:

$$\varphi = \varphi_0 - \gamma T, \quad (9)$$

где φ_0- высота потенциального барьера СЭ при T=0 К. Значению φ_0 можно определить из (7), экстраполируя зависимость напряжение холостого хода от температуры ($U_{xx}(T)$) на $T\to 0$ К. γ-температурный коэффициент высоты потенциального барьера.

Видно, что подставляя (6), (7) и (8) в (5) можно получить аналитическое выражение для КПД СЭ, которое позволяет определить непосредственно из экспериментальной фото ВАХ.

Кроме того, выражение (5) не является трансцендентным и в нем параметры выражены наиболее наглядно по сравнению с полученными другими известными методами и другими авторами для КПД СЭ [4].

Литература

1. Р.Алиев, М.А.Алиназарова, Р.Г.Икрамов, О.Т. Исманова Влияние температуры на эффективные значения фотогальванических характеристик солнечных элементов IJAEE, N 15, 2013, с. 36-40.
2. Алиев Р., Алиназарова М.А., Икрамов Р.Г., Исманова О.Т. // Гелиотехника, 2011, №2, с. 38-41.
3. Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. М.: “Мир”, 1980.
4. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы (теория и эксперимент). М.: “Энергоатомиздат”, 1987.

ДИНАМИКА КОНДЕНСАТА БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНА С ФОКУСИРУЮЩЕЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ В АНГАРМОНИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ ВИДА X^4

Х.Н.Исматуллаев

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АНРУз.
г.Ташкент, ул. Бодомзор йули 2-б,100084, hayotismat@gmail.com

Динамика однокомпонентного Бозе конденсата в параболической ловушке имеет упрощенный характер, благодаря тому, что колебания ширины и координаты центра масс конденсата не зависят друг от друга [1]. В работе [2] был рассмотрен случай ангармонической ловушки $V(x) = x^2 + m\,x^4$, с малым параметром m, и показано, что в ангармонической ловушке колебания ширины и координаты центра масс конденсата взаимно связаны. В данной работе изучена динамика конденсата с фокусирующей нелинейностью во внешнем потенциале вида $V(x) = x^4$. Динамика Бозе конденсата описывается уравнениям Гросса-Питаевского,

$$iu_t = -\frac{1}{2}u_{xx} + V(x)u + g\,|u|^2\,u, \quad (1)$$

где нижние индексы t и x означают дифференцирование по времени и координате соответственно, $V(x) = x^4$ - внешнее поле, g - коэффициент двухчастичного взаимодействия, который мы считаем положительным. Для волновой функции конденсата u(x,t) используем следующий вид:

$$u = A(t)\exp\left(-\frac{|x-x_0(t)|^3}{2a^3(t)} + ik(t)(x-x_0(t)) + \frac{ib(t)(x-x_0(t))^2}{2}\right), \quad (2)$$

где параметры A, a, b, x_0 k амплитуда, ширина, чирп, центр массы и скорость и линейная фаза, соответственно. С помощью (2) получена система вариационных уравнений для параметров конденсата. Результаты вариационных уравнений находятся в хорошем согласии с численным решением уравнения (1).

Литература

1. F.Kh. Abdullaev, J. Garnier, Phys. Rev. A **70**, 053604, (2004)
2. F. Kh. Abdullaev, R.M. Galimzyanov, Kh.N. Ismatullaev, J. Phys. B **41,** 015301, (2008)

KREMNIYDA IV GURUH ELEMENTLARI DIFFUZIYASI

M.Nosirov, S.Zaynobidinov, J.Alieva

Andijon davlat universiteti,
Andijon shahri, Universitet ko'chasi, 129, tel: (99890)5498149, mmm_0905@mail.ru

Ma'lumki, kremniy - yarimo'tkazgichli asboblar va qurilmalar tayyorlash uchun keng qo'llaniladigan xom ashyodir. Diffuziya *p-n*-o'tish olishning asosiy texnologik uslubi bo'lganligi uchun, kremniydagi diffuziyani kuzatishga ko'plab tadqiqotlar bag'ishlangan. Ulardan ko'pchiligi, ayniqsa, so'nggi yillarda nashr qilinganlari, yarimo'tkazgichli asboblar tayyorlashning diffuziya texnologiyasi bilan bog'liq masalalardir. Ushbu ishda kremniyda IV-guruh elementlarining diffuziyasiga xos bo'lgan umumiy qonuniyatlar ko'rib chiqiladi.

Kremniydagi o'z diffuziya nisbatan yaqin vaqtlarda o'rganilgan. Gxoshtagor kremniyning o'z diffuziyasi parametrlarini o'lchash uchun stabil izotop Si^{31} ni qo'llagan. Feyrfild va Masters tajribalari o'z diffuziya koeffisienti legirlangan *n*- va *p*-turdagi kremniyda toza kremniyga nisbatan kattaroq ekanligini ko'rsatadi.

Uglerodning kremniydagi diffuziyasi tezligi Nyumen va Ueykfild tomonidan o'rganilgan va 1070÷1400°C oralig'ida uglerodning diffuziya koeffisienti IV guruh elementlari ichida eng katta qiymatga ega ($3\cdot10^{-12}$ dan $6{,}3\cdot10^{-10}$ sm^2/sek gacha) bo'lishi ko'rsatilgan.

Germaniyning kremniydagi diffuziya koeffisientini D.A.Petrov xodimlari bilan aniqlagan. Ular, solishtirma qarshiligi 1 dan 10 Ω·sm ga teng bo'lgan *p*-turdagi kremniy namunasi sirtiga vakuumda changlatish yordamida o'tkaziladigan Ge^{71} radiaktiv izotopidan foydalanganlar.

Qalayning diffuziya parametrlari kremniyda qalay bilan fosfor yoki borning bir vaqtdagi diffuziyasi asosida o'rganilgan. Diffuzion qizdirish 1050 ÷ 1200°C oralig'ida o'tkazilgan. Kirishma manbasi sifatida mos holda, konsentratsiyasi $4\cdot10^{19}$, $1{,}7\cdot10^{21}$, $1{,}7\cdot10^{20}$ sm^{-3} bo'lgan qalay, fosfor yoki bor bilan legirlangan kremniy kukunidan foydalanilgan.

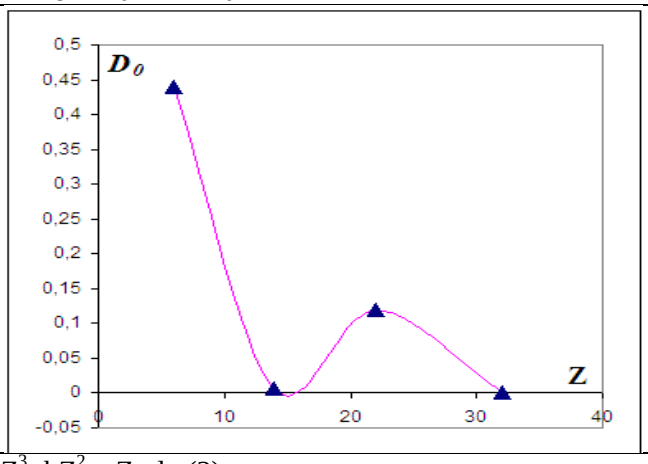
Ma'lumki, elementlarning kremniyda diffuziya koeffisientlari temperaturaga

$$D=D_0 \exp(-E/kT), \quad (1)$$

ko'rinishda bog'langan, bu yerda D_0– eksponenta oldi ko'paytuvchi, *E*- faollashish energiyasi.

Usbu ishda turli mualliflar tomonidan D_o va *E* lar uchun olingan natijalarning elementlarning davriy sistemadagi o'rniga (tartib raqamlariga) bog'liqligi o'rganildi. Faollashish energiyasi va eksponenta oldi ko'paytuvchisi qiymatining Z ga bog'liqligi uchun olingan tajriba natijalarini

№	Z	D_0	D_0^n
1	6 (C)	0,44	0,44
2	14 (Si)	0,006	0,01
3	22 (Ti)	0,12	0,12
4	32 (Ge)	1,38E-05	1,4E-5
n	4		
a	0,001		
b	0,01		
c	-0,26		
d	1,53		
χ^2	0,001		



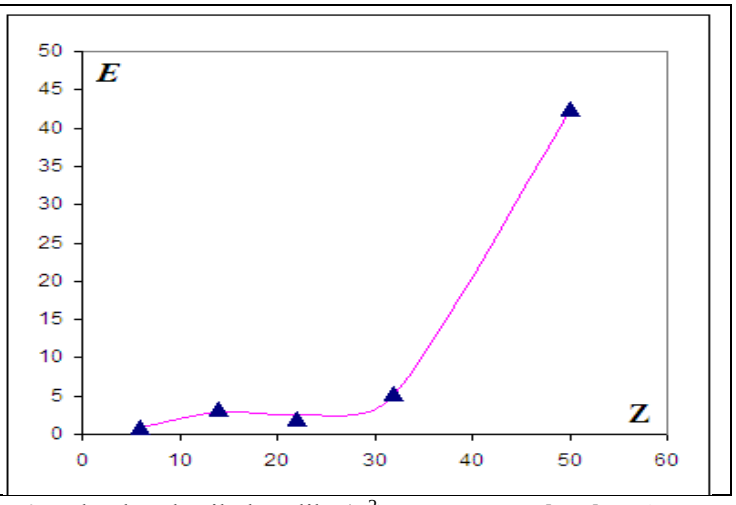
$$E=aZ^3+bZ^2+cZ+d, \quad (2)$$

$$D_o=aZ^2+bZ^2+cZ+d \quad (3)$$

ko'rinishlarda faraz qilindi va "Eng kichik kvadratlar" usuli yordamida qayta ishlanib, quyidagi natijalarga erishildi:

1) Ekspopnenta oldi ko'paytuvchi uchun
2) Faollashish energiyasi uchun

№	Z	E	E^n
1	6 (C)	0,87	0,99
2	14 (Si)	3,3	2,88
3	22 (Ti)	2,05	2,54
4	32 (Ge)	5,39	5,18
5	50 (Sn)	42,5	42,52
n	5		
a	0,0013		
b	-0,07		
c	1,28		
d	-4,33		
χ^2	0,14		



Hisoblash natijalarining haqqoniyligi o'rtacha kvadratik hatolik (χ^2) ning qiymatlaridan (0,001 va 0,14) ko'rinib turibdi. Bu natijalar diffusion parametrlari noma'lum bo'lgan elementlarning diffuzion parametrlarini bashorat qilishga imkon beradi. Masalan, tartib raqami Z=40 bo'lgan sirkoniyning (Zr) faollashish energiyasi 14,7 eV bo'lishi kerak.

Shunday qilib, ushbu ishda IV-guruh elementlarining kremniyda diffuziya jarayonlari o'rganib chiqildi va barcha IV-guruh elementlarining diffusion parametrlari uchun yagona ifoda olindi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. S.Zaynobidinov, Sh.Yulchiev, D.Nazirov, M.Nosirov. Keremniyda atomlar diffuziyasi, Toshkent, 2012, 170 b.
2. С.Зайнобидинов, М.Носиров, Ж.Алиева. О коэффициентах диффузии 3d элементов в кремнии, Узб. Физ. Жур., 2003, №1, 69-71.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОГЕНЕРАЦИИ ЗАРЯДОНОСИТЕЛЕЙ В PSI-NSI$_{1-X}$SN$_X$ (0≤X≤0.04)- СТРУКТУРАХ

Х.М.Мадаминов

Андижанский государственный университет,
г. Андижан, Узбекистан,711031, ул. Университетская, д. №129, khurmad@mail.ru

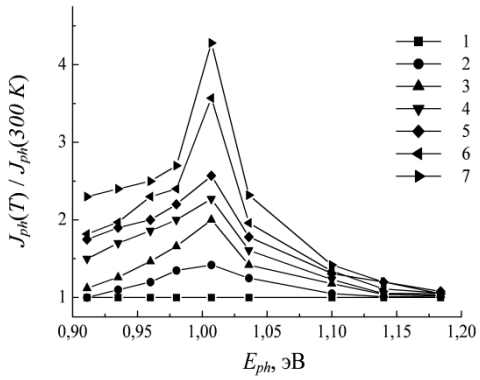
Известно, что генерационно-рекомбинационные процессы носителей в полупроводниках связаны не только с положением энергетических уровней примесей, но и с их концентрацией, которая сильно зависит от температуры [1].

Для проверки вышесказанного были исследованы температурные зависимости фототока *p*Si-*n*Si$_{1-x}$Sn$_x$ (0≤*x*≤0.04)-структур, полученные методом жидкофазной эпитаксии [2], в широком спектральном диапазоне энергии фотонов. На рис. 1 показаны зависимости относительного прироста фототока, определяемые как отношение значений фототока при различных температурах ($J_{ph}(T)$) к его значению при комнатной температуре (J_{ph}(300 K)) от энергии фотонов, падающих на образец.

Из рис. 1 видно, что когда энергия фотонов $E_{ph} > E_{g,SiSn}$, в области собственного поглощения, фототок практически не зависит от температуры. Когда $E_{ph} < E_{g,SiSn}$, в области примесного поглощения фототок сильно зависит от температуры. С ростом температуры наблюдается монотонный рост фототока в области примесного поглощения, причем максимальный прирост фототока наблюдается при $E_{ph} \approx 1.01$ эВ. При достижении температуры T = 363 К максимальный относительный прирост фототока составляет $J_{ph}(T)/J_{ph}$(300 K) = 4.3.

Повышение прироста фототока с ростом температуры в области примесного поглощения, по-видимому, обусловлено возрастанием скорости тепловой генерацией неравновесных электронов Δn_i из уровня олова за счет увеличения тепловой генерации электронов с примесного уровня, способствует электронным переходам из валентной зоны на примесный уровень, которые происходят под воздействием фотонов с энергией $E_{ph} \geq E_{g,SiSn}$. В результате таких электронных переходов в валентной зоне генерируются неравновесные дырки. Поскольку максимальный прирост фототока

наблюдается при значениях $E_{ph} \approx 1.01$ эВ, примесный уровень олова может быть расположен ближе к дну зоны проводимости твердого раствора.



1–293 K; 2–313 K; 3–323 K; 4–333 K;
5–343 K; 6–353 K; 7–363 K

Рис. 1. Спектральные зависимости относительного прироста фототока $J_{ph}(T)/J_{ph}(300\ K)$ pSi–n-$Si_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$)- структур при различных значениях температур

Для невырожденных полупроводников уровень Ферми всегда находится в запрещенной зоне и для расчета концентрации электронов, находящихся в зоне проводимости, можно воспользоваться распределением Максвелла-Больцмана [1]:

$$n = \int_{Ec}^{\infty} N(E) f(E,T) dE = \int_{Ec}^{\infty} N(E) e^{-\frac{E-E_F}{kT}} dE = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}, \qquad (1)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости:

$$N_c = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = 2{,}5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{m_n^*}{m} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} = 2{,}8 \cdot 10^{19} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2}, \qquad (2)$$

где m_n^* - эффективная масса электрона в зоне проводимости - $m_n^*=0.33m$.

Зная n, мы можем определить положение уровня Ферми в твердом растворе $n$$Si_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$):

$$E_c - E_F = kT \ln\left(\frac{N_c}{n} \right) \approx 0.1465 \ эВ \qquad (3)$$

Таким образом, исследования спектральной зависимости фототока и оценка уровня Ферми образцов при различных температурах позволили предположить, что положение энергетического уровня Sn находится в интервале $E_C \approx 0.04$-0.07 эВ в запрещенной зоне ТР $Si_{1-x}Sn_x$.

В заключение выражаю благодарность Зайнабидинову С., Саидову А.С., а также Усмонову Ш.Н., за оказанную помощь при выполнении работы.

Литература

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников. - М.: Энергоатомиздат, 1985. -392 с.
2. Saidov A.S., Usmonov Sh.N., Kalanov M. and Madaminov X.M. Structure and Photoelectric Properties of $Si_{1-x}Sn_x$ Epilayers // Technical Physics Letters. -New York, 2010. -V. 36. -№ 9. - P. 827-829.

DOPING DEPENDENCE OF THE IN-PLANE RESISTIVITY OF HIGH TEMPERATURE CUPRATE SUPERCONDUCTORS

O.K. Ganiev

Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences,
Ulugbek, 100214, Tashkent, Uzbekistan, E-mail: ganiev@inp.uz

One of the striking properties of the high temperature cuprate superconductors is the abnormal temperature dependence of the normal-state resistivity on various doping levels. The experiments showed that the $\rho_{ab}(T)$ curves in cuprate superconductors is dependent on the doping level [1-6]. At the lower temperatures, $\rho_{ab}(T)$ shows ‘‘semiconducting’’ behavior. Upon doping it evolves to be nearly linear in T in the whole temperature region. The physics of the cuprates in the intermediate doping regime is very complex

and an agreement on how one should treat cuprates in the underdoped to overdoped region, where two distinct pseudogaps (PGs) and high-T_c superconductivity appear, has not yet been achieved. As for the origin of the PG in cuprates, a number of theoretical explanations have been proposed so far, but they are still controversial. The opening of a PG in the normal state of the cuprates should affect their transport properties. Several charge transport mechanisms based on non-Fermi-liquid models [7,8] or unusual Fermi-liquid models (see Ref. [9]) have been proposed to account for the observed *T*-linear behavior of $\rho_{ab}(T)$ above T^* and these models explain the available experimental data qualitatively or sometimes quantitatively with varying degrees of success. A theory capable of a unified description of the *T*-linear resistivity and other anomalies in $\rho_{ab}(T)$ found in various high-T_c cuprates below T^* is therefore desirable. Thus, a detailed theoretical investigation of the origin of various resistivity anomalies, such as *T*-linear behavior of $\rho_{ab}(T)$ above T^* and nonlinear or nonmonotonic temperature dependence of $\rho_{ab}(T)$ in the PG state of underdoped to overdoped cuprates, within the proper theoretical approaches can contribute to the understanding of these intricate materials.

In this work, we calculate the in-plane conductivity of the cuprates in the relaxation time approximation by using the appropriate Boltzmann transport equations (above and below T^*) and considering the BCS-like PG in the quasiparticle energy spectrum below T^* and obtain the temperature- and doping-dependent in-plane resistivity.

We have obtained the expressions for the temperature- and doping-dependent in-plane resistivity of cuprate superconductors below and above the PG formation temperature T^* in the relaxation time approximation by using the appropriate Boltzmann transport equations. We compare the calculated results with the experimental $\rho_{ab}(T)$ data obtained for various high-T_c cuprates. We have demonstrated that the calculated results for $\rho_{ab}(T)$ are in good quantitative agreement with experimental findings in various high-T_c cuprates.

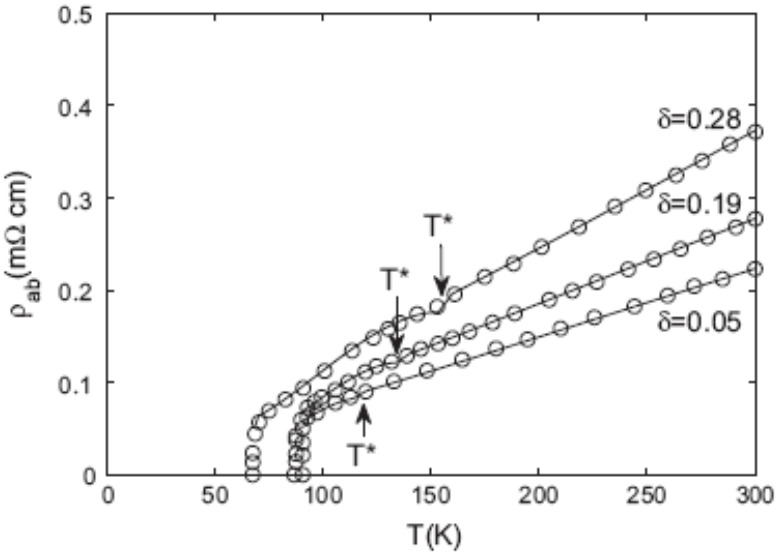


Figure 1. Comparison of our calculated results for $\rho_{ab}(T)$ (solid line) with the experimental resistivity data (open circles) obtained by Carrington et al. (Ref. [1]) for $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ material at different doping levels δ.

References

1. A. Carrington, D.J.C. Walker, A.P. Mackenzie, J.R. Cooper, Phys. Rev. B **48**, 13051, (1993).
2. N.L. Wang, B. Buschinger, C. Geibel, and F. Steglch, Phys. Rev. B **54**, 7449, (1996).
3. X.H. Chen, M.Yu, K.Q. Ruan, et al., Phys. Rev. B **58**, 14219 (1998).
4. S. Uchida, Physica C **341-348**, 823, (2000).
5. S. Ono, Y. Ando, Phys. Rev. B **67**, 104512, (2003).
6. Y. Koike, T. Adachi, Physica C **481**, 115, (2012).
7. A.S. Alexandrov, A.M. Bratkovsky, and N.F. Mott, Phys. Rev. Lett. **72**, 1734 (1994).
8. C.M. Varma, P.B. Littlewood, S. Schmitt-Rink, E. Abrahams, A.E. Ruckenstein, Phys. Rev. Lett. **63**, 1996 (1989); C.M. Varma, Phys. Rev. B **55**, 14554 (1997).
9. B.P. Stojkovic, D. Pines, Phys. Rev. B **55**, 8576 (1997); Y. Yanase, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 278 (2002).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БОЛЬШОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ НА БАЗЕ КРЕМНИЯ

[*]Ё.К.Тошмуродов, [*]С.А.Раджапов,[*]Б.С. Раджапов, [**]К.И.Вахобов

**Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,*
100084, ул. Бодомзор йули 2Б, г.Ташкент, Узбекистан.

***Ташкентский государственный технический университет,*
г.Ташкент, ул.Университет 2, E-mail: detector@uzsci.net, (+99890) 326 82 45

Величина тока, текущего в обратно смещенной *p-n* или *p-i-n*, структуре является важнейшим электрофизическим параметром, определяющим уровень токовых шумов полупроводниковых детекторов. Последние (в квадратичной сумме с тепловыми шумами) определяют основные радиометрические энергетическое разрешение и эффективность регистрации характеристики Si(Li) детекторов.

В работе рассмотрены новые физические явления и процессы, которые свойственны детекторам больших размеров. Создание таких детекторных структур связано с более подробным и глубоким пониманием электрофизических свойств исходного кремния большого диаметра, и установлением их взаимосвязи с требованиями получения на их основе высокоэффективных Si(Li) p-i-n, αSi-Si(Li) и нейтронно-легированых (НЛК) структур [1, 2, 3]. Эти результаты имеют значение для понимания физических процессов для различных полупроводниковых приборов больших размеров, а также практическое значение для совершенствования их характеристик.

На рис.1. приведены вольтамперные характеристики детекторов ядерного излучения больших площадей чувствительной области. Исследования были проведены при комнатной температуре.

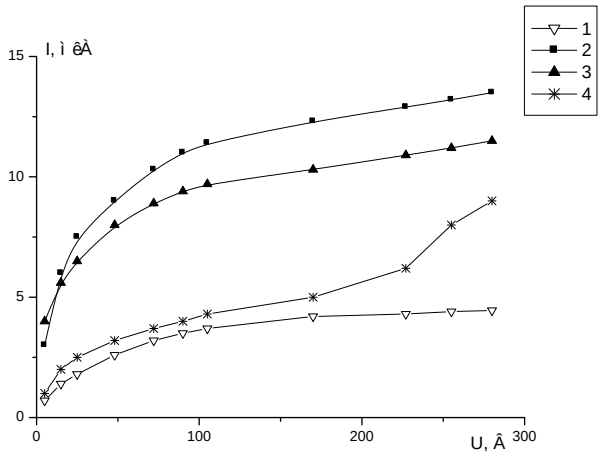


Рис.1. Вольтамперные характеристики.

1. Si(Li) p-i-n детекторы на исходном Si - полученных методом Чохральского;
2. Si(Li) p-i-n детекторы, Si - полученные бестигельной зонной плавкой;
3. αSi(Li)-Si(Li) гетероструктурный детектор;
4. детекторы на базе нейтронно-легированного (компенсированного) кремния.

Из сравнительного анализа, (рис.1.) следует то, что характер зависимости вольтамперных характеристик всех типов детекторов практически одинаковы. Однако величина тока, текущего в обратно смещенной Si(Li) p-i-n структуре (2, 3 типа детектора) в среднем по обратному току ~ 2 раза отличаются относительно 1 и 4 типов детекторов. Это объясняется наличием поверхностной компоненты тока и формирование инверсионного слоя на поверхности этих детекторов. Это свойственно детекторам изготовленных на основе высокоомного кремния, полученных бестигельной зонной плавкой [2].

Таким образом, на основе исследований вольтамперных характеристик четырех типов детекторов, установлено, что все типы детекторы по своим основным характеристикам не уступают традиционным детекторам малых размеров площадей чувствительной области, полученных на базе промышленных высокоомных монокристаллов кремния.

Литература

1. Азимов С.А., Муминов Р.А., Шамирзаев С.Х., Яфасов А.Я. Кремний-литиевые детекторы ядерного излучения. // – Ташкент: Фан.1981.-257 стр.
2. Раджапова С.А. Особенности физических процессов формирования кремний-литиевого детектора ядерного излучения с большой чувствительной областью//Автореф. Дис. док. д.ф-м.н. Ташкент: 2010.
3. Рафиков А.К., Муминов Р.А, Раджапов и др. // Детекторы ядерного излучения на основе нейтроно-легированном кремнии // Международная Конференция «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» посвященная 70-летию Физико-технического института НПО «Физика-Солнце» АН РУз, 14-15 ноября 2013 Ташкент. стр.14-15.

ТОКОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КРИСТАЛЛАХ В-БОРА И В СОЕДИНЕНИЯХ ВИДА MB_{66} (М-Р.З.М)

А.А. Таджиев, З. Шоназаров

Ташкентский государственный технический университет
г.Ташкент, ул.Университет 2, E-mail: baburt@mail.ru

Известно, что особенности свойств бора и его соединений связаны со спецификой их кристаллических решеток. Наличие нескольких групп неэквивалентных атомов , большие размеры элементарной ячейки делают их частично сходными с аморфными полупроводниками. Специфика свойств MB_{66}, идентичных свойствам амофрных тел, определяется их кристаллической структурой: MB_{66} имеют наиболее сложные кристаллические решетки из всех известных модификаций бора и его соединений, и для них применима концепция квазиаморфности. Аморфная концепция предполагает, что наличие дальнего порядка в расположении центров локализации носителя в решетке MB_{66} существенно не влияет на его электрические свойства. Действительно, элементарные ячейки кристаллов MB_{66} содержат ~1600 атомов, причем внутреннее строение ячеек весьма сложное: структурной единицей кубической решетки (Fm3c) является так называемый суперикосаэдр $B_{12}(B_{12})_{12}$, а атомы металла, входящие в конфигурации MB_{36} и MB_{48}, расположены в пустотах. Следует также отметить существование большого разброса в длинах связей бор-бор ($1{,}72 \div 2{,}17 A^0$) [1,2].

Дальнейшие исследование данного класса материалов и особенно соединений бора вида MB_{66} (М-Р.З.М), имеющих в элементарной ячейке большое число атомов, представляют определенный научный интерес и открывают новые возможности для управления свойствами этих веществ.

В настоящей работе исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) указанных материалов в широком температурном интервале (700-400к). Пластинки для исследований вырезали из монокристаллических стержней, полученных бестигельной зонной плавкой. Монокристалличность подтверждалась рентгеноструктурным анализом. Толщина образцов колебалась от 50 до 30 мкм. Омические контакты изготовляли напылением никеля на поверхность, протравленную в растворе состава $K_3Fe(CN)+KOH+H_2O$. Измерения ВАХ выполнялись при постоянном токе, поскольку сопротивление чистого бора и MB_{66} достаточно велико и разогревом образца можно было пренебречь. Показано, что характер ВАХ зависит от области рассматриваемых температур. При этом было установлено, что в температурном интервале $250\text{-}400^0$ К и при напряжениях, близких к переключающему пороговому напряжению, проводимость всегда омическая, а при более низких температурах проводимость не омическая и типичная для токов, зависящих от пространственного заряда. ВАХ имеет S-образных характер, т.е. наблюдается эффект переключения и токовые неустойчивости. В рассматриваемых материалах генерационные эффекты имеют место вблизи порогового напряжения U_S. Эффект обусловлен существованием отрицательного дифференциального сопротивления и положительной обратной связи по току. Обычно нагрузочное сопротивление R_H и напряжения $U_S>U_C$ выбирают так, чтобы линия нагрузки не пересекала устойчивых участков ВАХ при $U<U_C$ и $U>U_H$. Тогда прибор не обладает устойчивым состоянием и работает в режиме генерации релаксационных колебаний, вызванных последовательной зарядкой-разрядкой измерительной емкости. Емкость *C* заряжается через большое последовательное сопротивление R_H до порогового напряжения U_C и затем при переключения разряжается через собственное сопротивление R образца (сопротивление низкоомного состояния) и последовательное сопротивление R_1. После окончания разряда ток I через прибор станет равным наименьшему току удержания I_h. Затем прибор возвращается в высокоомное состояние и начинается новый цикл зарядки и разрядки емкости. Напряжения изменяется в пределах $U_h<U<U_c$, период колебаний определяется в основном времен

$T=t_1$. Период колебаний линейно зависит от нагрузочного сопротивления R_H вплоть до некоторого предельного значения R, выше которого наблюдается большой статический разброс T.

$$T=R_H CLn\{(U_S- U_h)/(U_S- U_t)\}$$

Установлено, что длительная работа в режиме генерации приводит к отказам прибора вследствие морфологичесих изменений структуры MB_{66}, вызванных локальными разогревами.

Литература

1. Tadjiev A.A. Conduction in extended states of boron-rich borides. Abstracts VI International Conferense on Physical Electronics – Tashkent, October 23-25, 2013. p 111-112.
2. Таджиев А.А. Исследование тепловых условий роста кристаллов соединений бора вида MB_{66} при бестигельной зонной плавке. // Вестник ТГТУ. 2012, № 3,4. с. 65-67.

ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ СОЕДИНЕНИЙ БОРА ВИДА MB_{66}

А.А. Таджиев, Н.А. Таджиева

Ташкентский государственный технический университет
г.Ташкент, ул.Университет 2, E-mail: baburt@mail.ru

Соединения MB_{66} (M-Gd,Sm,Yb, Dy,Y) весьма необычны по своим свойствам: это тугоплавкие соединения ($T_{пл}$ = 2300 ^{0}C), обладающие в то же время рядом свойств аморфных твердых тел. Для MB_{66} наблюдается длинноволновые «хвосты» оптического поглощения, бесструктурные спектры инфракрасного поглощения, низкая величина теплопроводности, прыжковая проводимость по локализованным состояниям при низких температурах и переход к зонной проводимости при повышенных температурах.

В настоящей работе с целью получения информации об электронном спектре соединений MB_{66} проведено исследование рентгеновских эмиссионных спектров. Для этого был применен метод ультра-мягкой рентгеновской спектроскопии, как при изучении α и β - бора. Поскольку рентгеновские эмиссионные спектры дают прямую инфорцию о локальной плотности всех занятых состояний, их характерными особенности считаются энергетические зависимости плотности электронных состояний исследуемых материалов.

K_α-спектры бора в рассматриваемых соединениях были получены на рентгеновском спектрометре-монохроматоре РСМ-500, точность определения энергетического положения особых точек на спектре ± 0,2 Эв. На рисунке 1 эти спектры приведены вместе со спектром аморфного бора. В таблице 1 даны некоторые характеристики этих спектров, а также спектров α- и β - ромбоэдрического бора в зависимости от числа атомов в элементарной ячейке. Приведенные данные позволяют говорить о трансформации электронного спектра при усложнении кристаллической структуры – постепенном приближении ее к аморфной с ростом числа атомов в элементарной ячейке (N). Действительно, рассмотрение величин полуширины полосы (Δ) и индекса асимметрии (A) в ряду материалов: α-ромбоэдрический бор, β - ромбоэдрический бор, GdB_{66}, аморфный бор выявляет тенденцию роста полуширини полосы (Δ) и индекса асимметрии (A) (табл.1).

Таблица 1.

Некоторые характеристики K_α спектров MB66 и модификаций бора

Материал	Число атомов в элементар. ячейке N	Полуширина полосы Δ, эВ	Индекс асиммет-рии A	Положение потолка валентной зоны Ev,эВ
α-ромбоэдрический бор	12	4,0	1,22	188,2
β-ромбоэдрический бор	105	4,5	1,55	188,2
GdB_{66}	1600	5,0	1,67	180,0
DyB_{66}	1600	4,5	2,24	178,8
Аморфный бор		5,0	1,50	188,2

Что касается DyB_{66}, то по величине полуширины полосы он близок к β-ромбоэдрическому бору, но обладает наиболее высокой из всех материалов величиной индекса асимметрии (табл.1). Однако по характеру своих бесструктурных спектров GdB_{66} так и DyB_{66} сходны с аморфным бором

(рис.1). В то же время спектры модификации бора с более простыми решетками имеют довольно выраженную структуру.

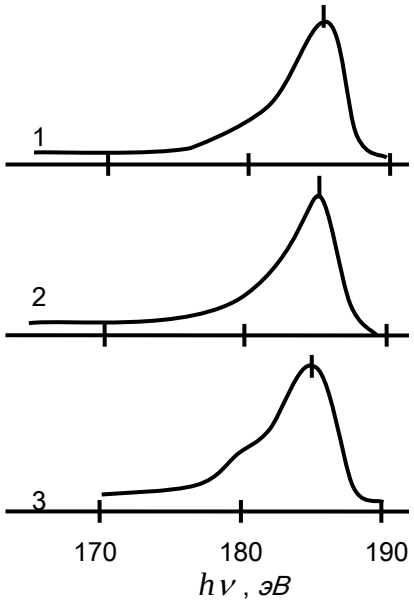


Рис.1.Рентгеновские эмиссионные K_α - спектры GdB66 (1), DyB66 (2), аморфного бора

Как известно, выраженная структура электронного спектра - есть следствие существования зон Бриллюэна, вытекающих из периодичности структуры кристалла (существования дальнего порядка). Если судить по рентгеновским эмиссионным спектрам, форма плотности электронных состояний не зависит от того, полностью ли отсутствует дальний порядок (аморфный бор) или он существует на расстояниях ~ 20 A^0 (MB_{66}).

Поскольку в пределах элементарных ячеек MB_{66} имеются значительные вариации ближнего порядка (длина связей бор-бор), то такие элементарные ячейки в известной степени сходны с моделями непрерывной неупорядоченной сетки, развитой для аморфных кремния, германия и др. Таким образом, соединения MB_{66} обоснованно рассматриваются как естественные структурные модели аморфных твердых тел.

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ NGAAS−P$(GAAS)_{1-X-Y}(GE_2)_X(ZNSE)_Y$ ГЕТЕРОСТРУКТУР ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С.З.Зайнабидинов[3], А.С.Саидов[2], М.У.Каланов[1], А.Й.Бобоев[3]

[1]*Институт ядерной физика АН РУз*
г.Ташкент, 100214.

[2]*Физика-технический институт НПО «Физика-Солнца» АН РУз*
г.Ташкент, 100084

[3]*Андижанский государственной университет имена З.М.Бабура*
г. Андижан, 170100, aboboevscp@mail.ru

В данной работе приведены предварительные экспериментальные результаты исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) p-n- структур на основе пленок твердого раствора $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема Sn раствора-расплава на подложках из монокристаллического GaAs n- типа проводимости с ориентацией (100) и толщиной ~350 мкм. Состав раствора-расплава был получен на основе предварительных исследований системы GaAs- Ge-ZnSe-Sn и литературных данных [1]. Эпитаксиальные слои $(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ имели p тип проводимости с удельным сопротивлением 0,3 Ом·см при толщине ≈ 10 мкм.

Для выяснения влияния температуры на механизм прохождения тока были исследованы ВАХ pGaAs-n$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ структур при различных температурах - от 293 до 423 К. На рис.1 показаны прямые ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе. В интервале напряжения от 0,25 до

0.4 В ВАХ для всех температур хорошо описывается экспоненциальной зависимостью, для p-n-диодных структур с омическим тыловым контактом [3]:

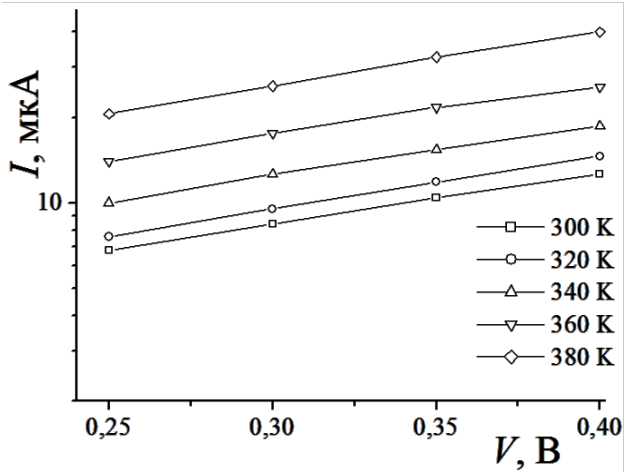


Рис.1. Темновая вольтамперная характеристика nGe-p(GaAs)$_{1-x-y}$(Ge$_2$)$_x$(ZnSe)$_y$ структур в полулогарифмических масштабах при различных температур.

$$I = I_0 \cdot e^{\frac{qV}{ckT}} \quad (1)$$

Показатель «с» в экспоненте, вычисленный из ВАХ при комнатной температуре имеет значение ~ 9.56, характерное для так называемого «длинного» диода (т.е. $d / L_p > 1$, *d*–длина базы, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – диффузионная длина неосновных носителей) и описывается согласно [4] выражением:

$$c = \frac{2b + ch\left(\frac{d}{L_p}\right) + 1}{b + 1} \quad (2)$$

где $b = \mu_n / \mu_p$ - отношение подвижностей электронов и дырок для твердого раствора (GaAs)$_{1-x-y}$(Ge$_2$)$_x$(ZnSe)$_y$ равен $b \approx 3{,}1$. Зная *b*, можем найти d/L_p=4,16, затем можно найти диффузионную длину основных носителей: L_p=4,8 мкм. Это позволяет определить произведение $\mu_p\tau_p = qL_p/kT \approx 8{,}9\cdot10^{-10}$ см^2/В, при комнатной температуре. Подвижность основных носителей μ_p определялась методом Холла и составила ~ 360 см^2/В·с. На основе этих экспериментальных данных можно определить значения I_o, *c* и *b*, при различных температурах, которые приведены в табл.1.

Таблица 1.

Температурная зависимость множителей I_o, показателя экспонента с и отношение подвижностей электронов и дырок b и удельное сопротивление переходного слоя p-n перехода ρ.

T, K	300	320	340	360	380
I_o, (A)	$2{,}6\cdot10^{-6}$	$3{,}63\cdot10^{-6}$	$4{,}43\cdot10^{-6}$	$6{,}73\cdot10^{-6}$	$5{,}54\cdot10^{-6}$
C	9,56	10,65	9,55	9,62	6,9
B	3,1	2,71	3,14	3,102	5,38
ρ, (Ом·см)	$6{,}97\cdot10^{8}$	$5{,}15\cdot10^{8}$	$4{,}66\cdot10^{8}$	$3{,}24\cdot10^{8}$	$4{,}62\cdot10^{8}$

Перед экспоненциальный множитель I_0 в формуле (1) определяется следующим выражением:

$$I_o = \frac{kT}{q} \cdot \frac{S \cdot b \cdot ch(d / L_p)}{2(b+1) \cdot L_p \cdot \rho \cdot tg(d / 2L_p)} \quad (3)$$

где *S* – площадь образца, ρ - удельное сопротивление переходного слоя *p-n* перехода. С помощью уравнения (3) и данных табл.1 было вычислено удельное сопротивление ρ переходного слоя подложка-пленка. Из табл.1 видно, что между подложкой и эпитаксиальной пленкой формируется компенсированный высокоомный слой твердого раствора (GaAs)$_{1-x-y}$(Ge$_2$)$_x$(ZnSe)$_y$ с $\rho \approx 7\cdot10^8$ Ом·см при комнатной температуре. Из табл.1 также видно, что с ростом температуры удельное сопротивление слоя уменьшается, которые может быть связано с тепловой генерацией носителей заряда в нем.

Таким образом, исследование ВАХ nGaAs-p$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ структур в диапазоне температур 300 – 380 К показывает, что при значениях приложенного напряжения от 0,25 до 0,4 В имеет место диффузионный механизм прохождения тока через структуры, при этом ВАХ описывается экспоненциальной зависимостью вида - $I = I_0 \cdot \exp(qV/ckT)$.

Литература.

1. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио. 1975. С. 328.
2. В.И. Стафеев. ЖТФ, 28(9), 1631 (1958).
3. Э.И.Адирович, П.М.Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю.Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., Советское радио, 1978.

ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫЕ СПЛАВЫ И ИХ СВОЙСТВА

А. Д. Погребняк*, Б. Р. Жоллыбеков**

**Сумский государственный университет,*
г. Сумы, Украина

***Каракалпакский государственный университет,*
г. Нукус, Узбекистан

Уже к 1970-м годам, почти все традиционные сплавы были исследованы с самых различных точек зрения как их свойств, так и применения. Было разработано более 30 наиболее распространенных систем сплавов, которые включали в себя железо, медь, алюминий, и множество других металлов в самых различных комбинациях. Однако такие системы не всегда соответствовали тем требованиям, которые предъявлялись им в связи с той или иной сферой применения изделий из подобных сплавов. Поэтому, за последние четыре десятилетия учеными и инженерами велись активные разработки и поиски новых материалов на основе сплавов металлов. Для этого были выбраны три пути: создание новых соединений, изобретение новых технологических процессов (получения и обработки материалов), или использование новых комбинаций различных элементных соединений и технологических процессов. В результате были разработаны и исследованы интерметаллиды, металло-композиционные материалы, металлические стекла, термомеханическая обработка, осаждения распылением, и многое другое [1–11].

Анализируя литературу, посвященную проблеме концепций дизайна традиционных сплавов, можно найти некоторые общие правила. Например, большинство сплавов имеют в своей основе всего один «главный» элемент (металл), и очень редко – более трех элементов металлов.

Однако, авторами [12] была предложена концепция высокоэнтропийных сплавов (ВЭСов). Особенность этих сплавов состоит в том, что они содержат не менее пяти основных компонентов, и концентрация каждого из них может составлять от 5 до 35 ат.%. Также, эти сплавы обладают максимально высокой энтропией смешения, и, как следствие, -минимумом энергии Гиббса. Это является основной причиной стабильностью структуры высокоэнтропийных сплавов, и их высоких эксплуатационных характеристик.

Базируясь на известной базе знаний о сплавах, можно ожидать, что высокоэнтропийные сплавы скорее всего будут содержать множество фаз, однако, как показывает фазовый анализ множества ВЭСов, это совсем не так. Кристаллическая решетка высокоэнтропийных сплавов сильно искажена из-за различия атомных радиусов их составляющих. Это обстоятельство препятствует активному дрейфу атомов, и ограничивает скорость диффузии в ВЭСах. И, как результат, ВЭСы “склонны” к формированию наноразмерных, или даже аморфных структур. И также, благодаря эффекту высокой энтропии смешения и формирования аморфной или нанокристаллической (ОЦК и ГПУ решетки), ВЭСы обладают такими полезными и интересными свойствами, как высокая жесткость, прочность, твердость, термоустойчивость, и стойкость к коррозии [13–16].

Литература

1. *Погребняк А.Д., Шпак А.П., Азаренков Н.А. и др.* Структура и свойства твёрдых и сверхтвёрдых нанокомпозитных покрытий // УФН 2009. Т. 179. № 1. С. 35–64.
2. *Погребняк А.Д., Пономарев А.Г., Шпак А.П. и др.* "Применение микро- и нанозондов для анализа малоразмерных 3D материалов, наносистем и нанообъектов" // УФН 2012. Т. 182. С. 287–321.
3. *Погребняк А.Д., Береснев В.М., Демьяненко А.А. и др.* Адгезионная прочность и сверхтвердость, фазовый и элементный состав наноструктурных покрытий, сформированных на основе Ti-Hf-Si-N // ФТТ 2012. Т. 54, Вып. 9. С. 1882–1890.

4. *Погребняк А.Д. Соболь О.В. Береснев В.М. и др.* Особенности структурного состояния и механических свойств покрытий ZrN и Zr (Ti) -Si-N, полученных ионно-плазменными методами // Письма в ЖТФ 2009. Т. 35. Вып. 19. С. 103–110.
5. *Pogrebnjak A.D., Uglov V.V., Il'yashenko M.V. et. al.* Nano-Microcomposite and Combined Coatings on Ti-Si-N/WC-Co-Cr/Steel and Ti-Si-N/$(Cr_3C_2)_{75}$-$(NiCr)_{25}$ Base: Their Structure and Properties // Nanostructured Materials and Nanotechnology IV: Ceramic Engineering and Science Proceedings. Wiley:2010. V. 31, Is. 7. P. 115–126.
6. *Соболь О.В., Погребняк А.Д., Береснев В.М.* Влияние условий получения на фазовый состав, структуру и механические характеристики вакуумно-дуговых покрытий системы Zr–Ti–Si–N // ФММ 2011. Т. 112. № 2. С. 199–206.
7. *Musil J., Vlcek J., Zeman P.* Hard amorphous nanocomposite coatings with oxidation resistance above 1000°C // Advances in Applied Ceramics 2008. V. 107. № 3. P. 148-154.
8. *Соболь О.В., Андреев А.А., Горбань В.Ф. и др.* О воспроизводимости однофазного структурного состояния многоэлементной высокоэнтропийной системы Ti-V-Zr-Nb-Hf и высокотвердых нитридов на ее основе при их формировании вакуумно-дуговым методом // Письма в ЖТФ 2012. том 38, вып. 13, С. 41-48.
9. *Musil J.* Hard nanocomposite coatings: Thermal stability, oxidation resistance and toughness // Surf. and Coat. Tech. 2012. V. 207, P. 50–65.
10. *Pogrebnjak A.D., Beresnev V.M.* Nanocoatings Nanosystems Nanotechnologies, Bentham Sci. Publ., Bentham e books: 2012. 158 p.
11. *Pogrebnjak A.D., Shpak A.P., Beresnev V.M. et al.* Effect of Thermal Annealing in Vacuum and Air on Nanograin Sizes in Hard and Superhard Coatings Zr-Ti-Si-N // Journal of Nanoscience and Nanotechnology 2012. V. 12. № 12. P. 9213-9219.
12. *Yeh J.-W., Chen Y.-L., Lin S.-J. et al.* High-entropy alloys - A new era of exploitation // Mater. Sci. Forum 2007. V. 560. P. 1–9.
13. *Huang Y.S., Chen L., Lui H.W. et al.* Microstructure, hardness, resistivity and thermal stability of sputtered oxide films of $AlCoCrCu_{0.5}NiFe$ high-entropy alloy // Mater. Sci. Eng. A 2007. V. 457. Is. 1–2. P. 77–83.
14. *Tung C.C., Yeh J.W., Shun T.T. et al.* On the elemental effect of AlCoCrCuFeNi high-entropy alloy system // Mater. Lett. 2007. V. 61. Is. 1. P. 1–5.
15. *Zhou Y.J., Zhang Y., Kim T.N. et al.* // Mater. Lett. 2008. V. 62. Is. 17–18. P 2673–2676.
16. *Chang H.W., Huang P.K., Yeh J.W. et al.* Influence of substrate bias, deposition temperature and post-deposition annealing on the structure and properties of multi-principal- component (AlCrMoSiTi)N coatings // Surf. Coat. Technol. 2008. V. 202. P. 3360–3366.

ВЫРАЩИВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКИ $(SI_2)_{1-X}(ZNS)_X$ (0.08≤X≤0.92), ВЫРАЩЕННОЙ НА КРЕМНИЕВУЮ ПОДЛОЖКУ

А.С.Саидов, Д.В.Сапаров, У.Т.Давлатов

Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,
г.Ташкент ул.Бодомзор йули 2Б, e-mail: dada@uzsci.net

Для разработки качественных, но недорогих полупроводниковых приборов необходимо разработать технологии выращивания эпитаксиальных пленок дорогих полупроводниковых соединений A^2B^6, в частности ZnS на дешевые Si подложки. Из-за большого различия коэффициентов термического расширения, а также параметров решеток подложки и выращиваемой эпитаксиальной пленки, такое гетероэпитаксиальное выращивание пленок сопряжено с большими техническими трудностями. При выращивании эпитаксиальных пленок ZnS непосредственно на Si подложки, в пленке образуются множество дефектов, которые делают эти пленки непригодными для технического применения.

Для устранения этих недостатков, нами предлагается выращивать эпитаксиальные пленки непрерывного твердого раствора замещения $(Si_2)_{1-X}(ZnS)_X$ на кремниевую подложку. Возможность выращивания твердых растворов замещения $(C_2)_{1-x}(A^2B^6)_x$, между элементами четвертой группы и соединениями A^2B^6 было обосновано в работе [1]. Твердые растворы замещения $Si_2)_{1-x}(ZnS)_x$ выращивались методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава.

Состав раствора-расплава: Sn- 75,3 гр. Si-0,75 гр. ZnS-0,325 гр Al-0.95 гр.

Температуры начала и окончания кристаллизации составляют 1000^0C и 840^0C, соответственно. Подложками служили кремниевые шайбы диаметром 20 мм, кристаллографической ориентации

(111). Подложки вырезались из монокристаллического кремния марки КДБ, с удельным сопротивлением 1-10 Ом·см. Выращенные эпитаксиальные пленки $(Si_2)_{1-x}(ZnS)_x$ имели *n* тип проводимости с удельным сопротивлением ~ 0,01 Ом·см . Толщина эпитаксиальных пленок составляла 10–15 мкм.

На рис. 1 представлены пространственные конфигурации тетраэдрических связей молекул полупроводникового соединения ZnS (а) и эпитаксиального слоя твердого раствора замещения (б), состоящего из Si_2 и ZnS, который охватывает Si–Si, Si-Zn и Si-S связи. Как видно из рис. 1 (б), место одного атома цинка и одного атома селена на узле кристаллической решетки занимают два атома кремния и образуют молекулу кремния в кристаллической решетке сульфида цинка.

В выращенных эпитаксиальных слоях концентрация ZnS постепенно увеличивается по направлению роста и достигает 92 мол.% на поверхности пленки.

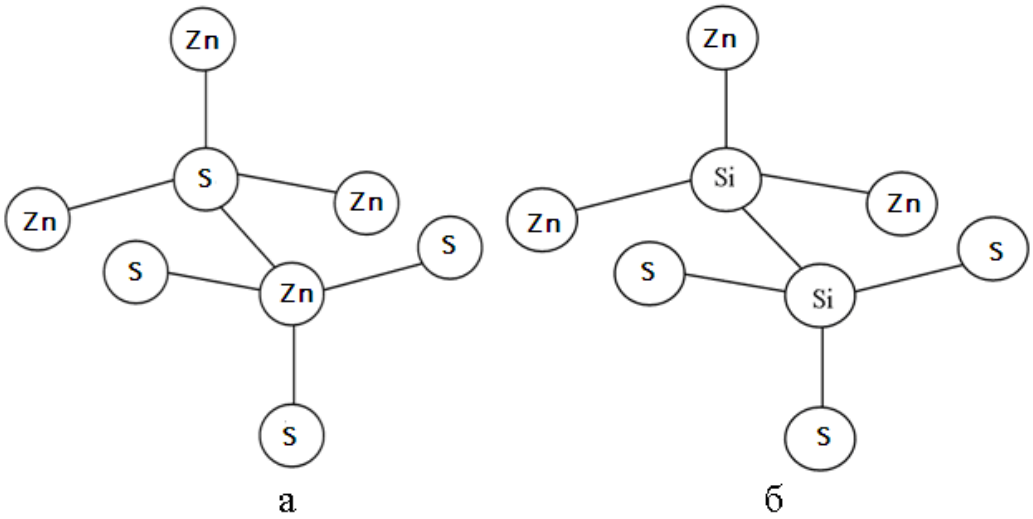


Рис.1. Пространственная конфигурация тетраэдрических связей молекул полупроводникового соединения ZnS (а) и непрерывного твердого раствора замещения $(Si_2)_{1-x}(ZnS)_x$ (б).

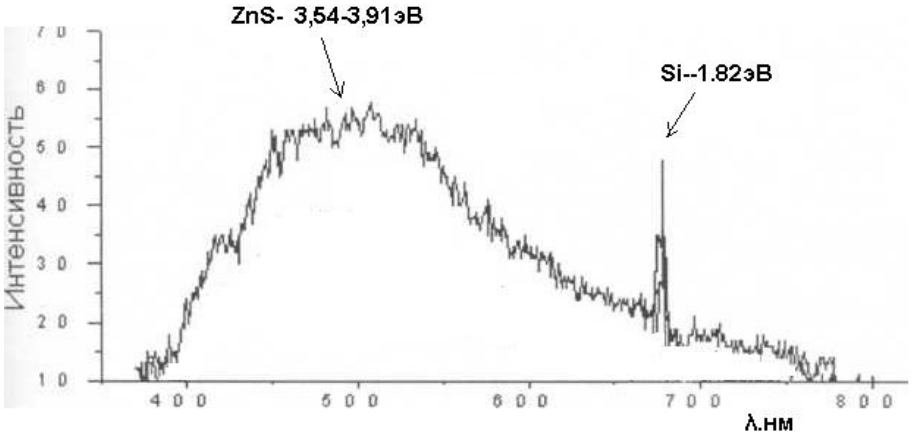


Рис.2. Спектр фотолюминесценции эпитаксиальной пленки $Si_2)_{1-X}(ZnS)_X$.

На рис.2 приведен спектр фотолюминесценции эпитаксиальной пленки $Si_2)_{1-x}(ZnS)_x$, измеренной при 77 ^{0}К. На спектре фотолюминесценции наблюдается пик, соответствующий энергии квантов 1,82 эВ. Появление этого пика, по-видимому, обусловлено люминесцентным излучением ковалентной связи молекул кремния – Si-Si, расположенной в кристаллической решетке твердого раствора в окружении атомов Zn и S (рис. 1 б).

Работа выполнена в рамках гранта ПФИ № Ф2-ФА-0-43917.

Литература

1. Саидов А.С., Саидов М.С., Усмонов Ш.Н., и др. Гелиотехника, 2007, №3, с.85-88.

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРИМЕСНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ МОНОСЕЛЕНИДОВ ГАЛЛИЯ И ИНДИЯ

А.Ш.Абдинов, Н.А.Рагимова, Р.Ф.Бабаева*, С.З.Джафарова*, Р.М.Рзаев*

Бакинский государственный университет

** Азербайджанский государственный экономический университет*

Баку, Азербайджан, АЗ 1148, г. Баку, ул. З. Халилова, 23,Тел.: (994 12) 5397373, e-mail: abdinov-axmed@yandex.ru, Babaeva-Rena@yandex.ru

В работе приводятся результаты, полученные при экспериментальном исследовании индуцированных примесных электронных явлений [1], в частности, индуцированной фоновой подсветкой и внешним электрическим полем примесной фотопроводимости (ИПФ); индуцированного инжекцией примесного пробоя и непосредственно обусловленные им эффекты переключения; термостимулированные проводимости (ТСП) различного происхождения, т.е. возбужденная воздействием фонового собственного света и (или) инжектирующего внешнего электрического напряжения в слоистых кристаллах моноселенидов галлия и индия.

Установлено, что в высокоомных кристаллах этих полупроводников при низких уров-нях возбуждения как абсолютная величина ($\Delta i_{пФ}$), так и положения максимума ($\lambda_{пм}$) и крас-ной границы ($\lambda_{пк}$) спектра, величина времени спада ($\tau_{сп}$) ИПФ при выключении зондирую-щего примесного света, значительным образом, зависят от величины исходного темнового удельного сопротивления (ρ_{T0}) и уровня легирования ($N_{РЗЭ}$) исследуемого образца. При про-чих одинаковых условиях с ростом ρ_{T0} максимум и красная граница ИПФ смещаются в сторону более длинных волн, а величины $\Delta i_{пФ}$ и $\tau_{сп}$ – увеличиваются. С повышением уровня ле-гирования величины $\lambda_{пм}$, $\lambda_{пк}$, $\tau_{сп}$ и $\Delta i_{пФ}$ меняются немоно-тонно – сначала при $N_{РЗЭ} \leq 10^{-3}$ ат.% увеличивается, а далее – уменьшаются. При высоких интенсивностях фоновой подсветки ($Ф_c$) и (или) инжектирующего электрических напряжениях (U_i) зависимости параметров ИПФ от ρ_{T0} и $N_{РЗЭ}$ исчезают.

В низкоомных чистых кристаллах обеих полупроводников основные параметры и ха-рактеристики ИПФ от уровня возбуждения не зависит. При этом также не наблюдается дол-говременная релаксация ИПФ после прекращения воздействия зондирующего света.

Во всех исследуемых образцах ИПФ наблюдается лишь в области низких температур ($T \leq 140 \div 180$ К в зависимости от полупроводникового материала, а также величин ρ_{T0} и $N_{РЗЭ}$).

Зависимость ИПФ от химической природы введенной примеси в кристаллах p-GaSe<РЗЭ> и n-InSe<РЗЭ> не наблюдается.

Во всех изучаемых образцах наблюдались бистабильное (в направлении перпендикул-ярно слоем) и пороговое (вдоль слоев) переключения. Установлено, что основные параметры обеих типов переключения, помимо температуры, воздействия света, зависят также от ин-жектирующей способности токовыводящих контактов, величины ρ_{T0} и $N_{РЗЭ}$, а от химической природы введенной примеси не зависят. Причем зависимость напряжения переключения то-же от уровня легирования имеет немонотонный характер.

В кристаллах моноселенидов галлия и индия на кривых ТСП наблюдаются три ярко-выраженные максимумы, местонахождение которых не зависят не от ρ_{T0}, не от $N_{РЗЭ}$, но с из-менением $N_{РЗЭ}$ лишь меняются площади, находящиеся под соответствующими максимумами. В частности, с ростом $N_{РЗЭ}$, значения этих площадей увеличиваются.

При анализе полученных результатов выяснено, что для полного выявления физичес-кого механизма обнаруженных эффектов в кристаллах моноселенидов галлия и индия, поми-мо различных локальных уровней в запрещенной зоне [2], необходимо учесть также опре-деляющую роль существующих в их свободных энергетических зонах дрейфовых барьеров [3].

Предложена обобщенная схематическая энергетическая модель с соответствующими электронными переходами, которая в силе с единых позиций удовлетворительно объяснить обнаруженные нами в эксперименте особенности индуцированных примесных фотоэлектри-ческих и электрических явлений в кристаллах моноселенидов галлия и индия, в частности, а также в слоистых полупроводниках типа $A^{III}B^{VI}$, вообще.

Литература

1. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Наука. 1963.
2. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рзаев Р.М., Амирова С.И. К вопросу о механизме индуцированной примесной фотопроводимости в кристаллах моноселенидов A^3B^6 со слоистой структурой. // Вестник Бакинского Университета. 2011, № 3, с.122-132

3. Шейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. // Физ. и техн. полупроводников, 1976, Т.10, №2, с. 209-232.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ОБРАБОТАННОГО КОНСТРУКЦИОННОГО СПЛАВА САВ-1

И.Х.Абдукадырова, А.Болтабаев, Э.Рахимов

Институт ядерной физики Академии наук Узбекистана.
100214 Ташкент, пос. Улугбек, E-mail: izida@inp.uz

Известно, что алюминиевые сплавы используются в качестве конструкционных материалов при создании отдельных элементов и узлов атомных реакторов. В связи с этим вопросы изучения влияния радиации на их физико-механические свойства представляют определенный интерес исследователей, работающих в области физики твердого тела и реакторостроения. В данном сообщении предпринята попытка провести спектроскопическое исследование временной и дозовой зависимости структуры и некоторых механических свойств радиационно-обработанного конструкционного алюминиевого сплава типа САВ-1.

В работе получен набор растровых картин распределения микровключений и основных элементов в объеме новой партии образцов сплава САВ-1, иллюстрирующих их содержание и состояние структуры исходного и обработанного набором доз ионизирующего излучения материала. Анализ спектрограмм показывает наличие в самом объеме образцов большого количества локальных образований в виде темных пятен нерастворимых фаз и одиночных белых пятен у элементов, число и размеры которых зависят от их типа.

На микрофотографиях, отснятых с обработанных набором различных доз ионизирующего излучения образцов, прослеживается дальнейшее изменение структуры сплава и концентрации основных элементов в зависимости от дозы. К тому же установлено, что при этом соответственно меняется число черных и белых пятен и их размеры, что наблюдается нелинейная радиационная динамика для содержания большинства элементов. Проведен анализ возможных причин обнаруженной в эксперименте немонотонной кинетики изменения структуры и состава обработанного сплава.

Для получения определенной информации по механическому параметру сплава - деформационному его упрочнению было проведено измерение внутреннего трения (Q^{-1}) САВ-1 до и после его облучения до доз 10^9 *рад* ультразвуковым резонансным методом [1] при частоте f = 149 *кГц.*

Анализ дозовой зависимости внутреннего трения обработанного сплава показывает наличие сложного стадийного процесса его повреждения, определяемого радиационным дефектообразованием, зависящим от его структуры, свойств дислокаций и их взаимодействием.

Далее продолжено изучение динамики радиационного повреждения механических свойств алюминиевого сплава, когда основное внимание уделено влиянию на этот процесс времени выдержки пластин после прекращения действия радиации, т.е. пост эффекту. С этой целью после облучения образец устанавливался между звукопроводами высокочувствительной акустической установки. После этого начиналось измерение внутреннего трения в зависимости от дозы облучения и времени выдержки (t) облученного образца, что позволило получить закономерности изменения функций Q^{-1}(D) и Q^{-1}(t).

В ходе эксперимента была определена реальная картина пост эффекта для процесса повреждения обработанного материала, Обнаружено, что развиваемая после действия излучения временная зависимость механической характеристики сплава Q^{-1}(t) имеет нелинейный характер, при этом интенсивность сигнала в первое время возрастает до некоторой величины и достигает максимума, а в дальнейшем напрввление хода кривой изменяется на противоположное, когда интенсивность уменьшается. Обсуждается возможный механизм выявленного процесса упрочнения ранее обработанного сплава.

Таким образом, на основе анализа полученных результатов предполагается, что кривая Q^{-1}(D), полученная в данном эксперименте, демонстрирует то, что основной вклад в упрочнение сплава вносит аномальное распыление дисперсных частиц, внедренных в структуру. К тому же, с учетом публикаций [2] сделано заключение, что в процессе обработки материала не исключено при достижении определенной дозы и времени выдержки изменение механизма рассматриваемых

временных и дозовых процессов повреждения механических характеристик конструкционного сплава.

Литература

1. В. М. Баранов. Акустические измерения в ядерной энергетике. Москва. Энергоатомиздат. 1990, с. 320.
2. S. H. Van den Brink, A van den Beukel, P. G. McCormick. Phys. Stat. Sol. (a). **30**, 2. 469 (1975).

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ $AL_XGA_{1-X}P/GAP/GA_YIN_{1-Y}P$ ФОТОДИОДЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В СИСТЕМАХ АБСОРБЦИОННОГО СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

М.А.Абдукадыров, Н.А.Ахмедова

Ташкентский университет информационных технологии
г.Ташкент, ул. А.Тимура, 108, т.2386558, romeo8515@rumbler.ru

В данной работе исследованы возможности использования разработанных нами интегральных фотодиодов (ИФД) с $Al_xGa_{1-x}P$ и $Ga_yIn_{1-y}P$ p-n переходами в дифференциальных абсорбционных газоанализаторах для определения концентрации NO_2, используя полосу поглощения λ_1=0,42±0,01 мкм и λ_2 = 0,56±0,01 мкм. Структура ИФД получена методом капиллярной жидкофазной эпитаксии на монокристаллических подложках GaP. Широкозонный $Al_xGa_{1-x}P$ p-n переход обладает фоточувствительностью Ф≈0,2 А/Вт при длине волны λ≈0,42 мкм за счет реализации прямых оптических переходов в непрямонном $Al_xGa_{1-x}P$. Максимум фоточувствительности прямозонного $Ga_yIn_{1-y}P$ p-n перехода достигается при λ≈0,56 мкм и ее величина составляет Ф ≈0,22 А/Вт. Благодаря большой ширине запрещенной зоны, оба p-n перехода устойчиво работают в диапазоне температур 300…500 К. Площадь исследованных ИФД 0,3…0,5 см^2.

Излучение $I(\lambda_1)$, совпадающего с максимумом поглощения к ($\lambda_{1)}$ линии или полосы определяемого компонента, и $I(\lambda_2)$ – с минимумом поглощения к (λ_2) последовательно и одновременно пропускается через поглощающую газовую среду. Измеряют отношения интенсивностей при известных значениях дифференциального коэффициента поглощения, после чего определяют концентрацию поглощенных частиц.

Экспериментальный газоанализатор состоит из блока питания, мощностью 12 Вт, оптической системы с кюветой, длиной 250 мм и объемом 0,3 л, ИФД, источника NO_2-ампула с солью $Pb(NO_3)_2$, регистрирующего устройства, вакуумного насоса.

В момент напуска пробы уровень световой мощности на ИФД скачкообразно падал, и это позволило получить эпюру перепада фотонапряжении и измерение содержания NO_2 при различных ее концентрациях в исследуемой среде.

Исследованные ИФД позволили определить содержание NO_2 в газовой среде до пороговой концентрации 20мг/м^3. При использовании ИФД с различными исходными параметрами установлено, что пороговые концентрации анализируемого вещества, в основном, ограничиваются темновым током и величиной фоточувствительности ИФД при $\lambda_{мах}$. Следовательно, дальнейшее улучшение пороговых характеристик газоанализаторов возможно путем оптимизации параметров ИФД, усовершенствованием их конструкции.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПАМЯТЬ В ПЛЕНОЧНОЙ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ P-CDTE-SIO_2-SI-AL

Н.Э.Алимов, Р.М.Матусмонов, Г.Б.Хайитова

Ферганский государственный университет
г.Фергана, 150100, Узбекистан, Тел. +998732444429, alllnod@mail.ru

Явление остаточной спектральной оптической памяти в полупроводниках в большинстве случаев вызвано наличием неоднородностей, приводящих к образованию коллективных микропотенциальных барьеров [1].

Цель настоящей работы заключается в изучении гетероструктуры p-CdTe-SiO_2-Si-Al с точки зрения спектральной памяти, релаксации поверхностного потенциала в p-CdTe:Ag, Cu.

Проведенные исследования спектральных зависимостей тока короткого замыкания $I_{кз}$ (hS), гетероструктуры p-CdTe: Ag, Cu, выращенной на подложке из окисленного кремния, показали, что эффект остаточной спектральной чувствительности достигает 30 суток, что позволяет связать его с наличием ассиметричных микропотенциальных барьеров и глубоких центров в CdTe, когда у

поверхности раздела в области объемного заряда образуется большое количество собственных дефектов, которые дают глубокие уровни.

При этом обнаруживается остаточной характер спектральной фоточувствительности. При стационарном $U_{вн}$ = 300 В фоточувствительность возрастает от 100 В до 1000 В. После снятия воздействия внешнего поля фоточувствительность не возвращается к своему первоначальному значению в течение 30 суток. Возвращение фоточувствительности гетероструктуры, находящейся в состоянии остаточной проводимости, к исходному состоянию осуществляется подачей импульса обратного напряжения длительностью в несколько миллисекунд. Такое “стирание” памяти объясняется полевым гашением остаточной проводимости. Максимум фоточувствительности зависит от величины напряженности электрического поля.

Образец в течение 5 с подвергался воздействию внешнего электрического поля напряжением 300 В. Затем электрическое напряжение выключалось, и снималась зависимость спектральной фоточувствительности от освещенности монохроматического света. Подачей импульса напряжение спектральной фоточувствительности CdTe возвращалось в исходное состояние. Измерения вновь повторялись при различных напряженностях электрического поля. После снятия спектральной зависимости образец находился в темноте. Через 10 суток и 30 суток опять снималась спектральная зависимость $I_{кз}$ от освещенности монохроматического света, соответственно.

Необходимо отметить, что любое промежуточное значение спектральной памяти получается и при неизменной интенсивости освещения образца, но при изменении подачи электрического напряжения между электродами. Оптическая спектральная память от своего первоначального значения возрастает до нового значения, и это продолжается до тех пор, пока ток фоточувствительности не достигнет некоторой максимальной величины. Таким образом, исследуемая гетероструктура p-CdTe-SiO_2-Si-Al обладает свойством интегрирования эффекта от внешнего электрического напряжения, падающего на образец между электродами.

Для качественного описания физической природы обнаруженной остаточной фоточувствительности и механизма явления электронного переноса, протекающего в гетероструктуре p-CdTe-SiO_2-Si-Al в условиях приложенного внешнего постоянного электрического напряжения, рассмотрена модель, в которой стационарный ток представляет собой поток туннелирующих электронов из зоны проводимости полупроводника CdTe в зону проводимости полупроводника Si через слой окисла SiO_2 и из зоны проводимости полупроводника в глубокий уровень, находящийся в диэлектрике, и в том числе в ловушку на границе их раздела. Согласно [1], носители тока, освобожденные под действием света с этих уровней, дают вклад в проводимость, сохраняющуюся достаточно долго. Это происходит вследствии того, что рекомбинации носителей препятствует ассиметричный потенциальный барьер, увеличивающийся по мере захвата электронов на поверхностные состояния. При этом, в отличие от однородного полупроводника, у которого потенциальный барьер вызван только зарядом на поверхностных состояниях, в случае гетероструктуры p-CdTe-SiO_2-Si-Al он увеличивается дополнительно за счет разности работ выхода контактирующих материалов. В силу этой причины явление оптической спектральной памяти в гетероструктуре выражено более ярко.

Таким образом, изменяя величину электрического напряжения, можно переводить образец в любое состояние, находящееся между темновым током и максимальным током остаточной проводимости. Гетероструктуру p-CdTe-SiO_2-Si-Al можно использовать как опто-электронную спектральную память, способную не только запоминать сигналы, но и суммировать их. Кроме того, особенностью данной спектральной памяти является возможность регистрировать сигналы без приложения внешнего напряжения, а также информацию, лежа щую в широких пределах длинноволнового светового излучения (0,5 – 2,7 мкм).

Литература

1. Шейнкман М.К., Шик А.Я.//ФТП. – 1976. – № 10. – С. 209.

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТОК НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛОВ HFO_2-HOO_2

Амонов М.З[1]., Нуритдинов И[1]., Зиядуллаев М.М[2]

1.АН РУз Институт ядерной физики

2. Ташкентский государственный технический Университет

amonov@inp.uz

Исследовано влияние окислительныя и восстановительных термообработок на кристалле HfO_2 редкоземельными ионами HoO_2 (12 моль %). Термообработка кристаллов на воздухе проводилась при температуре 2000 К, а в вакууме при 1300 К в течении четырех часов. После термообработки кристаллов в воздухе наблюдается рост интенсивности поглощения в области 200-380 нм (сдвиг края поглощения с 200 до 250 нм) с просветлением образца (т.е. увеличение пропускания) в области 380-700 нм. При последующей термообработке этих кристаллов в вакууме происходит уменьшение интенсивности поглощения (т.е. увеличение пропускания со сдвигом края поглощения в УФ область) в области 200-380 нм.

Отсюда следует, что при отжиге кристаллов HfO_2-HoO_2 в окислительных и восстановительных средах процессы, приводящие к изменениям в оптических спектрах поглощения, происходит антибатно.

По-видимому, влияние окислительных и восстановительных термообработок на оптические поглощение кристаллов HfO_2-HoO_2 связано, с изменениями нестехиометрии, обусловленными несколькими обменом кислородом со средой.

Отжиг в вакууме вызывает выделение кислорода из кристалла, при этом возникает свободные электроны, и кислородные вакансии электроны захватывается различными дефектами. Основной тип дефектов, способных захватывать электронов в HfO_2-HoO_2, это вакансии кислорода. Вакансиям кислорода, захватившим один или два электрона, т.е. F', F подобным центрам, можно приписать полосу в области 380-700 нм.

Просветление в УФ области (200-389 нм) при отжиге в вакууме указывает на существование еще одного дефекта. Такими дефектами могли быть неконтролируемые примеси некоторых переходных металлов. В кристалле, содержащем примесь такого металла в высшем валентном состоянии, отжиг в вакууме приведет к восстановлению валентной состояния примеси сопровождающемся с исчезновением полосы поглощения металла с валентном состояниям.

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЕ ПАРОВ ДИФФУЗАНТА НА СПЕКТРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ СЕРЫ В КРЕМНИИ

Ш.И.Аскаров, Б.З.Шарипов, М.М.Мирбабаев

Ташкентский Государственный Технический Университет имени Абу Райхана Беруний
г. Ташкент, Университетская, 2, т.(+99894)6244825, bashirulla@mail.ru

Исследование ряда квантовых эффектов и нелинейных оптических явлений привели к возвращению интереса к кремнию, легированному глубокими донорами [1]. В этом плане особый интерес представляет кремний, легированный примесями из газовой фазы. Примесные атомы газа могут находиться, как в виде отдельных атомов, так и молекул. Спектры энергетических уровней молекул в кремнии изучены недостаточно.

Настоящая работа посвящена идентификации энергетических уровней молекул серы на основе анализа спектров нестационарной ёмкостной спектроскопии (DLTS) и фотопроводимости (ФП) кремния, легированных серой (Si <S>) и изготовленных при различных давлениях паров диффузанта.

Диффузия серы в кремний осуществлялась из газовой фазы в специальных запаянных кварцевых ампулах предварительно откаченных до 10^{-4}мм.рт.ст. Управление давлением паров диффузанта (P) осуществлялось путем изменения массы серы в ампуле. При этом масса определялась на основе решения уравнения Менделеева- Клайперона с учетом объема ампул. Для исследований спектров DLTS в качестве исходного материала использовался кремний n – типа с ρ = 20 Ом· см, а для спектров ФП p – типа с ρ = 1 Ом· см.

На основе исследований спектров DLTS кристаллов Si <S> установлено, что при $p \leq 0,5$ атм. наблюдаются лишь два уровня серы с энергиями E_c – 0,12 и E_c – 0,18 эВ. При $p > 0,7$ атм наблюдались все четыре уровня серы с энергиями E_c – 0,12, E_c – 0,18, E_c – 0,27 и E_c–0,53 эВ, ранее обнаруженных в работе [2]. По мере увеличения P концентрация всех уровней серы возрастала вплоть до P = 2 атм. Начиная с p>2 атм. концентрация уровня E_c–0,53 эВ уменьшалась, а остальные возрастали. Эти результаты имели хорошую корреляцию с результатами спектров ФП.

На основе анализа спектров DLTS и ФП делается вывод, что уровни E_c–0,12 и E_c–0,18 эВ связаны с одиночными центрами замещения серы, а E_c–0,27 и E_c–0,53 эВ, соответственно с молекулами S_3 и S_4 в кремнии.

Литература

1. Шуман В.Б., Махова А.А., Астров Ю.А., Иванов А.М., Лодыгин А.Н. ФТП, 46, 993 (2012).

2. Берман Л.С., Лебедев А.А., Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л. Наука, 1981, с. 176

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РОСТА НА СТРУКТУРУ ПЛЕНОК ITO

И.Г.Атабаев, М.Х.Руми, М.У.Хажиев, В.А.Пак, С.Закирова

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

e-mail: atvi@uzsci.net, mardonbek@uzsci.net

Пленки ITO (оксиды индия и олова) в настоящее время широко исследуются и используются в качестве прозрачных электропроводящих слоев в таких структурах как тонкопленочные солнечные элементы на аморфном и кристаллическом кремнии, пленках CdTe [1,2]. Полимерные солнечные элементы и органические светодиоды изготавливаются на стеклянных подложках покрытых ITO [3,4]. Известен патент на солнечный элемент с КПД 10%, изготовленный на основе гетероперехода ITO/Si [5].

Пленки ИТО используются также для разработки газовых сенсоров [6]. В работе исследована структура нанокристалических (SnO_2) тонких пленок диоксида олова, выращенных на стеклянных подложках импульсным лазерным напылением. Были исследованы состав, морфология, кристаллическая структура тонких пленок методами рентгеновской дифракции, электронной микроскопии с высокой разрешающей способностью. Обнаружено, что тонкие пленки во время осаждения были хорошо кристаллизованы и состояли только из тетрагональной фазы SnO_2 без структурных изменений. В большинстве случаев, частицы SnO_2, в основном, росли в плоскости (101) . Средний размер зерна выращенных тонких пленок составлял приблизительно 12 нм. Это очень важный фактор для датчика, так как меньшие размеры зерен и их ориентация в определенной плоскости обеспечивают более высокую газовую чувствительность пленки.

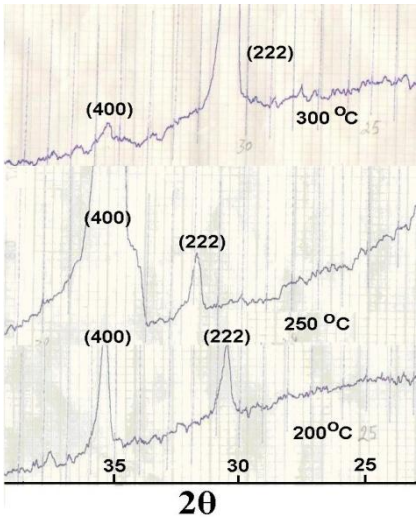


Рис.1. Дифрактограммы пленок ITO выращенных при температурах подложки 200, 250, 300С при помощи рентгеновского дифрактометра ДРОН-УМ1 (CuK_α).

В данной работе исследовано влияние температуры роста на структуры пленок ITO, выращенных методом CVD в квазизамкнутом объеме.

Выращивание осуществлялось термическим разложением паров спиртового раствора хлористого индия и олова. Режимы выращивания задавались путем управления следующими параметрами – температура подложки, температура испарителя, на который подается водный или спиртовой раствор хлоридов индия и олова, соотношение между компонентами раствора, скорость подачи раствора [8].

Выращенные пленки исследовались при помощи рентгеновского дифрактометра ДРОН-УМ1 (CuK_α). На рисунке 1 приведены дифрактограммы пленок ITO (состав) выращенных при температуре подложки 200^0C, 250^0C и 300^0C.

На рис. 2. приведена дифрактограмма пленок ITO (коммерческие образцы фирмы Asahi) с идентификацией пиков.

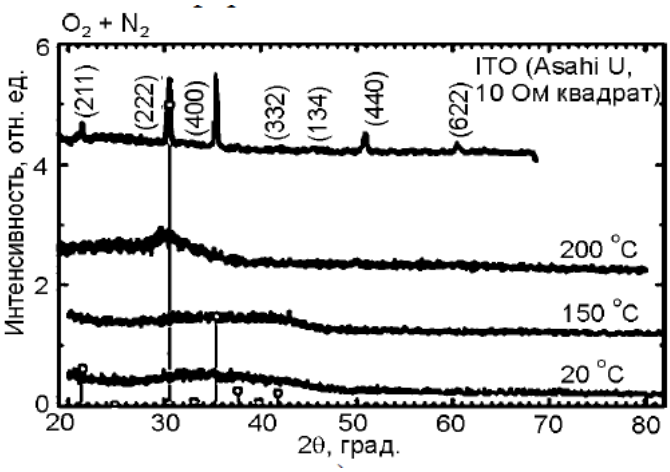


Рис.2 Дифрактограмма коммерческих пленок фирмы Asahi с иденти фицированными пиками.

Сравнение дифрактограмм показывает, что, несмотря на достаточно низкую температуру подложек и высокую скорость роста, при данном способе выращивания растут микрокристаллические пленки. Причем, при повышении температуры происходит преимущественная ориентация роста микрокристаллитов в выращенных пленках в плоскости (400), либо в плоскости (222) при 250^0C и 300^0C, соответственно. Изменение в положении рефлексов обусловлено наличием твердых растворов ITO с различным соотношением компонентов.

Показано, что выращенные пленки обладают микрокристаллической структурой. В зависимости от температуры подложки пленки ITO растут с различными ориентациями микрокристаллов. Это может быть использовано для разработки газовых сенсоров, для которых важна ориентация кристаллитов в чувствительном элементе.

Литература

1. Yu-Hsiang Huang et al. Method for making a thin-film poly-crystalline silicon solar cell on an ITO substrate. USA patent US7666706 (Feb 23 2010)
2. T.M. Razykov, K.M.Kouchkarov. Influence of the growth rate on nanocrystallinity of II-VI films in CVD // Solar Energy 80. (2006). pp. 182-184.
3. A.Malik, V.Baranyuk, V.Manasson. Improved model of solar cells based on the In2O3/SnO2-SiOx-n-Si structure. Appl Sol. Energy, N 1, 1-2 (1980).
4. O.Malik, V.Grimalsky, W.J.De la Hidalga. Spray deposited heavy doped indium oxide films as an efficient hole supplier in silicon light-emitting diods. J.Non.Cryst.Sol., vol. 352, 1461-1465 (2006)
5. Tiberiu Mizrah, David Adler. Operation of ITO. //Si heterojunction solar cells. Appl. Phys. Lett. 29, 682 (1976)
6. Cheolwoo Jeong,Changho Shin, Daeil Kim, Joohyun Chae, Yusung Kim. An ITO/Au/ITO thin film gas sensor for methanol detection at room temperature. Transactions on electrical and electronic materials, v. 11, N 2, pp. 77-80.
7. Zhiwen Chen, J.K.L. Lai, C.H. Shek, and Haydn Chen. Synthesis and structural characterization of rutile SnO2 nanocrystals. J. Mater. Res., Vol. 18, No. 6, Jun 2003 pp1289-1292
8. Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А.Выращивание пленок SnO_2 методом химической парогазовой эпитаксии. ДАН, № 6, 2012. ст.15-18
9. А.И.Бажин, А.Н.Троцан, С.В.Чертопалов, А.А.Степаненко, В.А.Ступак. Влияние режима магнетронного распыления и состава реакционного газа на структуру и свойства пленок ITO. ФИП, 2012, т. 10, № 4 с. 342-349.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ P-I-N ДИОДОВ НА ОСНОВЕ SIC, ИЗГОТОВЛЕННЫХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДИФФУЗИЕЙ БОРА

И.Г. Атабаев, Х.Н. Жураев, В.А. Пак

Физико-технический институт АН РУз
г.Ташкент, Узбекистан. E-mail: atvi@uzsci.net

Особенности свойств карбида кремния позволяют изготовить приборы на его основе, имеющие ряд преимуществ перед традиционными кремниевыми и арсенид галлиевыми аналогами. Одной из таких особенностей является высокий температурный диапазон эксплуатации SiC приборов [1], что делает их, более перспективными для силовой и экстремальной электроники [2]. Частотные

характеристики относятся к важнейшим характеристикам силовых полупроводниковых приборов (СПП), поскольку от них в значительной мере зависят динамические свойства и нагрузочная способность приборов, КПД и условия охлаждения, необходимые для их нормальной работы.

Важной характеристикой диодов для силовой и импульсной техники является время переключения диодов, которая превышает величину 20 нсек для диода с площадью 100×100 мкм^2 [3].

Малое время переключения, наряду с повышением рабочей частоты устройств, позволяет также значительно снизить электрический шум. В связи с такими характеристиками силовая электроника на основе SiC находит применение в космической технике, автомобилях, морских платформах и др., везде, где много различной электронной аппаратуры и необходимо обеспечить низкий уровень шумов.

При высоких частотах КПД преобразования электрических устройств на основе карбида кремния намного выше, чем у устройств на кремниевых элементах.

В данной работе приведен анализ переключающие характеристики, время жизни неосновных носителей и максвелловское время релаксации в p-n-SiC-диодов полученных методом низкотемпературной диффузии.

Объектом исследования являлись монокристаллические пластинки карбида кремния выращенных CVD методом с относительно низкой концентрацией ростовых дефектов: дислокаций 10^4 см$^{-2}$ и микротрубок ~ 10–10^2 см$^{-2}$ (производства США), различного политипа 4H-n-SiC и 3C-n-SiC, с толщиной ~ 300-600 мкм и удельным сопротивлением ~ 3,6–20 Ом·см.

Травление образцов проводилось в растворе КОН, при стимуляции УФ светом. После удаления поверхностного слоя, проведена низкотемпературная диффузия бора в 4H-SiC проводилась при различных температурах от 1150–1300°С по способу, описанному в [4, 5].

Вольт-ампер характеристики измерялись по стандартной схеме с применением – цифровых приборов. Использована также стандартная методика измерения вольт-емкостных характеристик [6], по результатам которых определялись значения концентрации мелких примесей.

Измерения времени переключения SiC<B> диодных структур проводились на специальном импульсном стенде [7].

На рис. 1, приведена ВАХ p-n- 4H-SiC<B> перехода (площадь p-n- перехода 6 мм^2). Рост прямого тока наблюдается при напряжении свыше 10 В, на омическом участке ВАХ последовательное сопротивление различных переходов составляет 15–20 кОм, что говорит о наличии высокоомного слоя между p - и n - областями. Это предположение также подтверждается емкостными измерениями при приложенных обратных напряжениях, величина емкости составляет 9-12 пФ (рис.2).

Оценка толщины слоя W проведенная по известной формуле $C=\frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{W}$ ($C,\varepsilon,\varepsilon_0,S,W$ - емкость диода, диэлектрическая проницаемость карбида кремния, площадь слоя) показала, что в образцах SiC диодов W~39-40 мкм.

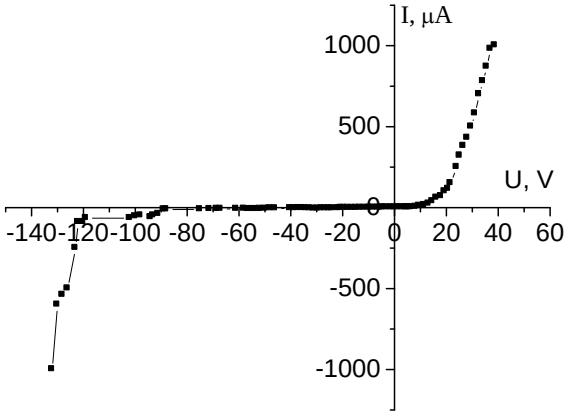


Рис. 1. ВАХ p-n- перехода в 4H-SiC <B> образцах.

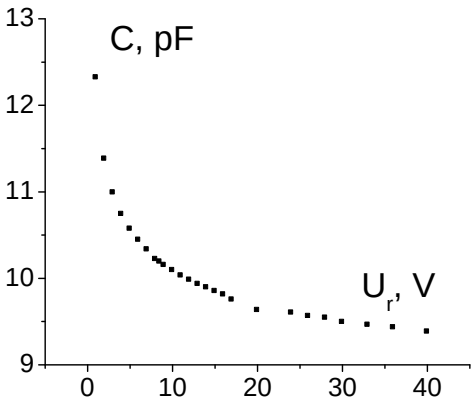


Рис. 2. Зависимость емкости 4H-SiC<B> диода при обратных напряжениях, измеренных при частоте 1 МГц.

Высокоомная область, скорее всего, сформирована дефектами, введенными при диффузии, имеет неоднородное распределение концентрации носителей тока. Согласно данным на рис. 4 концентрация носителей тока на границе высокоомного и n-слоя растет от 10^{16} до $5\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ (концентрация примеси в подложке карбида кремния).

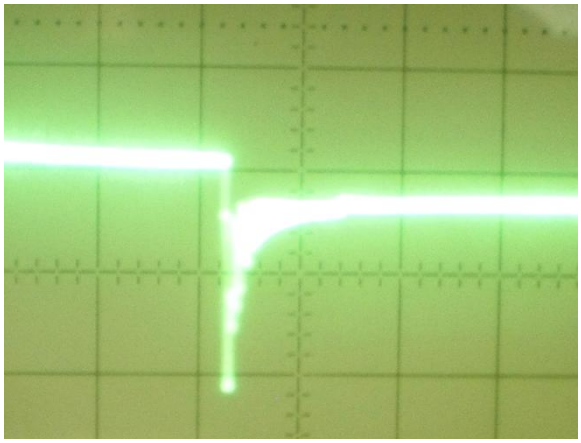


Рис. 3. Осциллограмма тока при переключении диода на основе 4H-SiC<B>, измеренные при переключении диодов с прямого тока (I=25мА) на обратное напряжение 60 В. Масштаб по току (вертикаль) – 0,05 А/дел, по времени (горизонталь) – 10нс/дел.

По известному выражению для диффузионной емкости $C_D = \frac{\tau_p J}{kT/q}$ (τ_p - время жизни неосновных носителей тока, J- прямой ток через диод, k- коэффициент Больцмана, T – температура, q – заряд электрона) оценено время жизни неосновных носителей тока, которое составило 10 - 21 нсек.

Проводились измерения осциллограмм тока при переключении диодов на основе 4H-SiC<B>, результаты приведены на рис.3 (1 клетка соответствует 10 нс). Измеренные при переключении диодов с прямого тока (I=0,25мА) на обратное напряжение 60В. Как видно из рисунка, диоды имеют весьма малое время переключения и длительность обратного восстановления тока (порядка 10 нс) для переходов с площадью около 6 мм^2.

Если полагать, что переходной процесс определяется ёмкостью перехода (ёмкостные процессы) [8], и это время пропорционально $t_r = RC$, где R – последовательное сопротивление и C – ёмкость перехода, время релаксации должно составлять доли наносекунд. Однако, ранее показано [9], что переходные процессы с участием неравновесных носителей тока в карбиде кремния определяются уровнем прилипания (ЕК$_2$ с энергией (E_c - 0,16) эВ). Этот уровень приписывается донорной примеси азота, а наблюдаемый профиль концентрации в карбид кремниевом диоде связывают с диффузией азота, в качестве фоновой примеси.

Из-за меньшего времени переключения можно полагать, что в наших образцах концентрация таких центров (с уровнями прилипания вблизи середины запрещенной зоны) относительно мала. Измеренное время переключения достаточно близко к времени жизни неосновных носителей тока 10-20 нсек, определенному по величине диффузионной емкости. На релаксацию переключения также может оказывать влияние максвелловская релаксация. Оценка показывает, что при удельном сопротивлении 90-130 Ом·м максвелловское время релаксации составляет 5-7 нсек ($\tau_\mu = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma}$, $\varepsilon\varepsilon_0$ - диэлектрическая проницаемость материала, σ - проводимость полупроводника).

Таким образом, формированных структуры диодов оценки времени RC релаксации, времени жизни неосновных носителей тока, время максвелловской релаксации тока не противоречат полученным экспериментальным данным.

Литература

1. Е.В. Калинина. ФТП, **41**, 769 (2007)
2. A.A. Lebedev. Semicond. Sci. Technol., **21**, 17 (2006)
3. Philip G. Neudeck, Christian Fazi. Proceedings of the 7th International Conference on Silicon Carbide, III-Nitrides and Related Materials (1997), Materials Science Forum, 264-268, 1037(1997)
4. Атабаев И.Г., Салиев Т.М., Бахранов Э.Н. Патент РУз IDP 05199, 10.04.2003
5. Ilkham G. Atabaev, at al. Nonequilibrium Diffusion of Boron in SiC at low temperatures.// MSA, 2010, Vol.1, No.2, p.53-58.

6. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. (М., Мир, 1984) т. 1, с. 275. 285–287 и 395–397.
7. А.П.Лысенко. Исследование переходных процессов в полупроводниковых диодах с p-n-переходом (Москва, 2004), стр.18.
8. П.А. Иванов, И.В. Грехов, Н.Д. Ильинская, О.И. Коньков, А.С. Потапов, Т.П. Самсонова, О.Ю. Серебренникова. ФТП, **45**, 680 (2011)
9. Н.И.Кузнецов, J.A. Edmond. Влияние глубоких уровней на релаксацию тока в 6H SiC диодах. ФТП, **31**, 1220 (1997).

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОЧНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $n-CdS\ /\ p-CdTe$

Б.Ж. Ахмадалиев, О.М. Маматов, Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев
Ферганский политехнический институт
Узбекистан, uzferfizika@mail.ru

Приводятся результаты исследования фотовольтаических характеристик АФВ - пленки $CdTe$ в гетероструктуре $n-CdS/p-CdTe$ при освещении фоторезистора подсветкой из области собственного поглощения CdS ($h\nu \geq 2{,}5\ эВ$) и без подсветки. При этом обнаружено, что АФВ свойства слоя $CdTe$ существенно модулируются при возбуждении фотопроводимости слоя CdS. В частности, показано, что подсветка CdS со стороны подложки собственным светом интенсивностью $L_{пс} \approx 10^3\ лк$ полностью снимает аномально большое фотонапряжение (АФН) $V_{АФН} \approx 200\,В$ в слое $CdTe$, генерированное при комнатной температуре естественным светом лампы накаливания с освещенностью $L \approx 10^5\ лк$.

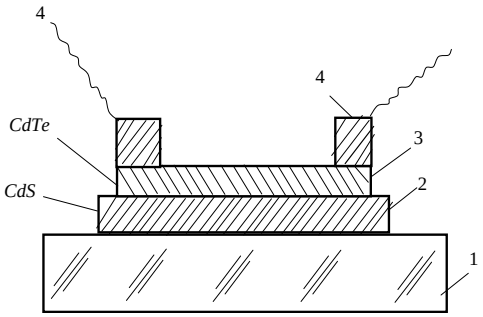


Рис.1. Схематический вид пленочной гетероструктуры: 1- прозрачная стеклянная подложка; 2- фоторезистор (CdS); 3- аномально фотовольтаический слой ($CdTe$); 4-токосъемные омические контакты.

Для получения резкой пленочной гетероструктуры $n-CdS/p-CdTe$ с АФВ свойством известный метод изготовления АФН - пленок [1-3] является непригодным. Слой $CdTe$, выращенный таким способом на фотопроводящем слое CdS, порой не обнаруживал заметные АФВ свойства. Оказалось, что при этом определяющими факторами для изготовления интегральной гетеросистемы фоторезистор – фотовольтаический слой (ФР-ФВС) являются относительные сопротивления, направления роста (рис.1). Гетероструктуры $n-CdS/p-CdTe$ формировалась нами в едином технологическом цикле методом своеобразного последовательного напыления порошкообразного CdS и $CdTe$ с маркой «для полупроводников» на прозрачные стеклянные подложки (1) в вакууме с давлением остаточных газов ≈10^{-4} - 10^{-5} Торр. Сначала при температуре подложки $T_n = 573-723\,K$ под углом $\alpha = 60-80^0$ на поверхность подложки через специальные маски осаждался слой CdS (2) площадью 20x5 $мм^2$ и толщиной 0,2-0,4 *мкм*. Затем очувствляли его последующим отжигом в вакууме при $T = 773-823\,K$ в течение $10-15\,мин$. Темновое сопротивление пленки CdS с электронной проводимостью достигало значений $R \approx 10^{12}\ Ом$, а кратность $K = R_{тем}/R_{св}$ изменения сопротивления под действием освещения – $K \approx 10^2-10^3\,отн.ед.$ Согласно электронным микрофотографиям поперечного скола и поверхности, выращенный слой CdS имел столбчатую структуру без пор, размеры кристаллических зерен вдоль поверхности подложки оказались порядка $d_{кз} \approx 1-3\,мкм$. Во второй стадии выращивания структуры, не разрушая достигнутый вакуум,

непосредственно на поверхность фоторезистивной пленки CdS также через маски осаждали слой $p-CdTe$ (3 на рис.1) толщиной $d_{пл} \approx 0{,}5-0{,}8$ *мкм* со скоростью $1{,}5-2{,}0\ \overset{0}{A}/c$ под углом $\alpha = 130-150^0$ при температуре подложки $T_п = 423-573\,K$. Следовательно, по условиям технологии получения направления молекулярных пучков CdS и $CdTe$ расходились на угол 70-90^0. Уменьшение этого угла также, как и увеличение $T_п$ и $d_{пл}$, приводило к падению $V_{АФН}$. Заметная генерация АФН происходила лишь в тех случаях, когда темновое сопротивление ФР превосходило световое сопротивление ФВС. Верхние омические контакты (4 на рис.1) образовались путем напыления Ag в виде полосок через маски. Активная площадь гетероструктуры ФР-ФВС составляла $50 \div 80$ $мм^2$. Стехиометрический состав пленок достигался путем предварительного препарирования шихты при закрытой шторе между подложкой и лодочкой, контролируемой последующей обработкой спектров рентгеноструктурного анализа на установке DRON-3.

Фотоприемник, изготовленный по описанной выше технологии, при фронтальном освещении со светом длиной волн $600 \le \lambda \le 800$ *нм* и интенсивностью $L \approx 10^5$ *лк* при комнатной температуре генерировал фотонапряжение $V_{АФН} \approx 200$ *В*. В случае дополнительной - тыловой (со стороны подложки) подсветке в спектральной области $\lambda \le 500$ *нм* уже при $L_{пс} \approx 1$ *лк* АФН заметно падает, а при $L_{пс} \approx 10^5$ *лк* практически исчезает. Заметим, что аналогичным АФВ свойством с фоторезистивной модуляцией обладала другая изотипная гетероструктура *n-CdS/n-CdTe:In* с омическими индиевыми контактами. При этом АФВ слой *CdTe:In* получали дополнительной термической обработкой [3].

Вольтамперные, люкс-амперные, люкс-вольтовые характеристики пленок измерялись с помощью электрометрического усилителя У7-9 и электростатическим вольтметром типа С-50. Источником напряжения служила УИП. Предел чувствительности измерительной схемы порядка 10^{15} *Ом*. Пленки освещались осветителем ОИ-19. Интенсивность световых лучей изменялась набором нейтральных светофильтров. Для измерения спектрального распределения фототока образец, помещенный в криостат, освещался лампой типа КИМ через монохроматор ИКМ-3. Пропорциональный фототоку сигнал из электрометра ЭД-05 М усиливался усилителем Н37 и подавался на автоматический регулятор тока. Этот регулятор изменял ток через лампу так, чтобы фотопроводимость образца была постоянной при изменении энергии световых квантов. При этом интенсивность света измерялась термоэлементом, сигнал которого поступал на микровольтметр постоянного тока Ф116/1, после усиления регистрировался самописцем Н-37.

Показано, что при выполнении определенных технологических условий (направление роста, толщина, относительное сопротивление) получения гетероструктуры $n-CdS/p-CdTe$ тонкая ($0{,}2-0{,}4$*мкм*) фотопроводящая пленка CdS, играющая роль высокоомной подложки, в зависимости от интенсивности $L_{пс}$ подсветки её в области собственного поглощения CdS существенно модулирует фотоэлектрические и фотовольтаические характеристики *АФВ* слоя $CdTe$. Это позволяет использовать данной гетероструктуры как фотопреобразователя нового типа в области частот $h\nu \ge 2{,}52$ *ээ* путем селективного управления *АФВ* свойством слоя $CdTe$ при температурах $T \le 473K$. Изучение *ВАХ*, *ЛАХ* и *ЛВХ* *АФВ* слоя $CdTe$ в случаях подсветки фоторезистивного слоя CdS дает ценные сведения о кристаллической структуре, фотоэлектрических и оптических свойствах гетерограницы $n-CdS/p-CdTe$.

Литература

1. Каримов М.А., Юлдашев Н.Х. Влияние примеси индия на фотовольтаические свойства косонапыленных пленок $CdTe$ // Физическая инженерия поверхности - Харьков. 2006. №1-2 (4). - с. 58-62.
2. Вайткус Ю.Ю., Юлдашев Н.Х., Отажонов С.М. О механизме образования высоковольтной фото-эдс в тонких косонапыленных пленках $CdTe:Ag$ при собственном и примесном поглощении // Физическая инженерия поверхности - Харьков. 2005, т. 3, № 3-4, С.219-227.
3. Каримов М.А., Юлдашев Н.Х. Спектры тока короткого замыкания фотовольтаических пленок *CdTe, ,CdTe:In* // Изв. ВУЗов. Серия Физика- Томск. 2007. №1. - С. 71-74.

ВАХ СТРУКТУРЫ AL-P-CDTE-MO В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ш.А.Мирсагатов, А.С.Ачилов

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

г.Ташкент, Узбекистан. E-mail: alimardon.uzb@mail.ru

Для выяснения реального строения данной структуры был проведен рентгеноструктурный фазовый анализ. Проведенное исследование рентгеноструктурного фазового анализа базовой Al-*p*CdTe-Mo–структуры позволил установить ее реальное строение, а именно: Al-Al_2O_3-*p*CdTe-MoO_3 {(или твердый раствор $(CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO_3)_y$} –Mo. Такая транзисторная структура в окончательном виде представляется как n^+-*p*-*n*-структура, база (*p*-CdTe) которой с двух сторон контактирует с широкозонными тонкими окисными слоями nAl_2O_3 и $nMoO_3$ или твердым раствором $(CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO_3)_y$.

При подаче отрицательного потенциала «-» (напряжения смещения V_b) на Al-контакт структура работает в прямом режиме, а при подаче «+» потенциала – в запорном режиме. Анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющими свойствами и ее коэффициент выпрямления «K» (определяемый как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении смещения V_b=25 V), составляет $K \approx 10^4$. Отсюда следует, что фронтальный n^+-p- переход обладает более высокими инжекционными свойствами по сравнению с p- n- переходом тыльной стороны и в нем коэффициент инжекции примерно равен единице.

При включении такой структуры в запорном направлении тока появляется протяженный сублинейный участок на вольтамперной характеристике (ВАХ). Показано, что появление сублинейного участка ВАХ обусловлено с инжекцией электронов из тылового МОП - контакта и возникновением в базе (*p*-CdTe) встречных диффузионных и дрейфовых токов, направленных друг другу [1]. Компенсация дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей заряда приводит к возрастанию сопротивления базы в широком диапазоне напряжения смещения ($V_b \approx$ 0.3-70V). При этом ток остается почти постоянным ~ $6.7 \cdot 10^{-7}$A/cm^2 в начале и ~ $6.9 \cdot 10^{-7}$A/cm^2 сублинейного участка. Такая транзисторная структура с длинной базой может быть использована для создания детекторов ядерных излучений и переключательных устройств.

Для создания приборных устройств на основе пленок CdTe, а вышеуказанными свойствами, важно знать, как изменяется сублинейный участок при внешнем воздействии. Поэтому была исследована температурная зависимость этого участка ВАХ, которая приведена на рис.1. Из этого рисунка следует, что форма сублинейного участка с изменением температуры от 177 K до 373 K практически не изменяется, а лишь изменяется величина его тока. Причем величина тока изменяется от значения $1.17 \cdot 10^{-8}$A/cm^2 до $2.8 \cdot 10^{-5}$A/cm^2 при изменении температуры на 200 K.

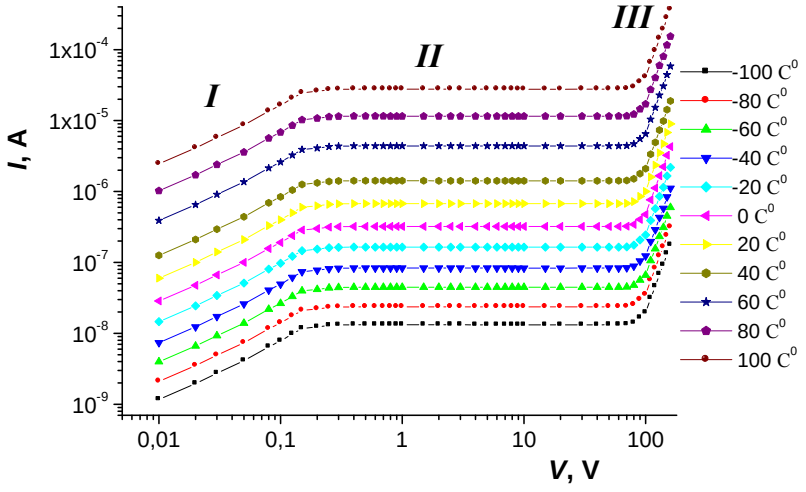


Рис.1 Обратной ВАХ при различных температурах.

Исследование температурной зависимости токовых характеристик диодной структуры на основе сильно компенсированного теллурида кадмия p-типа развитой аккумуляцией дало информацию о температурных зависимостях скорости биполярного дрейфа и биполярного коэффициента диффузии неравновесных носителей электронно-дырочной плазмы в сильно компенсированном *p*-CdTe и определит возможных интервалов рабочих температур приборов, изготавливаемых на основе таких структур. Столь широкий интервал рабочих температур (173-373 K)

объясняется свойством *p*-CdTe и качеством фронтального МОП - структуры. Результаты проведенных температурных исследований позволяют с оптимизмом смотреть на создание приборов и устройств на основе структур, которые получены на базе сильно компенсированного *p*-CdTe.

Литература

1. П.М.Карагеоргй-Алкалаев, А.Ю.Лейдерман // Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Ташкент, Р. 200 (1981).

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК ПЕРОВСКИТА, ИСПОЛЬЗУЕМОГО В КАЧЕСТВЕ АКТИВНОГО СЛОЯ В СОЛНЕЧНЫХ ЯЧЕЙКАХ

Н.Р.Ашуров, Н.Ш.Ашуров, Э.М.Дусназаров, С.Ш.Рашидова

Институт химии и физики полимеров АН РУз
100128, г.Ташкент, ул. А.Кадыри 7[б], e-mail: ashnana2001@yahoo.com

В настоящее время в мире ведутся исследования по нескольким видам солнечных батареек третьего поколения: тандемные солнечные батарейки; солнечные батарейки, использующие сдвиг оптической частоты; солнечные батарейки, содержащие квантовые точки (наноструктуры с трехмерным ограничением носителя заряда), проявляющих эффект множественной генерации экситонов (связанная пара электрона с дыркой) при поглощении одного фотона; многоуровневые солнечные батарейки, включающие наноструктуры; солнечные батарейки на основе квантовых точек с горячими носителями. Солнечные элементы на основе перовскита представляет большой интерес исследователей, работающих в этой области науки.

Наибольшие успехи достигнуты с использованием перовскитов в качестве абсорберов солнечного излучения, конверсионные показатели которых за период 2013-2014 гг. были увеличены с 3 до 18 %. По мнению многих специалистов будущее энергетики связано с солнечными ячейками на основе перовскитов.

Прекрасные полупроводниковые характеристики, хорошие абсорбционные свойства (поглощение вплоть до 820 нм), возможность использования растворных методов конструирования ячеек как в планарной конфигурации между слоями транспортирующие электроны и дырки так и их мезопористой подложке их основе оксидов металлов, высокая технологичность составляют основу такого прогноза. В качестве дырочно проводящего слоя прекрасно себя зарекомендовало полисопряженные полимеры и сополимеры с тиофеновыми единицами и низкомолекулярный *Spiro-OMeTAD*.

Ключевым аспектом при формировании подобных ячеек является морфология, кристаллическая структура, и степень кристалличности и уровень покрытия подложки перовскитом.

В настоящей работе были получены пленки на основе политиофена и перовскита и исследованы их структурные характеристики, а также изучены их оптические свойства.

Были оценены оптические характеристики пленок политиофена и перовскита для солнечных ячеек, полученных методами *spin coating* и электроспининга и проведены структурные исследования методом рентгеноструктурного анализа. В дифрактограммах пленок, полученных методом электроспининга наблюдается рефлекс плоскости (100), но другие рефлексы, которые были выявлены в отожженных образцах, нанесенных методом *spin coating* не наблюдались. Для пленок перовскита, полученных методом *spin coating* наблюдаются все рефлексы соответствующие данному образцу. Как видно из полученных данных , у пленок перовскита наблюдаются рефлексы плоскостей (110), (200), (220), (310), (312), (224) и (314), по которым были рассчитаны параметры ячеек.

Для каждой плоскости были рассчитаны межплоскостные расстояния, которые принимают значения $d_{(110)}$= *6.109 Å*, $d_{(200)}$= *4,35 Å*, $d_{(220)}$= *3,105 Å*, $d_{(310)}$= *2,77 Å*, $d_{(312)}$= *2,54 Å*, $d_{(224)}$= *2,20 Å*, $d_{(314)}$= *2,08 Å*. Элементарная ячейка перовскита в полученных пленках имеет тетрагональную сингонию и параметры ячеек имеют значения *a=8,765 Å, c=12,551 Å* .

Размер кристаллитов, рассчитанный по формуле Дебая-Шеррера, по уширению линии составляет в плоскостях $L_{(110)}$=*291,3 Å*, $L_{(220)}$=*299,01 Å*, $L_{(224)}$=*231,33 Å*.

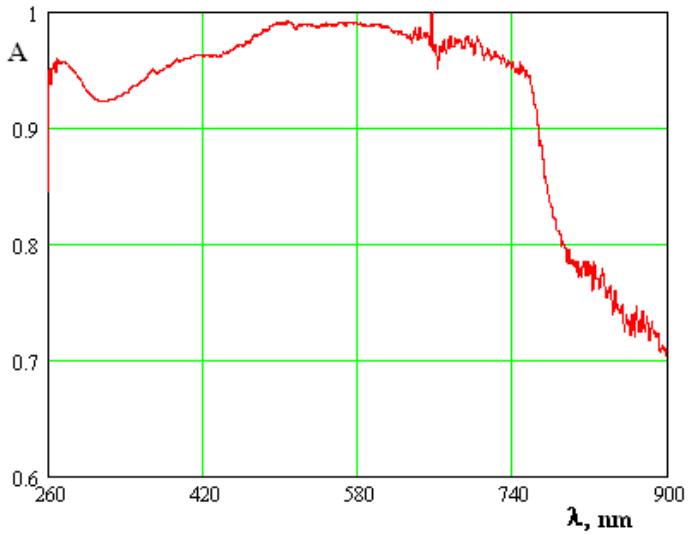


Рис.1. Оптический спектр пленок перовскита, полученных методом spin coating.

Как видно из оптического спектра, перовскит является хорошим адсорбером для солнечного излучения, который поглощает от ультрафиолетового диапазона до инфракрасной области солнечного спектра.

Проведены микроскопические исследования пленок перовскита с отжигом и без отжига, полученных методом *spin coating,* которые имеют существенные отличия. Так для пленок без отжига наблюдаются хаотично расположенные кристаллы небольших размеров и формы.

Микроскопические исследования пленок перовскита, полученных методом *spin coating*, при отжиге показывают наличие кристаллитов больших размеров и различной формы, по сравнению с исходными, что указывает на возможность роста кристаллов при отжиге.

Полученные предварительные результаты свидетельствуют о возможности регулирования морфологии активного слоя, и размеров кристаллитов перовскита, что может быть использовано для варьирования степени покрытия подложки.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ СТАТИЧЕСКОЙ И ДИНАМИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДОВ, ИМЕЮЩИХ ДЛИННУЮ БАЗУ ИЗ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Б.А.Абдикамалов, Ж.О.Акимова

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха,
г.Нукус, ул. Университетская, 1, bakh.abdik@gmail.com

Развитие вычислительной техники и языков программирования обеспечивает проведение численных экспериментов сложных физических процессов, как прохождение токов через компенсированный полупроводник в режиме двойной инжекции носителей заряда. Данная работа выполнена с целью исследования статической и динамической характеристик длинных диодов, изготовленных из компенсированных полупроводников. Известно, что такие диоды имеют область отрицательного дифференциального сопротивления в вольтамперной характеристике (ВАХ) и наличие такой области связано с присутствием глубоких примесных центров в запрещенной зоне основного материала. Считаем, что длина базы диода намного больше длины диффузионной длины неосновных носителей тока (дырок). При этом влияние глубоких акцепторов на прохождение инжектированных из соответствующих электродов носителей заряда учитывается в выражениях, написанных для неосновных носителей (дырок) и концентрации электронов на глубоком уровне. Мелкие доноры считаются полностью ионизованными. Расчеты одномерной задачи были выполнены при помощи универсальной системы компьютерной алгебры Mathematica 9.

Для исследования статической характеристики диода было решено уравнение вида

$$\frac{d^2E}{dx^2} - a\frac{dE}{dx} + b = 0, \qquad (1)$$

написанное в безразмерных величинах для напряженности электрического поля E в базе диода. Здесь через x обозначена координата, n и p являются соответственно концентрациями электронов и дырок в безразмерных величинах, коэффициенты a и b являются функциями поля E и поэтому уравнение (1) является нелинейным.

В случае падения на диод, смешанного в прямом направлении, малого переменного напряжения с круговой частотой ω, соответствующий ток может быть линеаризован. При этом напряженность электрического поля в полупроводнике будет $E = E_0 + \tilde{E}$, где через $\tilde{E}$ обозначена амплитуда переменной части поля. Уравнение для $\tilde{E}$ в безразмерных величинах выглядит так:

$$\frac{d^2\tilde{E}}{dx^2} + c\frac{d\tilde{E}}{dx} + d\tilde{E} + f = 0. \qquad (2)$$

Здесь через c, d и f обозначены комплексные коэффициенты, зависящие, как от решения уравнения (1), так и от частоты переменного сигнала. Разделение уравнения (2) на реальную и мнимую части приводит к получению системы дифференциальных уравнений.

Реальная и мнимая части комплексного сопротивления диода зависят от технологических характеристик диода, максимального значения постоянной составляющей электрического поля в базе диода с одной стороны и, соответственно, от реальной и мнимой составляющих переменной части поля с другой.

Таким образом для расчета динамической характеристики диодов необходим предварительный расчет статической характеристики и построение расчетных ВАХ.

Уравнение (1) было решено путем понижения порядка дифференцирования с учетом теоремы Ролля, согласно которому внутри базы диода должен иметь место хотя бы один максимум электрического поля. При расчетах предполагалось наличие только одного максимума (краевая задача). Для решения системы дифференциальных уравнений динамической характеристики был использован метод прогонки.

В результате проведенных расчетов было показано, что при низких уровнях инжекции падением напряжения на базе диода можно пренебречь. В то же время при высоких уровнях инжекции в зависимости от величины тока значение напряжения монотонно уменьшается. Полученные расчетные данные находятся в полном соответствии с экспериментальными результатами для сравнительно невысоких уровней инжекции. Обнаружилось отсутствие полной S-образной ВАХ, что по-видимому свидетельствовало о недостаточности учета только генераций, рекомбинаций, и двойной инжекции носителей тока в базовую область.

Была определена зависимость реальной и мнимой частей комплексного сопротивления диодов от их технологических характеристик и частоты приложенного напряжения. Обнаружилось, что реактивная часть сопротивления носит индуктивный характер.

ПОЛЯРОННАЯ СИСТЕМА С ЗАРЯДОВОЙ ФЛУКТУАЦИЕЙ

Б.Явидов, А.Асанова, Ж.Курбанов, Ф.Сафарбоева

Нукусский государственный педагогический институт им.Ажинияза
г.Нукус, ул. А.Досназарова 105, тел.: 2226510, e-mail: b.yavidov@mail.ru

Некоторые перспективные материалы (купраты, манганаты и т.п.,) характеризуются сильным электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ), достаточным для появления в них поляронов. Эти соединения является квазидвумерной и эксперимент показывает зарядовые флуктуации (ЗФ) в решетке (стринги и страйпы). Изучение таких поляронных систем представляет особый интерес в связи с их потенциальной возможностью для прикладного применения. Имеющиеся общепринятие модели исследования поляронных систем, такие как модель Фрёлиха и квазимолекулярная модель Холстейна, не в состоянии в полной мере охватит все осебонности системы. В частности, структуру решетки, ЗФ и дальнодействующий характер ЭФВ. В этой связи нами предлагается изучение этих систем (поляронная система с ЗФ) в рамках расширенной модели Андерсона-Холстейна [1]:

$$H = \sum_i \varepsilon_i - t\sum_{i,j}(c_i^+ c_j + c_j^+ c_i) + \sum_n \left(-\frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial z_n^2} + \frac{M\omega^2 z_n^2}{2} \right) + \sum_{i,\vec{n}} f_i(\vec{n}) z_{\vec{n}} c_i^+ c_i \,.$$

В отличие от ранее известных подходов предлагаемая модель учытывает ЗФ в решетке. Такие ЗФ обнаружены в медно-кислородных соединениях $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и т.п. В рамках предлагаемой модели вычислены основные параметры решеточного полярона [2]. На рис.1 и 2

представлены зависимость энергии полярона и энергии перескока от идекса узла решетки. Данные указывают на сильную зависимость параметров решетки от ЗФ. Полученные данные

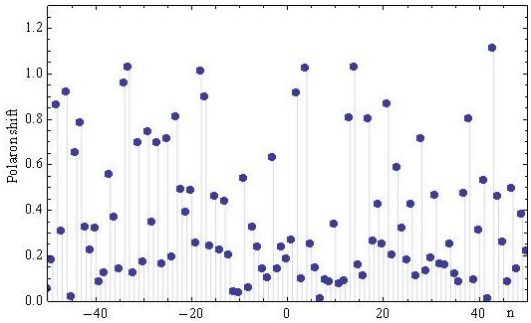


Рис.1 Энергия полярона в зависимости от ***n****.*

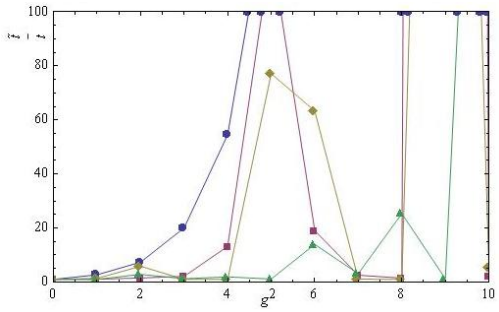


Рис.1 Энергия перескока в зависимости от ***n****.*

могут быть использованы в физике и материаловедении ВТСП, теории беспорядочных структур и теории метал-диэлектрических переходов.

Литература:

1. A.S.Alexandrov and P.E.Kornilovitch. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 807 (1999)
2. B.Ya.Yavidov. Polaron with disordered electron-phonon interaction. http://arxiv.org/abs/1408.3697

НЕЛИНЕЙНАЯ ФАЗОВАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ И ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В МИКРОКАПИЛЛЯРЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ГАЗАМИ

[1] К.Г.Шайнурова, [1] С.А.Бахрамов, [2] А.М.Кохаров, [1,2] У.К.Махманов, [1] Ш.П.Гофуров

[1]*СКТБ при Институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН Руз*
bahramov@uzsci.net

[2]*Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз*
kokham@yandex.com

В последние годы полые диэлектрические волноводы (микрокапилляры), наполненные газом находят применение в современных лазерных системах и нелинейной оптике [1]. Они позволяют реализовывать режим волноводного распространения сверхкоротких импульсов с минимальными потерями излучения, обеспечивают большую длину взаимодействия лазерного излучения со средой и высокую эффективность нелинейно-оптических процессов, протекающих в газовой среде.

В данной работе экспериментально изучены особенности распространения и нелинейной трансформации спектра фемтосекундных лазерных импульсов (~27 fs) в цилиндрическом полом волноводе (микрокапилляре) длиной 50 см и диаметром сердцевины 280 мкм, наполненном газообразным Ar. В экспериментах использовался лазерный комплекс «Femtosource Scientific PRO», состоящий из задающего генератора (Ti:Sapphire лазер с диодной накачкой) и усилительного модуля (Ti:sapphire amplifier, Omega Pro) с накачкой излучением второй гармоники импульсного Nd:YAG-лазера. Параметры светового излучения на выходе усилительного модуля были: энергия импульса W ~600 мкДж, центральная длина волны $\lambda_0 \approx$790 нм, ширина спектра (FWHM) $\Delta\lambda \approx$95 нм, длительность импульса (FWHM) $\tau_{0.5}$~27 fs, мода – TEM_{00}, поляризация – линейная, диаметр коллимированного пучка (по уровню e^{-2}) ~2 мм, расходимость пучка ~2 мрад и частота следования импульсов 1kHz.

На рис.1 представлена зависимость эффективности прохождения фемтосекундных импульсов через микрокапилляр, заполненный Ar от давления газа при средней энергии в падающем импульсе $W_{inp} \approx 0.2$ мДж. Как видно из рис.1, в диапазоне давлений инертного газа $P \leq 400$ торр, среднее экспериментальное значение $\eta_{\text{exp.}} \approx 0.62$ почти совпадает с полученным для пустового микрокапилляра расчетным значением $\eta_1 = 0.63$ (мода EH_{11}). Следовательно, при большой (но вполне умеренной для современных лазеров) энергии фемтосекундного импульса $W_{inp} \leq 0.2$ мДж, вопреки существующим представлениям, почти вся энергия импульса, переносимая через

микрокапилляр, локализована в фундаментальной волноводной моде EH_{11} , для которой, профиль поперечного распределения $I(r)$ должна иметь гауссову форму.

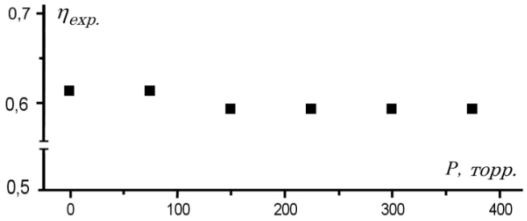


Рис.1. Эффективность прохождения импульсов с длительностью ~27 фс через микрокапилляр длиной 50 см, заполненный Ar при различных давлениях. Энергия в импульсе – 0.2 мДж.

Характерные спектральные распределения фемтосекундных импульсов, прошедших через микрокапилляр в отсутствие газа и при различных давлениях Ar приведены на рис.2. Спектральные характеристики лазерных импульсов при прохождении через откачанный микрокапилляр не претерпевают заметных изменений, а в случае заполнения полости микрокапилляра газообразным Ar наблюдается как уширение (до ~ 14 нм), так и значительный (~22 нм и ~44 нм) высокочастотный сдвиг спектра излучения (т.н. blue shift). Отметим, что величины «самоуширения» и «высокочастотного сдвига» спектра лазерных импульсов растут с увеличением давления Ar и интенсивности излучения.

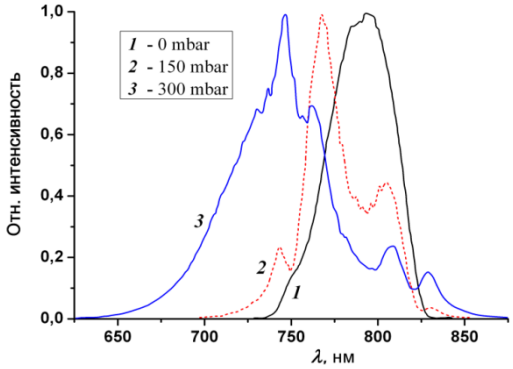


Рис.2. Спектры импульсов с длительностью ~27 фс на выходе микрокапилляра в отсутствие газа (кривая 1) и при различных давлениях Ar – 150 торр (2) и 300 торр (3). Энергия световых импульсов ~ 0.2 мДж, Пиковая интенсивность лазерного излучения ~10^{14} Вт/см^2.

Таким образом, совместное воздействие керровской нелинейности и образовавшейся в среде лазерной плазмы в изменение показателя преломления газовой среды приводит как к уширению и искажению формы исходного спектра импульса, так и к его частотному сдвигу (рис. 2). Значение n_2, полученное из экспериментальных данных на рис.2 с использование приведенной методики [2], оказалось равным $n_2 \approx 1.1\times10^{-23}$ см^2 Вт$^{-1}$Торр$^{-1}$. Тогда применительно к условиям наших экспериментов, для величины максимального коротковолнового сдвига имеем $\Delta\lambda[\text{нм}] \approx 1.46\times10^{-1}\times P\,[\text{торр}]$.

Литература

1. А. М. Желтиков, УФН **178**, 619 (2008).
2. К.Г. Шайнурова, С.А. Бахрамов, А.М. Коххаров и др., ЖПС **78**, 859 (2011).

О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВИБРИРУЮЩЕЙ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ В МАТЕРИАЛАХ

Б.Шерматов, Э.Шерматов

СамГУ.

+99893 334-05-38, E-mail: erk-shermatov@yandex.ru. website: www. shermatov.uz

С учетом взаимодействия поле-вещества предлагается механизм формирования низкочастотной энергетической щели в материалах. Согласно современным представлениям все частицы и тела формируются в результаты вихревых процессов и сгущения физического вакуума. Причем плотность

энергии физического вакуума или вакуумной жидкости намного превышает плотность энергии атомного ядра [1]. Вещественные частицы, тела и космические объекты, как продукт формирования в результате вихревых процессов, самоорганизации и самосжатия в вакуумной жидкости приобретают вращательное движение и вращение относительно некоторых центров тяжести. Механизм формирования физического вакуума или вакуумной жидкости предложен в [2]. В результате вибрирующего влияния вакуумной жидкости и окружающих частиц на каждой материальной единице обладающей определенной частотой колебания формируется вибрирующая волновая функция отклика (ВФО) [2]. Энергетическая структура ВФО частиц позволяет объяснить механизм формирования низкочастотной энергетической щели материалов.

В результате взаимодействия поле-вещество на каждой отдельно взятой частице индуцируются спины различной величины и направления, пространственное распределение которых имеет случайный характер. Их можно представить как вибрирующие вращательные моменты или спины. Вибрирующий характер изменения знака в биении колебания частоты придает свойства вибрации ВФО частиц, которое можно считать как частоту колебания ВФО частиц. Частота колебания ВФО частиц зависит от средней величины индуцированного биения колебания частоты $\Delta\omega_{ср}$.

Валентные электроны относительно слабо связаны с остовом атомов и молекул. В результате самоорганизации и самосжатия в атомно-молекулярных системах происходит процесс образования обобществленных электронов или электронной подсистемы. В результате осциллирующего влияния физического вакуума и окружающих частиц происходит дополнительная объемная поляризация валентных электронов или индуцирование биения на частоты колебания электронов. Вследствие чего происходит формирование вибрирующего ВФО электронов, а фазовая корреляция между ВФО электронов приводит к формированию самосогласованного поля ВФО обобществленных электронов [2].

Самосогласованное поле обобществленных электронов, и в частности ВФО электронов, является источником формирования электромагнитного поля материалов [2] и соответственно основой для передачи энергии электромагнитного возмущения в среде. Из-за осциллирующего влияния физического вакуума плотность энергии когерентной оболочки ВФО электронов на поверхности материала намного отличается от ВФО электронов находящихся во внутренних областях.

Реализация фазовой когерентности между ВФО электронов с когерентными оболочками привеодит к формированию электронной жидкости и образованию энергии поверхности электронной жидкости как целого. Когерентная оболочка самосогласованного поля ВФО обобществленных электронов проявляется в виде вибрирующей низкочастотной энергетической щели материалов.

В предельном случае энергетическую структуру ВФО электронов с когерентной оболочкой можно представить в виде полой сферы с когерентной оболочкой, в центре которой находится электрон. Между гармониками ВФО электронов могут реализоваться фазовая когерентность или их спаривание, когда они находятся друг от друга на расстоянии $\Delta\omega_{\min}$. или находящиеся на расстоянии максимальной величины длине волны биения когерентной оболочки ВФО обобществленных электронов. Реализация фазовой когерентности между гармониками ВФО электронов создает условия для образования цепи проводимости. Спаривание ВФО электронов или реализация фазовой когерентности между гармониками ВФО обобществленных электронов осуществляется и в нормальных проводниках и в сверхпроводниках.

Внешнее воздействие на определенный участок материала приведет к возбуждению и индуцированию более высокочастотных гармоник биения колебания в энергетической структуре ВФО обобществленных электронов. Возникает избыток энергии или потенциал взаимодействия между ВФО возбужденных электронов с окружением. Разность энергии между возбужденными и равновесными состояниями ВФО электронов будет передаваться в виде объемной волны возмущения по каналу электрон-электронного взаимодействия. Ее можно представить в виде полого пузыря или солитона, устойчивость которого зависит от энергии когерентной оболочки полого пузыря.

Литература

1.Чернин А.Д. Космический вакуум // Усп. физич. наук, 2001, т. 171, с. 1153-1175., http://www.astronet.ru:8100/db/msg/1174484/node12.html

2. Шерматов Э.Н. Сверхпроводимость и память человека. - СПб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2006. -172 с. ISBN 5-7422-1181-3

ВЛИЯНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА АДГЕЗИОННУЮ ПРОЧНОСТЬ ЗОЛОТЫХ ПОКРЫТИЙ К КРЕМНИИ

А.Г.Гаибов, К.И.Вахобов

Ташкентский государственный технический университет
Ташкент, Узбекистан toshdtu_umumiy_fizika@mail.ru

Последнее время изыскиваются новые методы создания металлических контактов к полупроводникам при комнатных температурах T=300K. Одним из таких методов является способ улучшения адгезионной прочности металлических пленок меди Cu и никеля Ni к кремнию ультразвуком [1,2,3].

Золото, в отличии от Cu и Ni, имеет особое практическое значение как примесь, с помощью которой можно получать полупроводниковый материал с заданным временем жизни τ, удельным сопротивлением, так и материал, используемый для электрических контактов. Исходя из вышесказанного можно заключить, что проблема создания высококачественных Au-контактов к кремнию при T≈300K является актуальной. Целью настоящих экспериментов являлось исследование влияния воздействия ультразвуковых волн на адгезионную прочность пленок Au к кремнию n-типа с удельным сопротивлением $\rho \approx 100 \div 200$ Ωcm и временем жизни носителей $\tau \approx 500 \div 600$μs при температуре T = 300K.

Как известно, под термином “адгезионная прочность” понимается сила адгезионного взаимодействия, которая определяется путем отрыва пленок и она численно равна силе внешнего воздействия, которое нарушает адгезионную связь между субстратом и пленкой. Нами изучалась адгезионная прочность Au-пленок к кремнию до и после ультразвуковой обработки. На Si-пластины, диаметром d = 28mm и толщиной ≤ 1mm, после механической и химической обработки, методом напыления Au в вакууме формировались пленки. Термоотжиг структуры Si-Au не производился, толщина « l » Au-пленок определялась эллипсометрическим методом и составляла значения l = 1,5μm ÷ 3μm. Адгезионная прочность P_o и P до и после, соответственно, облучения ультразвуковыми волнами с частотой f=0,8÷15MHz и интенсивностью (мощностью) I* =0÷10W/cm^2 изучалась методом нормального отрыва [2]. Данный метод является основным, которым производят отрыв пленки под действием внешней силы. В этом методе сила отрыва направлена перпендикулярно к площади контакта адгезив (Au-пленка)-субстрат (Si-подложка) .

Для определения адгезионной прочности "P" пользуются следующей формулой [3]:

$$P = F_{отр}/\pi r^2$$

где $F_{отр}$-внешняя сила отрыва, r-радиус торца штифта, приклеенного к адгезиву.

Облучение Au-Si-системы ультразвуковыми волнами производилось со стороны Au-пленки. С ростом контактной разности потенциалов V_k и числа ионизированных центров растет напряженность поля E между Si-подложкой и металлом. Этот эффект обуславливает увеличение адгезионного взаимодействия за счет электрических сил. Теоретические оценки показывают [3], что при напряженностях электрических полей $E \approx 10^7$V/cm адгезионная прочность $P_o \approx 4 \cdot 10^6$Па (1дин/cm^2 = 10^{-1} Паскалей).

Исследования электрофизических характеристик показали, что наблюдается общая закономерность для всех образцов после облучения ультразвуком - рост контактной разности потенциалов V_k. Следует отметить, что Si-Au-образцов после ультразвуковой обработки по разному наблюдается рост величины V_k. Общей закономерности роста V_k от величины удельного сопротивления Si-подложки детально выявить пока не удалось, так как полупроводник всегда имеет на поверхности тонкую диэлектрическую окисную пленку, оказывающей влияние на V_k и, соответственно, на величину E и адгезионную прочность.

Произведен расчет величины E для Si-Au-образца №25, имевшего до ультразвуковой обработки значение V_k=0,1V. После ультразвуковой обработки при f = 15MHz и I*=2W/cm^2 в течение времени t=30min и температуре T=300K, значение V_k увеличилось с 0,1V до величины $V_k \approx 0{,}3$V. Учитывая квадратичную зависимость адгезионной прочности P от поля ($P \sim E^2$), можно объяснить наблюдаемый резкий рост адгезионной прочности Au-пленки к Si-подложке (рис.1). Как видно из рисунок теоретическое значение адгезионной прочности до ультразвуковой обработки равное $4 \cdot 10^6$ Па отличается от экспериментального значения $P_o \approx 7 \cdot 10^5$Па, что объясняется существованием окисного слоя на поверхности Si-подложки, который и снижает величину адгезионной прочности наблюдаемой в реальном случае.

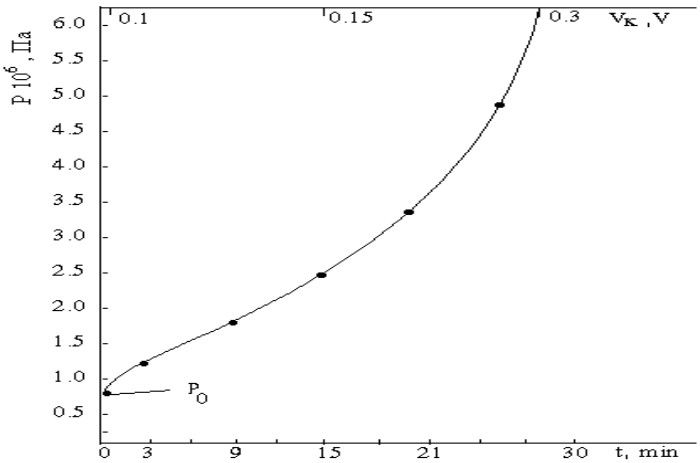


Рис.1. Зависимость адгезионной прочности системы Si-Au-пленка от времени

В заключении отметим, что в работах [1,2] наблюдаемое улучшение адгезионной прочности металлических пленок Cu и Ni к Si-подложкам достигалось путем применения ультразвуковых волн интенсивностью $I^* \leq 0{,}5 W/cm^2$ при значительных временах ультразвукового воздействия t = 30÷ 200min. При этом происходила диффузия металла на значительную глубину в полупроводник и максимальное увеличение адгезионной прочности не превышало 10%-35% от первоначального (до ультразвуковой обработки) значения. В нашем случае использовались интенсивности ультразвуковых волн $I^*=2W/cm^2$ (то есть в четыре раза больше) и времена t ультразвуковой обработки были в 6 - 7 раз меньше. Как видно из представленных результатов (рис.1.) адгезионная прочность возросла более чем в 60 раз. Анализ показал, что при таких режимах (t≤30min) ультразвуковой обработки атомы золота не проникают глубоко в Si-подложку (≤ 0,1μm) и, следовательно, не могут образовывать в чувствительном элементе Si-приемника центров захвата, уменьшающих время жизни неосновных носителей заряда. Наблюдаемый эффект акустостимулированного улучшения адгезионной прочности системы металл-полупроводник происходит в основном за счет увеличения концентрации ионизованных примесей под влиянием ультразвука, то есть рост адгезии определяется числом ионизированных примесных центров ультразвуком и контактной разностью потенциалов.

Литература

1. Заверюхин Б.Н., Х.Х.Исмаилов, Муминов Р.А., Джулиев Х.Х.. “Акустости мулированная адгезия медных пленок к кремнию”.//Письма в ЖТФ, 1996, т.22, в.15, с.25-27.
2. ТурсункуловО.М. “Исследование акустостимулированных изменений контактных, приповерхностных и объемных свойств полупроводниковых структур на основе Si и GaAs”: Автореф. канд.дис. Ташкент, 2003.
3. Гаибов А.Г., Заверюхин Б.Н., Заверюхина Н.Н., Муминов Р.А. “Акустостимулированная адгезия пленок Al к Si”// Материалы конф. “Фундаментальные и прикладные вопросы физики”, посвящ. 60-лет. АН и ФТИ АН РУз, 27-28 ноябрь,2003, Ташкент., с.62-64.

ИЗМЕНЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА В ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ ДЕФОРМАЦИИ

А.Г. Гулямов

Физико-технический институт АН РУз
Ташкент, 100084, ул. Бодомзор йўли, 2Б, abdurasul.gulyamov@mail.ru

При воздействии деформации происходит изменение зонной структуры полу-проводника, которое приводит к изменению концентрации носителей зарядов и их перерас-пределению между энергетическими долинами [1]. Эти изменения в свою очередь приводят к изменению сопротивления образца [2]. Рассмотрим отклик избыточной концентрации электронов n_e на переменную деформацию. Деформация может индуцировать генерацию электронов со скоростью g_e; кроме того, избыточные электроны могут поступать из другой области образца [3,4]. Концентрация может быть определена уравнением непрерывности

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = g - R + \frac{1}{e}\nabla \vec{I}_n, \qquad (1)$$

где $\vec{I}_n$ -плотность тока электронов, τ - время жизни электронов, *R*- скорость рекомбинации, которая, согласно статистике Шокли-Рида, описывается выражением:

$$R = N_R \frac{c_n c_p \left(pn - n_i^2\right)}{c_n\left(n + n_1\right) + c_p\left(p + p_1\right)} \ . \ (2)$$

В условиях квазинейтральности и достаточно высокого уровня инжекции $p \approx n > n_1, p_1$ (2) приобретает вид: $R = N_R c_{eff} n$, где $c_{eff} = \frac{c_n c_p}{c_n + c_p}$, $N_R -$концентрация рекомбинационных центров. Выражение можно также представить как $R = n/\tau$, где $\tau = \left(N_R c_{eff}\right)^{-1}$- время жизни сво-бодных носителей. Следует отметить, что в результате воздействия деформации может изме-ниться концентрация эффективно работающих рекомбинационных центров N_R, а также се-чения захвата электронов и дырок на эти центры. Но на первом этапе исследований мы не будем принимать во внимание эти эффекты. В однородном образце уравнение непрерывности имеет вид $\frac{\partial n_e}{\partial t} = g - \frac{n_e}{\tau}$ и его решение для случая, когда деформация ε является произвольной функцией времени, будет иметь следующий вид [5]

$$n_e(t) = \int_{-\infty}^{t} g_e(t_0) \exp\left(\frac{t_0 - t}{\tau}\right) dt_0 \ . \qquad (3)$$

Выражение (3) можно использовать для того, чтобы определить, как величина неравновесной концентрации реагирует на меняющуюся деформацию. Следует особо подчеркнуть, что форма гистерезисной петли сильно зависит от временной зависимости деформации ε(t) (рис.1). Например, при очень медленном изменении давления площадь гистерезисной петли обращается в нуль (рис.1a). С увеличением скорости изменения деформации фазовая траектория зависимости сопротивления от давления превращается в гистерезисную петлю или спиральную линию (рис. 1 b,c).

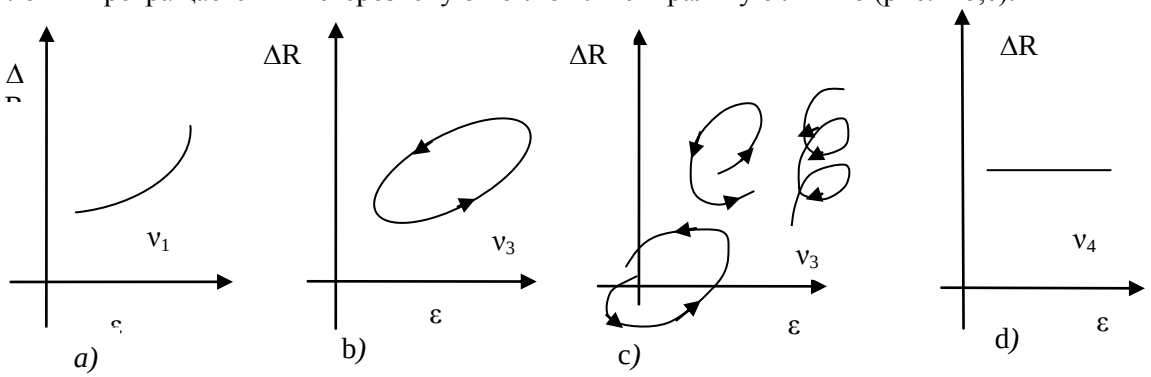


Рис. 1. Фазовые траектории при различных частотах деформации($\nu_1 \approx 0 < \nu_2 < \nu_3 < \nu_4$)

При высоких частотах изменения давления площадь петли снова стремится к нулю (рис. 1 d). По-видимому, когда время изменения деформации порядка характерного времени релаксации сопротивления, площадь гистерезисной петли максимальна. Если гистерезисная петля образовалась только за счет электронных процессов и изменений параметров образца не происходит, то гистерезисная петля должна быть замкнутой и в ΔR-ε плоскости она не должна перемещаться со временем (рис. 1 b). Структурные изменения кристаллической решетки должны давать срыв в гистерезисной линии и при периодическом повторении механического воздействия гистерезисная петля должна превратится в винтовую линию (рис. 1 c).

Следует отметить, что развитая методика исследования фазовых портретов может быть далее использована для случаев, когда концентрация рекомбинационных центров N_R не остается постоянной, в частности, для случая, когда она меняется периодически по длине образца в результате происходящих синергетических процессов. Возможно также использование ее для случаев, когда

концентрация примесей возрастает или убывает по длине образца, что присуще варизонным структурам.

Литература

1. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрии и деформационные эффекты в полупроводниках. - М.: Наука, 1972.- 584 с.
2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. -М.: Наука, 1977. - 672 с.
3. Киреев П.С. Физика полупроводников.- М.:Высшая школа, 1975.- 584 с.
4. Гулямов Г. И др. Аномально большие фотонапряжения в полупроводниковых пленках, обусловленные реактивной фотоэдс // Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Труды конференции. – Ташкент: ФТИ АН РУз., 2003.- С. 288.
5. Блекмор Дж. Теория скорости рекомбинации в полупроводниках. Глава 16 в книге: Задачи по термодинамике и статистической физике. Под редакцией П. Ландсберга – М.: Мир, 1974. – 640 с.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОСЦИЛЛЯЦИИ ЭФФЕКТ ДЕ ГААЗА- ВАН АЛЬФЕНА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г.Гулямов[*], Н.Ю.Шарибаев[*,¶], У.И.Эркабоев[*]

[*]*Наманганский инженерно-педагогический институт*

160103 Наманган, Узбекистан. gulyamov1949@mail.ru

В последнее время интерес к исследованиям осцилляции дГвА возрос после их обнаружения в наноразмерных полупроводниках при высоких температурах и слабых магнитных полях. В этом случае энергетические позиции уровней размерного квантования определяют спектр уровней Ландау, который отражается в квантовании характеристик продольного транспорта двумерных носителей тока. Из всех осцилляционных эффектов наиболее известен и хорошо изучен эффект де Газа-ван Альфена (дГвА). Он представляет собой периодические изменения с полем магнитной восприимчивости при низких температурах.

Осцилляции магнитной восприимчивости в сильном магнитном поле обусловлены осцилляциями плотности состояний. Из квантовой механики известно, что при наличии внешнего магнитного поля H магнитный момент электрона может быт направлен либо по полю, и тогда его энергия равна $\varepsilon - \mu_B H$, либо против поля, и тогда его энергия равна $\varepsilon + \mu_B H$, где ε-энергия электрона без поля.

Очевидно, что суммарный магнитный момент 1 см^3 вещества, обусловленный электронами проводимости с моментами, направленными по магнитного полю, равен

$$M_+ = \mu_B \int f_0(E - \mu_B H) N_s(E,H) dE$$

так как $N_s(E,H)dE$ - число квантовых состояний в интервале dE со спином одного направления в квантующем магнитном поле. $f_0(E - \mu_B H)$ -функция Ферми-Дирака, μ_B-магнетон Бора.

Аналогично суммарный магнитный момент, обусловленный электронами с моментами, направленными против поля

$$M_- = \mu_B \int f_0(E + \mu_B H) N_s(E,H) dE$$

Таким образом, результирующий момент

$$M = M_+ - M_- = M_+ = \mu_B \int \{ f_0(E - \mu_B H) - f_0(E + \mu_B H) \} N_H(E,H) dE$$

Для малых магнитных полей можно разложить $f_0(E \mp \mu_B H)$ вряд по μ_BH и ограничиться членом первой степени; тогда

$$\chi = \frac{M}{H} = 2\mu_B^2 \int (-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E}) N_H(E,H) dE, \qquad (1)$$

Можно наблюдать температурную зависимость магнитной восприимчивости (эффект дГвА) в полупроводниках с помощью этой формулы. На рис.1 приведен эффект осцилляции дГвА при высоких температурах и слабых магнитных полях. С помощью численных экспериментов рассчитана осцилляции дГвА при различных температурах.

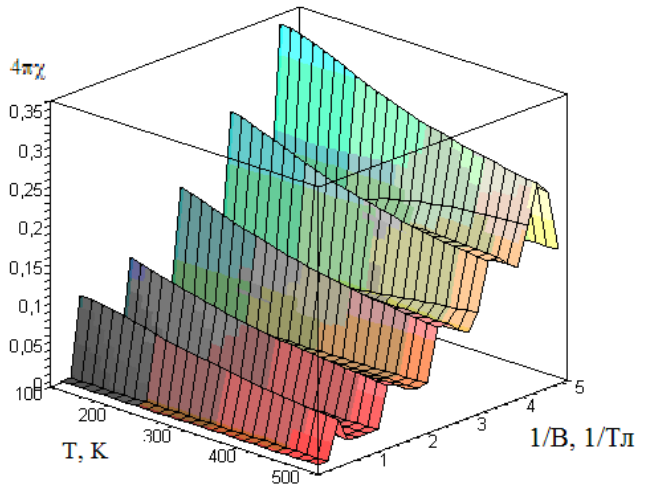


Рис.1. Магнитная восприимчивость полупроводника (Осцилляции де Гааза-ван Альфена) в слабых магнитных полях и высоких температурах в полупроводниках.

Отсюда видно, что температурная зависимость осцилляции эффект дГвА объясняется термическим уширением уровней Ландау в магнитном поле. Влияния температуры на эффекта осцилляции дГвА объясняется температурной зависимостью термодинамической плотности состояний в магнитном поле.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА ВАХ P-N-ПЕРЕХОДА В СИЛЬНОМ СВЧ ПОЛЕ

М.Г.Дадамирзаев, Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев

Наманганский инженерно-педагогический институт

716003 Наманган, Узбекистан. тел. (95) 300-59-70. e-mail: dadamirzaev70@mail.ru

Согласно концепции элементарных возбуждений полупроводник это электронно-дырочный и фононный газ. Электромагнитная волна (СВЧ, свет) возбуждает электронно-дырочную и фононную систему. В импульсном режиме воздействия СВЧ волны или света в основном разогревает электронно-дырочную систему. Фононная система остается невозбужденной. При воздействии деформации возбуждается фононная система, а электронно-дырочная система перестраивается к изменениям кристаллической решетки. Таким образом, СВЧ волны и деформация с разных сторон возбуждают полупроводниковую систему, со стороны электронно-дырочной и фононной системы. Исследование с помощью СВЧ волны и деформации позволяет с двух разных сторон изучить полупроводниковую структуру.

Целью настоящей работы является исследование влияние деформации на ВАХ p-n-перехода в сильном СВЧ поле.

При больших мощностях волны, когда $T_e \neq T_h \neq T$, ВАХ определяется по формуле [1]:

$$\bar{j} = j_{se}\left\{\left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e}\right)\int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B\cos(\omega t)}{kT_e}\right)\frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1\right\} + \quad (1)$$

$$+ j_{sh}\left\{\left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h}\right)\int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B\cos(\omega t)}{kT_h}\right)\frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1\right\}$$

где, $j_{se} = \frac{eD_e n_p}{L_e}$, $j_{sh} = \frac{eD_h p_n}{L_h}$ - токи насыщения электронов и дырок, φ_0 – высота потенциального барьера в отсутствие электромагнитной волны, $\varphi=\varphi_0-U$, U – возникающее напряжение на диоде, T-температура решетки, k-постоянная Больцмана, T_e - температура электронов, e-заряд электрона.

Получено результаты для ВАХ деформированного p-n-перехода в сильном СВЧ поле: -без деформации и СВЧ поля; -при деформации без СВЧ поля; -без деформации при воздействии СВЧ волны; -при деформации и при воздействии СВЧ волны (Рис.1) .

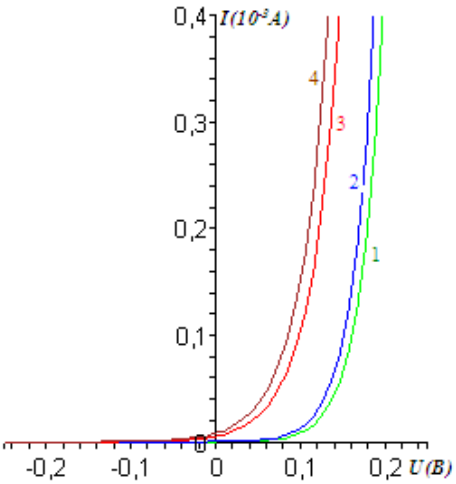


Рис.1. ВАХ p-n-перехода: 1- без деформации и СВЧ поля; 2- при деформации без СВЧ поля; 3-без деформации при воздействии СВЧ волны; 4-при деформации и при воздействии СВЧ волны.

Отсюда видно, что деформация увеличивает токи через p-n-переход как в отсутствии СВЧ поля (рис.1, кривые 1,2) так и при сильном разогреве (рис.1, кривые 3,4) электронов и дырок. Показано, что как СВЧ волна, так и деформация увеличивает токи горячих носителей зарядов в p-n-переходе. Это обусловлено тем, что СВЧ волна воздействует на электронно-дырочный газ, а деформация меняет энергетический спектр в полупроводниках. Оказалось, что даже в сильном СВЧ поле деформация увеличивает токи на p-n-переходе. Это обусловлено тем, что на токи p-n-перехода влияет как разогрев электронно-дырочного газа, так и изменения запрещенной зоны при деформации полупроводника.

Литература

1. Дадамирзаев М.Г. Разогрев носителей заряда и выпрямление тока на несимметричном p-n-переходе в сверхвысокочастотном электромагнитном поле// Физика и техника полупроводников. – Санкт-Петербург, 2011. - Т.45. №3. - С. 299-302.

СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА КРИСТАЛЛОВ N-GAAS:SI ОБЛУЧЕННОГО ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА

Б.К.Даулетмуратов, М.Б.Тагаев, С.Е.Бекбергенов, А.Ж.Алламбергенов

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха,
г. Нукус, boribai_7@rambler.ru

Как показали проведенные нами исследования, эффективным способом управления электрофизическими свойствами материала является облучение его импульсами излучения лазеров наносекундной длительности из области фундаментального поглощения света [1, 2], так как собственные дефекты кристаллической структуры, возникающие при облучении, влияют на свойства соединений $A^{II}B^{VI}$ не меньше чем примеси.

На рис. представлены спектры комбинационного рассеяния света (КРС) исходного (кр.1 и 1′) и облученного дозой D=0,5 J/cm^2 (кр.2 и 2′) n- GaAs, легированного Si ориентации [111]. Кривые 1, 2 и 1', 2' измерены в зоне и вне зоны облучения на расстоянии ~ 5 mm, соответственно. В этой геометрии образца линия TO - фонона значительно превышают интенсивность линии LO - фонона. После облучения плотностью мощности ниже порога плавления образца дозой D=0.5 J/cm^2 наблюдаются следующие изменения в спектрах КРС:

— в зоне облучения интенсивности линий LO- и TO- фононов уменьшаются, сдвигаются в сторону более низких частот и происходит их значительное уширение.

— появляются линии 183, 200 и 245 cm^{-1}, характерные для аморфного GaAs интенсивность, которых сравнима с интенсивностью линий LO- и TO- фононов.

— вне зоны облучения происходит меньший сдвиг положения линий LO- и TO- фононов в сторону более низких частот, чем в зоне облучения.

Наблюдаемые изменения параметров линии LO- и TO- фононов могут быть обусловлены деформацией приповерхностного слоя, так и нарушением дальнего порядка после лазерной

обработки. Как показано в работе [3] максимальное значение частотного сдвига LO – и TO компонент обусловленное деформацией решетки не превышает 2 cm^{-1}. Поэтому можно утверждать, что в зоне лазерного облучения происходит нарушение дальнего порядка, а вне зоны облучения основной вклад в сдвиг линий LO – и TO компонент связан с деформацией кристаллической решетки.

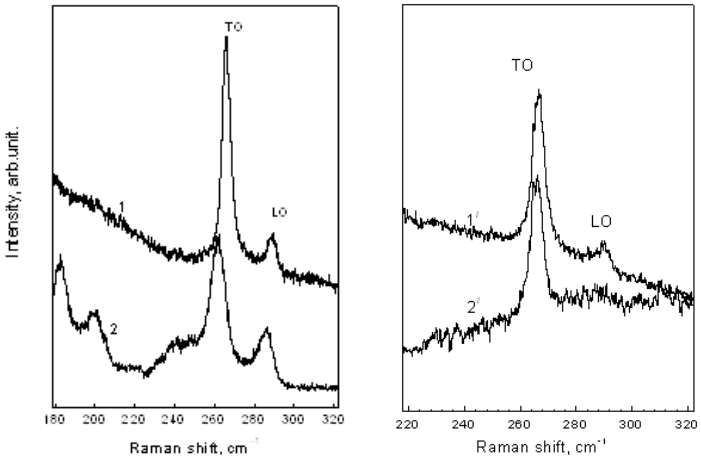


Рис. Спектры КРС кристаллов n-GaAs:Si ориентации [111] исходного (кр.1 и 1') и облученного (кр.2 и 2') импульсным излучением рубинового лазера дозой 0.5 J/cm^2. Кривые 1,2 и 1', 2' измерены соответственно в зоне и вне зоны облучения.

Остановимся на механизме изменения положения линий LO – и TO компонент, вне зоны облучения (рис., кр.2') Обнаруженные эффекты дальнодействия не могут быть объяснены нагревом, который локализован вблизи зоны облучения ~ 10 μm.

Одним из возможных механизмов лазерно-индуцированных упругих волн GaAs может быть механизм, предложенный для объяснения дальнодействующего влияния ионной бомбардировки на структурное совершенство полупроводниковых кристаллов [3]. Согласно этой модели взаимодействие результирующей упругой волны с дефектами решетки способно вызвать структурную перестройку областей с повышенной концентраций нарушений. Значительная часть дефектов, существующих до облучения, локализована в поверхностном слое полупроводника на глубине ~10-40 nm, что возможно и определяет поверхностный характер эффекта дальнодействия.

Таким образом, обнаруженный эффект дальнодействия свидетельствует о существенной роли нетепловых (деформационных) механизмов лазерного воздействие на полупроводники.

Литература

1. Кравецький М.Ю., Петряков В.О., Фомін О.В. Дріт для струнного різання матеріалів. Рішення про видачу деклараційного патенту на корисну модель №18565/1 від 07.12.05 по заявці № u 2005 08357 від 29.08.05
2. Кравецкий М.Ю., Сальков Е.А., Сава А.А., Фомин А.В. Способ изготовления полупроводниковых пластин. А.с. № 1799198 от 8.10.92г. приоритет от 29.05.1990г.
3. Н.Н. Григорьев, М.Ю. Кравецкий, Г.А. Пащенко, С.О. Сыпко, А.В. Фомин. Исследование закономерностей и моделирование процессов бесконтактного химико-механического изготовления подложек полупроводников. "Технология и конструирование в электронной аппаратуре", №2, 2003, с.36-40.

РАЗНОВИДНОСТИ ДЕФЕКТОВ В ГРАФЕНЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАССЕЯНИЯ ИМ АТОМОВ УГЛЕРОДА

А.А.Джурахалов, В.Г.Стельмах, И.Д.Ядгаров

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз,
ул. Дўрмон йўли, 33, г. Ташкент, 100125, Узбекистан, тел: (99871) 262-79-40, факс: (99871) 262-87-67, эл. почта: graphenew@gmail.com

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 дампирования (введения сил взаимодействия при T=0 K) и процесс

термализации дампированной структуры, в результате чего модель графена «разогрели» до 300 K. Для описания межатомного взаимодействия использовался потенциал Бреннера второго поколения (REBO), который хорошо описывает углеродные структуры [1].

После того как была получена компьютерная модель графена, разогретого до 300 K, изучались процессы столкновения атомов углерода с кинетической энергией 100 eV с этим графеном в точках A, B и C с использованием молекулярной динамики. Точка A – это один из атомов графена, точка B – точная середина между двумя ближайшими атомами графена, точка C – геометрическая середина гексагоналя (см. рис. 1). Угол падения, отсчитываемый от плоскости графена, задавался в пределах от 10° до 90° с шагом в 10° и для описания межатомного взаимодействия по-прежнему использовался потенциал Бреннера.

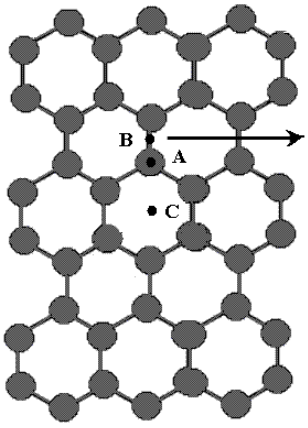


Рис. 1 Участок графена. Стрелкой показано направление проекции на плоскость графена скорости падающего атома углерода.

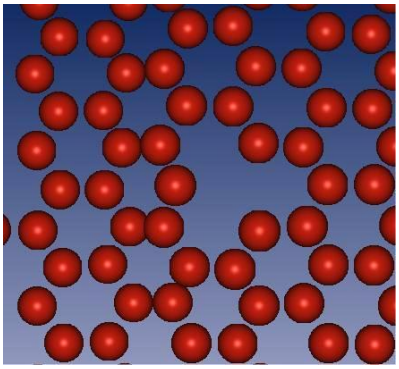


Рис. 2 Образование простой вакансии атома углерода в графене после столкновения атома углерода с энергией 100 eV в точке A под углом 30°.

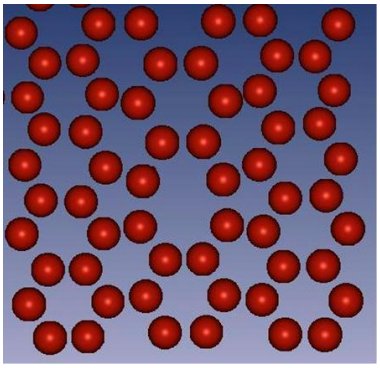


Рис. 3 Образование вакансии атома углерода и гексагоналей в графене после столкновения атома углерода с энергией 100 eV в точке B под углом 50°.

В результате расеяния атома углерода графеном возможно образование разных дефектов в этом графене. Как примеры, приведем образование простой вакансии атома углерода в графене (см. рис.2) и сложного нарушения структуры графена, когда помимо вакансии атома углерода наблюдается появления пентагоналя на месте гексагоналя атомов (см. рис.3).

Литература

1. Brenner D.W., Shenderova O.A., Harrison J.A., Stuart S.J., Ni B., Sinnot S.B.\\ J. Phys: Condens. Matter. 2002, 14, C. 783-802.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ МЕТОДОМ НТ ФЛ

А.Жуманазаров, Г.Сейтимбетова, М.Шарибаев

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха
г.Нукус, Узбекистан.

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. Эти структурные дефекты сильно влияют на оптические свойства ЭС, а также стимулируют процессы деградации светоизлучающих приборов, изготовленных на основе этих слоев. Ряд исследований, проведенных на кристаллах CdS, CdSe, CdTe [1] и ЭС ZnSe, ZnTe показал, что дислокации и другие протяженные дефекты могут проявляться в спектрах фотолюминесценции (ФЛ).

Известно, что в спектрах ФЛ и катодолюминесценции нелегированных ЭС ZnTe, полученных различными методами (MBE, MOVPE, HWBE) так и монокристаллов ZnTe часто присутствует интенсивная полоса излучения I_1^C ($h\nu$=2.357 еВ при 4.2 К). Природа ее до сих пор окончательно не установлена. Отмечаются такие ее особенности, как резкое уменьшение интенсивности с ростом концентрации остаточных примесей и при легировании сильная зависимость интенсивности от условий роста и слабая от температуры. Предполагается, что эта полоса обусловлена излучательной

рекомбинацией экситонов, связанных на глубоких нейтральных акцепторах. В качестве таких акцепторов рассматриваются либо нейтральный двухзарядный акцептор Si_{Te}, либо V_{Zn}, расположенная вблизи дислокаций несоответствия. Интенсивность этой полосы падала с увеличением толщины слоя (до 11 мкм) и авторы сделали вывод о том, что эта полоса связана с областью вблизи границы раздела, в которой располагаются дислокации несоответствия, образование которых может сопровождаться появлением V_{Zn}. Вместе с тем следует отметить, что с присутствием структурных дефектов, (преимущественно дислокаций несоответствия) в большинстве работ, посвященных изучению ЭС ZnTe/GaAs, (см., например, [2]) связывают обычно более глубокие Y-полосы, что подтверждается уменьшением их интенсивности при уменьшении напряжений несоответствия в результате замены подложки GaAs на GaSb и ZnTe. На рис.1 показано слабое изменение полосы ФЛ эпитаксиальных пленок ZnTe/GaAs. При дальнейшем увеличении температуры (T>15 K) наступает их заметное гашение. При этом интенсивность полосы I_2^{Ga} уменьшается подобно уменьшению интенсивности полосы I_{FX}. В то же время наклон температурной зависимости $\ln I_1^C=f(1/T)$ в этой области температур заметно резче и соответствует энергии активации ΔE_a=0.008 eV. Наряду с падением интенсивности полос ФЛ с повышением температуры происходит смещение спектрального положения линий излучения свободных экситонов (I_{FX}), экситонов, связанных на нейтральном доноре (I_2^{Ga}) и нейтральном акцепторе ($I_1^{|}$) в длинноволновую сторону с коэффициентом термического сдвига (dE/dT~0.15 meV/K), практически одинаковым для полос I_{FX} и I_2^{Ga} в диапазоне температур 20-80 K. Отметим, что смещение слабее, чем приведенное в литературе температурное изменение ширины запрещенной зоны монокристаллов ZnTe (dE/dT~0.36 meV/K). Это, возможно, связано с изменением уровня остаточных деформаций в ЭС ZnTe/GaAs при нагревании образца от 4.2 до температуры 80K. Существенно, что положение линий I_1^C и I_X практически не изменяется вплоть до температуры 80 K

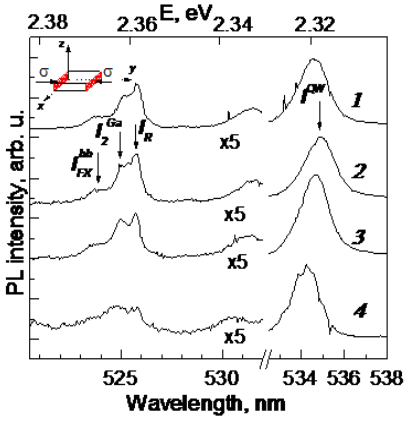


Рис. 1 Температурная зависимость интенсивности диапозоне 4.2÷80 K ЭС ZnTe/GaAs с одной квантовой ямой.

Поскольку интенсивность полосы I_1^C возрастает с ростом размера мозаики, можно думать, что центры, обуславливающие природу I_1^C-серии связаны с дефектами внутри разориентированных блоков, возможно, с границами субблоков, составляющих мозаику, и имеют дислокационное происхождение. Они создают в запрещенной зоне уровни акцепторного типа. При этом переход I_1^C может быть связан с излучательнной рекомбинацией экситонов, связанных на дислокациях.

Литература

1. J.O. Williams, A.C. Wright, H.M. Yates, “High resolution and conventional transmission electron microscopy in the characterization of thin films and interfaces involving II-VI materials”, J.Cryst.Growth, 2003, v.166, No, pp.678-680.

РАДИАЦИОННО - ПОЛЕВАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

К.А.Исмайлов

Каракалпакский госуниверситет им.Бердаха
e-mail: ismailov_k@list.ru

Согласно литературным данным [1-3], в современной полупроводниковой микроэлектронике а также физических исследованиях как правило широко используется гетеро эпитаксиальные осаждение полупроводниковых пленок. Главной целью при этом его – создание полупроводниковых

приборов с гетеропереходами, в которых границы раздела между различными полупроводниковыми материалами играют активную роль, обеспечивая выпрямление и инжекцию неосновных носителей заряда; при этом обычно сама гетероэпитаксиальная пленка является активной частью прибора.

Свойства гетерогенной системы – не просто сумма или усреднение свойств составляющих фаз, они приобретают новое качество благодаря наличию межфазных границ раздела (ГР). Именно это обстоятельство привлекло особое внимание исследователей к полупроводниковым гетеропереходам.

Даже в том случае, если бы в нашем распоряжении был полупроводниковый материал, идеально удовлетворяющий по своим электрофизическим параметрам требованиям к материалу для изготовления полупроводниковых приборов и обладающий идеальной кристаллической структурой, это не решило бы вопроса о создании приборов предельно достижимыми рабочими параметрами и высокой надежностью.

Известно, что в технологическом процессе изготовления приборных структур, а затем и самих приборов материал подвержен многообразным внешним воздействиям: тепловым, механическим и химическим. В результате его свойства изменяются; возникают внутренние механические напряжения и дефекты кристаллической структуры, нарушается стехиометрия, происходит диффузия технологических и неконтролируемых примесей.

Как правило, генерация и последующая релаксация внутренних механических напряжений, дефектообразование, неконтролируемые диффузионные и химические процессы ведут к нежелательным последствиям, т.е. к ухудшению физических параметров и качества полупроводниковых приборов. Однако эти последствия можно либо нейтрализовать, либо минимизировать с помощью других активных внешних воздействий, в частности облучения высокоэнергетическими частицами и гамма квантами, а также путем воздействия сильного электрического поля.

В данной сообщении рассматриваются такие радиационные и полевые технологические приемы улучшения качества и надежности полупроводниковых приборных структур и приборов на их основе.

Литература

1. Конакова Р.В., Кордош П., Тхорик Ю.А., Файнберг В.И., Штофаник Ф. Прогнозирование надежности полупроводниковых лавинных диодов. – Киев.: «Наукова думка», 1986. -188 с.
2. Дубовински М., Ережепов М.Е., Исмайлов К.А. и др. Сильнополевые эффекты в арсенидгаллиевых диодах Шоттки. –Нукус, 1994. -184 с.
3. Исмайлов К.А. Физические аспекты радиационно-технологических процессов изготовления полупроводниковых приборов. Тезисы докладов 4-ой международной конференции по актуальным проблемам молекулярной спектроскопии конденсированных сред. - Самарканд, 29-31 мая.- 2013 .

ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР CDTE/CDS НА ГИБКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ ХМПО

К.М.Кучкаров, Т.М.Разыков, Б.А.Эргашев, Р.Т.Йулдошов.

Физико-технический институт НПО «Физика- Солнце» АН РУз
г.Ташкент. Kudrat@uzsci.net

В настоящее время получение тонкопленочных солнечных элементов на гибких металлических подложках является одним из важных вариантов для изготовления рулонных фотоэлектрических модулей. Этот вариант позволяет уменьшить стоимость рулонного модуля и увеличить свою долю на рынке. Однако при этом их эффективность более низкая, чем у солнечных элементов, полученных на стеклянных подложках [1,2]. Для улучшения КПД тонкопленочных солнечных элементов полученных на гибких металлических подложках, имеется ряд нерешенных вопросов, таких как получение окна высокой прозрачности, низкое сопротивление контактов, низкая плотность дефектов перехода и прочее.

Одним из важнейших шагов в производстве тонкоплёночных солнечных элементов CdS–CdTe является обработка реагентом $CdCl_2$. Эффективность гетероструктур тонких пленок CdS–CdTe значительно увеличивается после обработки $CdCl_2$ [3]. Этот процесс приводит к некоторым изменениям в тонкоплёночных солнечных элементах CdS- CdTe. Он изменяет структуру и заметно увеличивает размер зерен пленок CdTe [4]. Рост зёрен и рекристаллизация уменьшают рекомбинационные потери и улучшают перенос заряда [5].

Ранее мы сообщали о новом более дешёвом методе химического молекулярно-пучкового осаждения (ХМПО) при атмосферном давлении газа для изготовления II–VI плёнок из отдельных металлических и халькогенидных прекурсоров. Некоторые характеристики пленок теллурида кадмия с различными составами, изготовленные этим методом были рассмотрены в работе [6].

В данной работе были изучены электрические и фотоэлектрические свойств тонкопленочных гетероструктур CdTe/CdS, полученных на металлических подложках методом ХМПО.

Для улучшения омического контакта между Mo и CdTe были осаждены металлические пленки Ni с толщиной (60-80 nm) на очищенную металлическую подложку из молибденовой фольги [7]. Затем методом ХМПО осаждены пленки CdTe при температуре подложки 600^0C. Толщины полученных пленок были в пределах ~ 2-5 мкм, в зависимости от времени осаждения. Были проведены термические обработки пленок с использованием раствора $CdCl_2$ в закрытом объеме (в среде чистого аргона). На поверхности структур Mo/Ni/CdTe термическим испарением осаждались пленки CdS (толщиной 0,2-0,3 мкм, при давлении 10^{-5}мм.рт.ст. и температуре подложки 200^0C). Полученные гетероструктуры Mo/Ni/CdTe/CdS подвергались отжигу в присутствии $CdCl_2$, как в среде аргона, так и воздуха при температуре 430^0C в течение 25 минут., Поверхности гетероструктур так же были очищены деионизованной водой и высушены в потоке азота.

Для изучения электрических свойств тонкопленочных гетероструктур (ТГ) Mo/Ni/CdTe/CdS были нанесены индиевые сеточные контакты на поверхности пленок CdS. Были измерены темновые ВАХ полученных структур Mo/(Ni)/CdTe/CdS/In и вычислены значения последовательного сопротивления ТГ из прямого участка ВАХ. Это сопротивление составляло $R_s = 1 \cdot 10^2$ Ом.см.

Также были измерены световые ВАХ изготовленных гибких СЭ на основе Mo/Ni/CdTe/CdS/In при мощности падающего светового потока 100 мВт/см^2. На основе экспериментальных световых ВАХ была определена эффективность и выходные параметры изготовленных лабораторных образцов СЭ. Значения фотоэлектрических параметров приведены в таблице 1. Как видно из таблицы, после термической обработки эффективность тонкопленочных гетероструктур Mo/Ni/CdTe/CdS/In улучшались.

Таблица 1.

Фотоэлектрические параметры тонкопленочных гетероструктур.

	U_{xx} (B),	$J_{кз}$ (mA/см^2),	FF(%)	η(%)
До обработки	0,55	6	39	1,6
После обработки в среде воздуха	0,55	15	39	3,6
После обработки $CdCl_2$	0,67	20	50	7

Литература.

1. Matulionis, I., Han, S., Drayton, J. A., Price, K. J. & Compaan, A. D. Cadmium telluride solar cells on molybdenum substrates. Proc. Mater. Res. Soc. Symp. 668,H8.23.1–6 (2001).
2. Aliyu, M. M.et al. Recent developments of flexible CdTe solar cells on metallic substrates: issues and prospects.Int. J. Photoenergy 2012,351381 (2012).
3. T.X. Zhou, N. Reiter, R.C. Powell, R. Sasala, P.V. Meyers, 24th IEEE Photovoltaic Specialists Conference PVSC (1994) 103.
4. G.S.Khrypunov, Semiconductors 39 (2005) 1224.
5. J. P. Enrriquez, X. Mathew, Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 16 (2005) 617.
6. T.M. Razykov, G. Contreras-Puente, G.C. Chornokur, M. Dybjec, Yu. Emirov, B. Ergashev,C.S. Ferekides, A. Hubbimov, B. Ikramov, K.M. Kouchkarov, X. Mathew, D. Morel, S. Ostapenko, E. Sanchez-Meza, E. Stefanakos, H.M. Upadhyaya, O. Vigil-Galan, Yu.V. Vorobiev. Solar Energy 83 (2009) 90–93.
7. Т.М. Разыков, К.М. Кучкаров, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов. Морфологические и электрические свойства пленок CdTe различного состава, осажденных на молибденовой подложке методом ХМПО. УФЖ, 2014, (принята в печать)

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООТЖИГА НА ПАДЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ДИОДЕ

А.А.Каримов, Ш.М.Кулиев, А.З.Рахматов

Физико-технический институт НПО «Физика–Солнца» АН РУз

100084, г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2б; e-mail: karimov@uzsci.net.

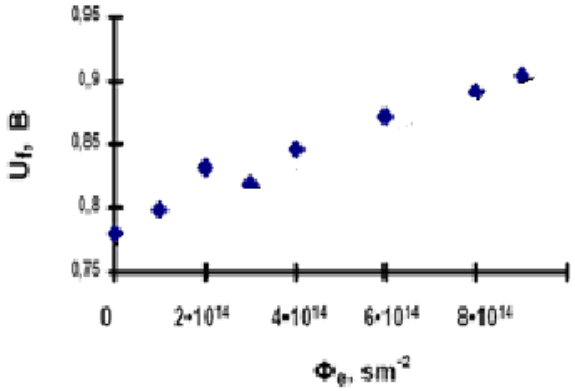
В последнее время широкое распространение получили силовые диоды, используемые в различных областях электронной техники. Для оптимизации их параметров стали применять радиационное воздействие. При этом наряду с улучшением быстродействия возможны статические потери мощности за счет увеличения прямого падения напряжения.

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния термоотжига на прямое падение напряжения кремниевого силового диода подвергнутого радиационному облучению электронами.

Исследуемые образцы представляют собой высокочастотные кремниевые диффузионные диоды с p^+-p-n-n^+-переходом с толщиной базовой области ~200 мкм из кремния КЭФ-4 Ом·см [1].

Радиационному воздействию подвергались диоды, имеющие минимальный разброс по основным параметрам до воздействия радиации: прямое падение напряжения U_F =0.75÷0.8 В при прямом токе I_F = 10А, обратный ток I_R ~ 0.5-0.7 мкА и 0.7– 1.0 мкА при обратном напряжении U_R = 100 В и 200 В соответственно, время восстановления обратного сопротивления $\tau_{rr} \leq 2.8 \pm 0.2 \cdot 10^{-6}$ с при I_F = 1А, I_F/I_R = 1 и уровне отсчёта обратного тока 0,1 А. Каждому уровню радиационного воздействия подвергалась группа диодов в количестве 10шт.

На рис. 1 представлены зависимости падения напряжения при прямом токе 10А для диодов, подвергнувшихся радиационному воздействию электронами и последующему термоотжигу. Видно, что по мере увеличения дозы электронного облучения падение напряжения для заданного тока увеличивается от 0.78 В до 0.9 В.



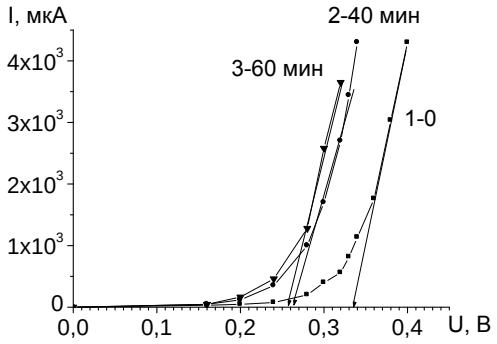


Рис. 1. Зависимости падения напряжения на диоде при радиационном облучении электронами (а) и (б) последующем воздействии температурой

Прямое падение напряжения при заданном токе на диоде представляет собой:

$$U_{прям} = U_{p-n} + U_б + U_к \qquad (1)$$

В свою очередь падение напряжения на p-n-переходе определяется выражением

$$U_{p-n} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{J \cdot N_б}{qS_{p-n} n_i^2} \cdot \sqrt{\frac{\tau_б}{D_б}} \right), \qquad (2)$$

где $N_б$ - концентрация легирующих примесей в базе; $\tau_б$, $D_б$ - время жизни и коэффициент диффузии неосновных носителей.

Под воздействием радиации, как правило, уменьшается время жизни неосновных носителей и концентрация основных носителей, то есть падение напряжения на p-n-переходе уменьшается. В связи с этим следует, что увеличение падения напряжения на диоде можно связать с увеличением падения напряжения в базе диода:

$$U_б = j_{прям} W_б \rho, \qquad (3)$$

где, $W_б$, ρ - толщина квазинейтральной области базы и удельное сопротивление базы.

Так как толщина базы от радиационного воздействия практически остается неизменным, то увеличение падения напряжения можно связать с увеличением удельного сопротивления базы за счет радиационных центров [2]. При последующем воздействии термоотжигом происходит нейтрализация радиационных центров, что и приводит к уменьшению падения напряжения на диоде с увеличением времени экспозиции. То есть, подбирая время экспозиции можно задавать требуемое падение напряжения после радиационного воздействия.

Экспериментально показано, что падением напряжения на диоде после радиационного облучения можно контролируемо управлять путем последующего термоотжига температурном поле задавая время экспозиции.

Литература

1. Рахматов А.З., Каримов А.В., Сандлер Л.С., Ёдгорова Д.М., Скорняков С.П. Влияние гамма- и электронного облучения на ключевые параметры мощных высокочастотных диффузионных диодов // Компоненты и технологии -Санкт-Петербург, 2013 -№ 10 -С.140-142.
2. Ладыгин Е.В., Коновалов М.П., Орлова М.Н., Ручкин М.В., Лагов П.Б., Сурма А.М. Повышение быстродействия и радиационной стойкости силовых кремниевых диодов с применением радиационного техноло-гического процесса // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. –Киев, 2006. -Вып.1-2. -С.29-37.

ПРИЕМНИК ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА НА ПОЛЕВОМ ТРАНЗИСТОРЕ

А.В.Каримов, Д.Р.Джураев, Д.М.Ёдгорова, А.А.Тураев

Физико-технический институт НПО «Физика–Солнца» АН РУз
100084, г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2б; e-mail: karimov@uzsci.net.

Для проведения исследования фотоприемных свойств полевого фототранзистора в фотодиодном включении был собран экономичный усилитель на основе полевого транзистора во входном каскаде и на двух биполярных транзисторах соединенных по схеме Дарлингтона [1] с напряжением питания 3.0 В, рис.1.

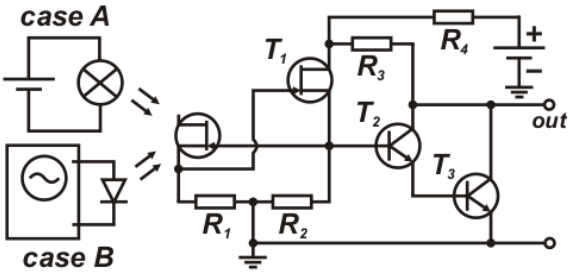


Рис. 1. Электронная схема приемника оптических сигналов на основе полевого фототранзистора и экономичного усилителя

При возбуждении полевого фототранзистора интегральным светом коэффициент усиления уменьшается по мере увеличения оптического сигнала от 9 лк до 150 лк, как приведено в табл. 1. Благодаря использованию во входном каскаде полевого фототранзистора обеспечивается высокая чувствительность для слабых световых сигналов.

Таблица 1

Данные выходного сигнала от интенсивности оптического сигнала

Ф, лк	9	12	25	50	70	90	150
U_{xx}, мВ	20	30	50	100	150	200	300
$U_{вых}$, В	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2
$K_{ус}$	110	73.3	44	22	14.6	11	7.3

Как показали исследования по мере увеличения фотоЭДС диодного транзистора от 10 мВ до 350 мВ освещаемого лампой накаливания с увеличивающейся освещенностью от 9 лк до 150 лк величина выходного сигнала увеличивается от 0.8 В до 2.2 В. При этом начиная с 20 мВ величина выходного сигнала постоянна и равна 2.2 В.

Таблица 2

Зависимости коэффициента усиления и выходного сигналаэкономичной схемы от величины входного сигнала

U_{xx}, мВ	100 Гц						
	20	30	50	100	150	200	300
$U_{вых}$, В	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2
$K_{ус}$	110	73.3	44	22	14.6	11	7.3

Аналогично при подаче на транзисторный фотодиод модулированного излучения от светодиода с частотой модуляции 100 Гц, когда на выходе фотодиода создается фотоЭДС 300 мВ обеспечиваются соответствующие коэффициенты усиления (табл. 2).

При этом увеличение частоты оптического сигнала приводит к уменьшению коэффициента усиления от 7.33 (100 Гц) до 1.33 при 40000 Гц, рис. 2. Соответственно данную электронную схему можно использовать для приема модулированных оптических сигналов в диапазоне частот до 20 кГц.

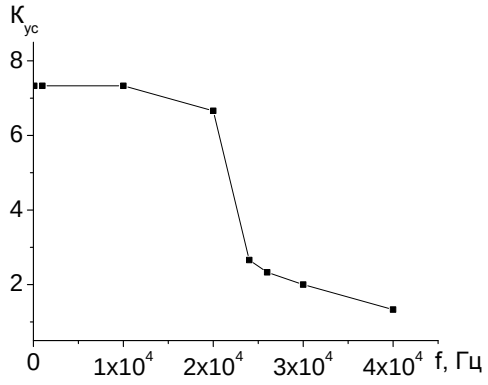


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиленияот частоты входного сигнала

Исследуемый полевой фототранзистор при диодном включении в качестве фотовольтаического приемника имеет высокий коэффициент усиления при малых интенсивностях оптического сигнала. Можно полагать, что в фотовольтаическом режиме в *p-n*-переходе затвора полевого транзистора могут возбуждаться неосновные носители не только светом, но и радиационным излучением аналогично индикаторам радиоактивного излучения и прямым преобразователям ядерной энергии в электрическую.

Литература

1. David A. Hodges. Darlington's Contributions to Transistor Circuit Design. IEEE transactions on circuits and systems // Fundamental theory and applications, V. 46.- No. 1, January 1999. P.102
2. Sze S. M., Kwok K. Ng. Physics of Semiconductor Devices. Hoboken–New Jersey: Wiley-Interscience, 2007. 3rd ed., P. 94.

ВЛИЯНИЕ КЛАСТЕРИЗАЦИИ МОЛЕКУЛ ФУЛЛЕРЕНА C_{70} НА СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСТВОРОВ

[1] А.М.Кохкаров, [2] С.А.Бахрамов, [2]У.К.Махманов, [1] Ш.П.Гафуров

[1]*Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз*
kokham@yandex.com

[2]*СКТБ при Институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз*
urol_m@mail.ru

В современной физике конденсированного состояния большой интерес проявляется к изучению наноструктур – систем с характерными размерами, лежащими в диапазоне 1–100 нм. В частности, к таким системам относятся кластеры фуллеренов, состоящие из многих сотен и тысяч молекул фуллеренов. Одним из важнейших направлений физической химии фуллеренов является изучение процессов межмолекулярных взаимодействий, приводящих к структурной самоорганизации и образованию агрегатов (кластеров) фуллеренов в растворах, изменению оптических и нелинейно-оптических свойств растворов, и др. [см. 1–2].

В данной работе нами экспериментально исследованы эволюция изменения электронных спектров поглощения растворов C_{70} в толуоле (*TOL*) и бензоле (BZ) при различных концентрациях C_{70} и электронно-микроскопические (ТЕМ) особенности, основные закономерности самоорганизации (агрегации) молекул C_{70} в растворах.

В экспериментах использовались: порошки C_{70} со степенью чистоты 99.7% полученные от SES Research (USA), и растворители – *BZ* марки «х.ч.», *TOL* «ос.ч.» и этанол (*EOH*) «х.ч.». Спектры поглощения растворов C_{70} были получены на спектрометре ASP–150TF с разрешением – менее 0.1 *см*$^{-1}$ (*ООО «Авеста», Россия*).

На рис.1 показана эволюция изменения спектров электронных поглощений C_{70} в *TOL* (*a*) и *BZ* (*b*) соответственно при различных концентрациях фуллерена.

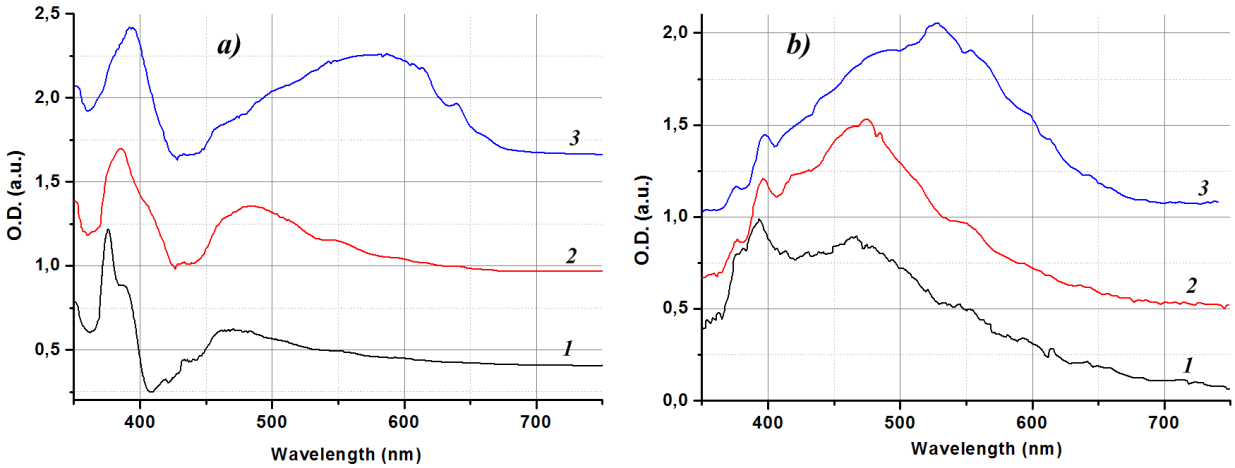


Рис. 1. Спектры электронных поглощений растворов C_{70} в TOL (a) и BZ (b) с ростом концентрации фуллерена: (a) спектр 1 –2.38·10^{-5}, 2 – 9.52·10^{-5}; 3 –7.6·10^{-4} моль/л. (b) 1 –2.38·10^{-5}, 2 – 9.52·10^{-5}; 3 –7.6·10^{-4} моль/л.

При низких концентрациях (≤4.76·10^{-5} моль/л) растворы C_{70} в *TOL* (*рис.1, а*) имеют три группы выраженных максимумов поглощения на ~375, ~385÷390 и ~460÷480 нм. Однако, с ростом концентрации C_{70} в растворах (9.52·10^{-5}÷1.52·10^{-3} моль/л) на спектрах первые два максимума сливаются, наблюдается уширение и ярко выраженное длинноволновое смещение максимумов оптической плотности.

Необычные особенности поведения фуллерен C_{70} в растворах наблюдались в условиях, когда в качестве растворителя использовались двухкомпонентные растворители – смеси *TOL+EOH*. С ростом концентрация C_{70} в смеси растворителей указывает на отклонение системы «C_{70}+*TOL+EOH*» от критериев «истинных» молекулярных растворов, в которых, согласно существующим представлениям, растворенное вещество в растворе находится в виде отдельных молекул. Как показано далее, отклонение системы «C_{70}+*TOL+EOH*» от критериев «*истинных молекулярных растворов*» объясняется образованием кластеров *n*C_{70} в данной комбинации растворителей.

Структурные особенности растворов C_{70} в *TOL+EOH* изучались на просвечивающем электронном микроскопе *LEO-912 AB (ZEISS, Germany)* с разрешающей способностью ≤0.2 нм. Представленный на рис.2 ТЕМ-снимок ясно показывает, что в растворе образуются кластеры молекул C_{70} «квазисферической» формы с размерами в диаметре ~100÷300 нм.

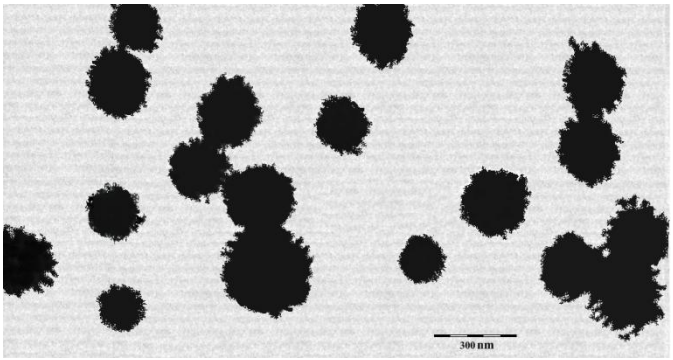


Рис-2. Электронно-микроскопический (ТЕМ) снимок кластеров фуллерена C_{70} в смеси растворителей толуол+этанол.

Дальнейшие ТЕМ-исследования показали, что рост концентрации C_{70} в смеси *TOL+EOH* приводит к увеличению средних размеров сформировавшихся в растворе кластеров C_{70}.

В заключение отметим, что практический интерес к изучению процессов агрегации молекул C_{70} в различных растворителях и их смесях связан с проблемами разделения и очистки фуллеренов, перспективами использования кластеров фуллеренов в оптических, нелинейно-оптических, медико-биологических и химических приложениях.

Литература

1. Avdeev M.V., Aksenov V.L., Tropin T.V. Models of cluster formation in solutions of fullerenes. *Russ. J. Phys. Chem.* A. V.84, 1273 (2010).
2. Мчедлов-Петросян Н.О. Растворы фуллерена C_{60}: коллоидный аспект. *Химия, физика и технология поверхности.* Т.1, С.19-37 (2010).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МУЛЬТИФЕРРОИКОВ

О.К.Кувандиков, Х.О.Шакаров, З.М.Шодиев, Б.У.Амонов

Самаркандский государственный университет
г. Самарканд, Университетский бульвар 15, quvandikov@rambler.ru

Вещества и структуры, в которых можно выделить несколько подсистем, характеризуемых различными параметрами порядка, получили название мультиферроиков. Актуальными параметрами порядка могут быть спонтанная намагниченность и вектор антиферромагнетизма в магнетиках, спонтанная электрическая поляризация в сегнетоэлектриках, спонтанная деформация в ферроэластиках и др. В мультиферроиках при выполнении определенных пространственно-временных симметрийных условий возможно взаимодействие между подсистемы. Перекрестные взаимодействия в мультиферроиках открывают новые возможности для создания приборов, основанных на взаимном контроле магнитных, электрических и деформационных состояний[1]. Первоначальные усилия по созданию конкурентноспособных приборов оказались неудачными из-за малой величины наблюдаемых взаимодействий, однако в последнее время появилось несколько сообщений, свидетельствующих о возрождении интереса к мультиферроикам.

Редкоземельные бораты с общей формулой $RM_3(BO_3)_4$, где R – редкоземельный элемент, M – алюминий, скандий, железа или хром, характеризуется необычным сочетанием ряда физических свойств и их могут быть отнесены к мультиферроикам. Эти соединения весьма перспективны для практического применения, поскольку они – потенциальные носители новых, а порой и неожиданных физических эффектов, ведь большинство соединений сравнительно простого состава всесторонне исследованы, и в этом смысле, в основном, исчерпали свои ресурсы [2]. Из них $RFe_3(BO_3)_4$ являются новыми магнитоэлектрическими материалами которые объединяют в себе фазы двух видов «ферро» - упорядочения: ферромагнитное (ферромагнетик) и сегнетоэлектрическое (ферроэлектрик) [3]. Их магнитные состояния представляют отдельный интерес для физики магнитных явлений, так как, в связи со сложной кристаллической структурой, магнитные структуры этих боратов необходимы для понимания их ключевых особенностей. Имеется мало экспериментальных данных о магнитных свойствах РЗ боратов и, особенно, об электронной структуре этих соединений. Парамагнитное состояние этих соединений к сегодняшнему дню почти не изучено.

Целью настоящей работы является определение основных магнитных характеристик редкоземельных ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ (R=Gd, Nd, Y, Er, Dy), алюминоборатов $RAl_3(BO_3)_4$ (R= Nd, Gd) и $Nd_{0.65}Y_{0.35}Al_3(BO_3)_4$, $Gd_{0.2}Y_{0.8}Al_3(BO_3)_4$ методом измерения температурной зависимости их магнитной восприимчивости $[\chi(T)]$ в интервале высоких температур 20-850°C. Магнитная восприимчивость измерялась методом Фарадея с помощью высокотемпературных маятниковых весов [4]. Максимальная относительная ошибка измерения χ не превышала 3%. Изучаемые образцы были синтезированы методом спонтанной кристаллизации в МГУ им. М. В. Ломоносова. Тигель с шихтой выдерживался в печи при 1100$^-$1150°C до полной гомогенизации расплава. После этого температуру понижали до 900°C со скоростью 0.5-2°C/час, а с 900°C до 350°C - по 10°C/час.

На зависимости $\chi^{-1}(T)$ всех изученных боратов обнаружены изломы, которые объясняются структурными фазовыми переходами. Установлено, что зависимости $\chi^{-1}(T)$ между изломами подчиняются закону Кюри – Вейсса. Добавление атомов иттрия в соединения $NdAl_3(BO_3)_4$ и $GdAl_3(BO_3)_4$ уменьшает их магнитный момент в каждой фазе. В то же время абсолютное значение парамагнитной температуры Кюри увеличивается в $NdAl_3(BO_3)_4$ и уменьшается в $GdAl_3(BO_3)_4$. Это,

по-видимому, связано с влиянием атомов иттрия на степень локализованности 4 f –электронов в узлах подрешетки Nd (или Gd). Экспериментальные зависимости $\chi(T)$ изученных боратов объясняются с помощью теории парамагнетизма Ван-Флека. По зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных рассчитаны парамагнитная температура Кюри θ_p, константа Кюри-Вейсса и магнитный момент, приходящийся на их химическую формулу. Установлено, что анализом результаты расчетов для значения θ_p, C и μ_Φ не наблюдается общая закономерность.

Список литературы

1. Волков Д. В. Магнитные и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ (R=Nd, Tb, Dy). Канд.дисс. М.:. 2007.
2. Звездин А. К., Пятков А. П..//УФН.-2003.-174. с.465-470.
3. Леонюк Н. И. Кристаллические бораты – оптические материалы нового поколения.// Природа.-2007.-№12.-с.52-60.
4. Кувандиков О. К., Шакаров Х. О., Иргашев К. М. //В сб.: Оптико-акустические, электрические , магнитные исследования конденсированных сред.-Самарканд. 1982. –с.122-130.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МИНЕРАЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Шодиев З.М., Хасанов Х. Б.

Самаркандский государственный университет

г. Самарканд, Университетский бульвар 15, quvandikov@rambler.ru

Известно большое число магнитоэлектрических материалов, продолжается поиск и исследование новых, т.к. задача эта является достаточно актуальной. Ведутся экспериментальные и теоретические исследования по физике магнитоупорядоченных веществ (ферро- и ферримагнитных), на базе которых создаются новые, более совершенные магнитные материалы.

Известны также некоторые минералы, обладающие магнитными и электрическими свойствами. Кроме этого при палеомагнитных исследованиях было обнаружено, что природные ферримагнетики, входящие в состав изверженных горных пород, могут намагничиваться антипараллельно намагничивающему полю [1]. Из почти 4000 ныне известных минеральных видов действительно обнаруживают природный магнетизм лишь очень немногие [2]. Парамагнитные минералы содержат ионы с некомпенсированными магнитными моментами и обнаруживают небольшой остаточный магнитный момент. Обычно в таких минералах присутствуют парамагнитные ионы железа и или марганца. Магнитная восприимчивость большинства горных пород определяется прежде всего присутствием и процентным содержанием ферромагнитных минералов. Имеется мало экспериментальных данных о магнитных свойствах и электронной структуре минералов горных пород при высоких температурах. Парамагнитное состояние этих соединений к сегодняшнему дню почти не изучено.

Целью настоящей работы является определение основных магнитных характеристик железосодержащих минералов (пирит, арсенопирит, халькопирит, магнетит), входящих в состав горных пород Узбекистана, методом измерения температурной зависимости их магнитной восприимчивости [$\chi(T)$] в интервале высоких температур 20-1200^{0}C.

Магнитная восприимчивость измерялась методом Фарадея с помощью высокотемпературных маятниковых весов [3]. Максимальная относительная ошибка измерения χ не превышала 3%. Образцы горных минералов получены в ЦНИЛ Навоинского горно–металлургического комбината.

Установлено, что зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных минералов имеют сложный характер. Зависимость $\chi^{-1}(T)$ пирита в интервале температур 20-450°C слабо увеличивается линейно; уменьшается и увеличивается, соответственно при 450°C и 500°C слабым скачком; увеличивается в интервале температур 510-570°C линейно, при 570°C – скачком, а в интервале темпера 570-670°C – линейно; при 670°C уменьшается скачком, а затем увеличивает линейно. Зависимость $\chi^{-1}(T)$ арсенопирита увеличивается линейно с ростом температур в интервалах температур 20-480^{0}C, 490-550^{0}C, 560-680^{0}C и 680-750^{0}C; при 480^{0}C и 550^{0}C – скачком, а при 680^{0}C уменьшается тоже скачком. Зависимость $\chi^{-1}(T)$ халькопирита растет линейно в интервалах температур 600-800^{0}C, 800-900^{0}C, при 800^{0}C уменьшается скачком. $\chi^{-1}(T)$ магнетита в интервалах температур 580-960^{0}C, 960-1200^{0}C

растет линейно, при 960^0С уменьшается скачком. Установлено, что зависимости $\chi^{-1}(T)$ всех изученных минералов в вышеуказанных интервалах температур подчиняются закону Кюри-Вейсса. Аномальные изменения на экспериментальных зависимостях $\chi^{-1}(T)$ исследуемых образцов можно объяснить магнитными и структурными (полиморфными) переходами, приходящиеся в подрешетке железы этих образцов.

По экспериментальные зависимости $\chi^{-1}(T)$ рассчитаны парамагнитные характеристики изученных образцов: C, θ_p, магнитные моменты, приходящийся на химическую формулу $(\mu_{фор})$ и на один атом железа $(\mu_{эфф})$. Анализ результаты расчетов показало, что значении магнитные характеристики (θ_p и $\mu_{эфф}$) изученных соединений меньше, по сравнению с значениями магнитными характеристиками чистого железа. Это можно объяснить увеличением расстояния между магнитными ионами железа, находящихся в узлах подрешетки изученных соединений, из-за присутствием слабомагнитных элементов. Благодаря именно этой причине уменьшается магнитное обменное взаимодействие электронов 3d-оболочки ионов железа, ответственные за возникновение магнитного упорядочения изученных соединений.

Таким образом, можно сделать вывод, что слабомагнитные элементы S, As, Cu, O уменьшают магнитные характеристики железа.

Литература

1. Трухин В.И., Максимочкин В.И., Минина Ю.А. Закадки природных ферримагнетиков // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия.2010, №3, с.49-53.
2. Магнитное общество. Нанокомпозиты. Гл. редактор: проф. А.М. Тишин. Т.8, 2007г. (www.ndfeb.ru/Bulleten/Volume 81. doc).
3. Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Иргашев К.М. //В сб.: Оптико-акустические, электрические, магнитные исследования конденсированных сред. –Самарканд. 1982. –с. 122-130.

МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ОБЛАСТИ МЕЖЗЕРЕННЫХ ГРАНИЦ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Л.О. Олимов, Б.М. Абдурахманов, Ф.Л. Омонбоев

Андижанский Государственный университет

г. Андижан, ул. Университетская – 129, +(99893) 443-89-40, O.Lut@mail.ru

В [1,2], где изучался перенос носителей заряда (НЗ) в поликристаллических полупроводниковых структурах в условиях их взаимодействия с рекомбинационными центрами (РЦ), связанными с глубокими примесными состояниями в области межзеренных границ (МЗГ) было обнаружено скачкообразное изменение подвижности и концентрации НЗ, происходящее в интервале температур ~ 300÷800 К. В результате этого суммарная концентрация НЗ, как оказывается, определяется концентрацией НЗ, захваченных РЦ, обусловленными примесными состояниями и дефектами в области МЗГ, суммарный размер объединённого слоя которых для двух соседних зерен поликристаллического кремния (ПК) согласно [3] находится в пределах ~ 7 нм. Последовательное проявление РЦ при нагреве образца ПК с энергетическими уровнями, например, Е ~ 0,15 эВ, Е ~ 0,17 эВ, Е ~ 0,3 эВ и Е ~ 0,36 эВ, сопровождается увеличением концентрации НЗ, захваченных на этих уровнях, при этом суммарная концентрация НЗ уменьшается [1, 2], а проводимость МЗГ в данном ПК материале увеличивается [3], и, наоборот, уменьшение концентрации носителей захваченных РЦ ведет к росту суммарной концентрации НЗ [1, 2], но сопровождается уменьшением проводимости МЗГ [3]. Кроме того, в процессе скачкообразного изменения концентрации НЗ имеет место переключение тока и напряжения, измеряемых на нагреваемых образцах, то есть изменение направления движения НЗ, которое происходит в этом температурном интервале [3], в пределах областей МЗГ, т.е. в объемах нанометрических размеров. Данная работа подобно [1-6] также посвящена анализу механизма переноса НЗ в области МЗГ, т.е. процессу дрейфа НЗ на РЦ при нагреве образца ПК, но содержит два новых момента.

Рассмотрим первый вариант переходов, когда омические контакты А и В находятся на боковых торцах пластины (рис.1b). Как показано на рис. 1a и b, дырки захватываются состояниями на поверхности раздела, лежащими выше уровня Ферми E_{ip}, т.е. в области МЗГ. Соответствующий положительный заряд компенсируется отрицательно зараженными акцепторами в области пространственного заряда. При этом термоэлектронная эмиссия создаёт ток J_{th}, текущий слева

направо [4]. Кроме тока J_{th} на МЗГ, есть ещё и второй ток J_{ss}, показанный на рис. 1a и b. Этот ток J_{ss} определяется разностью между интенсивностями захвата и эмиссии дырок. Ток J_{ss} равен:

$$J_{ss} = Y_{ss}\delta\varphi \qquad (1)$$

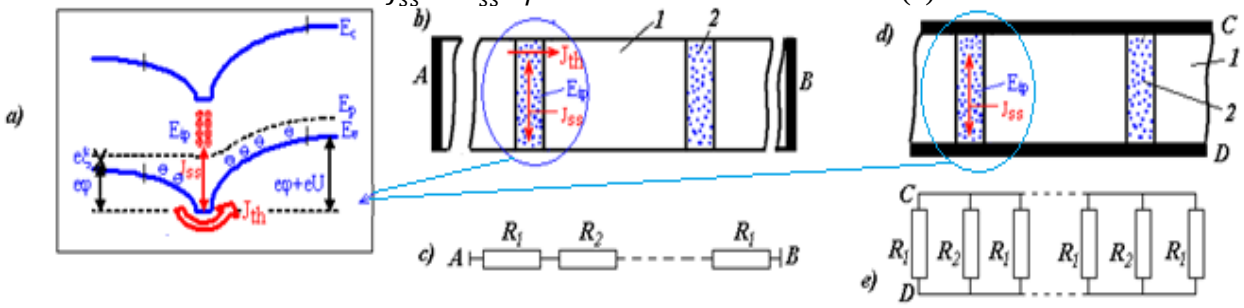


Рис.1. Распределение зарядов и токов в образце.

Ток J_{ss} тождественно равен производной по времени от связанного на поверхности раздела заряда. На МЗГ возникает следующее явление [4]: в соответствии с процессами захвата и эмиссии НЗ на поверхности раздела, чтобы сохранить полную электронейтральность, меняется ширина области пространственного заряда. А это свою в очередь влияет на всю зонную диаграмму (рис. 1a) и на изменение высоты барьера $e\varphi$. Увеличение $e\varphi$ приводит к росту электрического сопротивления МЗГ, R_2, рис.1c при этом суммарное удельное сопротивление ПК увеличивается [1, 2].

Второй вариант переход НЗ вдоль МЗГ, когда омические контакты C и D находятся на противоположных сторонах пластин (рис.1d). В этом случае, НЗ не переходят от одного зерна к другому, они захватывается на ловушках и двигаются по E_{ip} уровням, находящимися на МЗГ, что и обусловливает возникновение, наблюдаемого в эксперименте тока J_{ss}. Эквивалентная электрическая схема при этом состоит из параллельно соединенных сопротивлений зерен (R_1) и их МЗГ (R_2). Зная, что проводимость ПК – ($Y_{ss}(PS)$), а зерен – ($Y_{ss}(R_1)$), можно определить проводимость самих МЗГ ($Y_{ss}(R_2)$):

$$Y_{ss}(R_2) = Y_{ss}(PS) - Y_{ss}(R_1) \qquad (2)$$

В [3] экспериментально показано, что ($Y_{ss}(R_2)$ изменяется немонотонно с температурой. Немонотонные изменения $Y_{ss}(R_2)$ совпадают с экспериментально определенными нами данными [4÷7], т.е., в этом температурном интервале наблюдается скачкообразное изменение концентрации и подвижности НЗ. Из полученных результатов следует, что переключение или изменение движения НЗ происходят только в области МЗГ, т.е. в структуре нанометрических размеров. В подобных структурах движение НЗ сопровождается кванторазмерными эффектами. Это означает, что в области МЗГ поликристаллических полупроводников кванторазмерные эффекты отсутствуют.

Литература

1. B.M. Abdurakhmanov, L.O. Olimov, and M.S. Saidov. Electrophysical Properties of Solar Polycrystalline Silicon and Its n^+-p Structures at Elevated Temperatures. //Applied Solar Energy ISSN 0003-701X. 2008, vol. 44. №1, p.46÷52.
2. S. Zaynabidinov, R. Aliev, LO. Olimov. High temperature features of the polycrystalline silicon physical properties. ISSN 0503-1265. Ukr. J.Phys. 2006, V.51. N 7. p. 699÷702.
3. Л.О. Олимов, М. Муйдинова, Ф.Л. Омонбоев. Электрические свойства межзеренных границ в объеме поликристаллического кремния. Физическая-инженерия поверхности, 2013, т. 11, № 2, vol. 11, No. 2
4. Поликристаллические полупроводники. Физические свойства и применения: Пер. с англ. //Под.ред. Харбек Г. Мир. М., (1989) 344 с.
5. L.O. Olimov. Model of the Grain Boundary in p–n Structures Based on Polycrystalline Semiconductors. //Applied Solar Energy ISSN 0003-701X. 2010, vol. 46. №2, p.118÷121.
6. Б.М. Абдурахманов, Л.О. Олимов. Обнаружение примесных вольтаических эффектов в монокристаллических кремниевых солнечных элементах. Журнал ДАН РУз, 2009, №1, С.26-29.
7. Л.О. Олимов. Влияние межзеренных границ на перенос носителей заряда в поликристаллическом кремнии. Узбекистон Физика Журнали, 2005, №3, С.231-233.

ГЕНЕРАЦИОННО-РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ

М.М. Хашаев, А.Ю. Лейдерман

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце»,
100084, Ташкент, улица Бодомзор йули, дом 2Б. ley@uzsci.net, khashaev@mail.ru

Током генерации-рекомбинации (ГР), называется ток, формирующийся в области объемного заряда (ООЗ) p-n-перехода (или иного разделяющего потенциального барьера) и получаемый интегрированием уравнения непрерывности в пределах этой области [0; d]:

$$I_{G-R} = q\int_0^d U \cdot dx, \qquad (1)$$

где $U = N_R \cdot R$ - скорость рекомбинации свободных носителей, N_R – концентрация рекомбинационных центров, R – скорость рекомбинации через одиночный центр.

Первый расчет тока ГР был сделан Са, Нойсом и Шокли [1]. В предположении, что $\frac{dU}{dx}$ меняется значительно медленнее, чем $U(\varphi)$, авторы получили известный результат $I_{G-R} \sim (d\varphi / dx)^{-1} \cdot n_i \cdot N_R \cdot \exp(q \cdot V/(2kT))$. В работе Лейдерман А.Ю. [2] показано аналитически, что ВАХ ГР тока может иметь и другой вид, если рекомбинационный уровень лежит достаточно далеко от середины запрещенной зоны - $I_{G-R} \approx n_i \cdot \exp(q \cdot V/(kT)$; а при достаточно высоких напряжениях возможен выход ГР тока на насыщение с последующим спадом. В [2] была также получена ВАХ типа $I_{G-R} \sim n_i \cdot \exp(q \cdot V/(4/3kT))$, справедливая для полупроводников с квазинепрерывным примесным спектром. В [3] А.Ю. Лейдерман был рассчитан ГР ток при рекомбинации через рекомбинационный комплекс, когда возможно насыщение скорости рекомбинации. В этих работах N_R считалась постоянной. Между тем, известно много моделей, предполагающих изменение концентрации эффективно работающих центров $N_{\mathrm{Re}\,ff}$, начиная с работы [4], где рассматривалось уменьшение $N_{\mathrm{Re}\,ff}$ в условиях фотовозбуждения, что в приводит к ингибированию рекомбинации. Хорошо известно также, что $N_{\mathrm{Re}\,ff}$ может меняться также под действием радиационного излучения различных типов. Выражение (1) можно также представить в виде:

$$I_{G-R} = q\int_{d_1}^{d_2} U \cdot \frac{dx}{dp} \cdot dp. \qquad (2)$$

Если предположить, что концентрация свободных носителей меняется внутри ООЗ слабее, чем скорость рекомбинации, то можно переписать (3) в виде:

$$I_{G-R} \approx q \cdot \left(\frac{dp}{dx}\right)^{-1} \cdot \int_{p(d_1)}^{p(d_2)} U \cdot dp. \qquad (3)$$

Согласно (3), характер изменения тока будет определяться изменением U с уровнем возбуждения, т.е. зависимостью *U(p,n)*. Тогда в условиях ингибирования рекомбинации ток *I* должен в значительной степени повторять ход зависимости *U(p,n)*. Во многих моделях, предсказывающих возможность ингибирования (см. напр. [5]) *U(p)* сначала растет, потом убывает в результате убывания $N_{\mathrm{Re}\,ff}$, а потом снова растет, поскольку в процесс включаются новые каналы рекомбинации. При этом качественная картина зависимости *U(p)* примерно одинакова, независимо от причин убывания $N_{\mathrm{Re}\,ff}$. Неважно, будут ли это рекомбинационно-стимулированные, экситонно-стимулированные или температурно-стимулированные процессы. Важно, что $N_{\mathrm{Re}\,ff}$ уменьшается и начинается убывание скорости рекомбинации (см. рис.1a). В таком случае I_{G-R}, согласно (3), должен повторять вид зависимости *U(p,n),* показанной на рис.1a. По-видимому, это явление наблюдалось экспериментально в [6] на образцах из n-InP, выращенных по методу Чохральского в условиях их однородного нагрева (см. рис.1b).

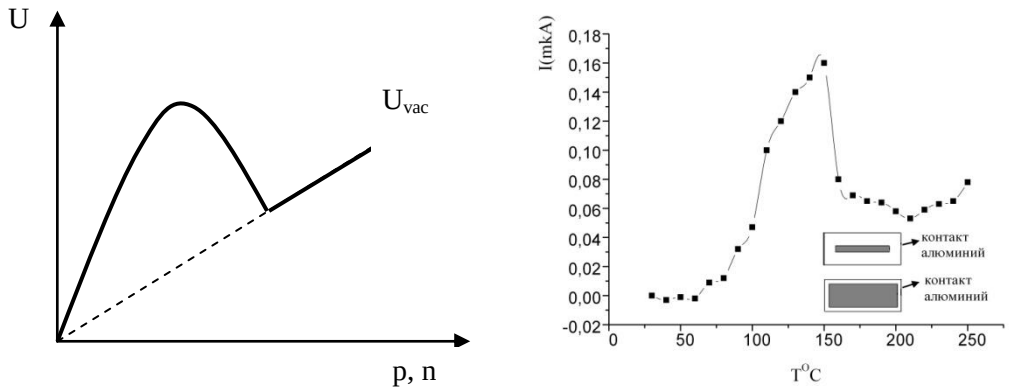


Рис.1. Качественная зависимость U в условиях уменьшения $N_{\mathrm{Re}\,ff}$ и развития процессов ингибирования рекомбинации (a) и зависимость I(T) для InP <Te> n-типа из работы [6] (b).

Литература

1. Sah C.T., Noyce R., Shockley W. Proc. IEE, 1957, v.9, №11/12, p.1055-1065.
2. Leyderman A.Yu. Phys. Stat. Sol.(a), 1985, v.87, №2, p.363-372.
3. Leyderman A.Yu. Applied Solar Energy, 1999, v.35, №2, p.20-25.
4. Karageorgy – Alkalaev P.M., Leiderman A.Yu. Phys. Stat.Sol.(a), 1987, v.100, №1, p.221-231.
5. Leyderman A.Yu. Applied Solar Energy, 2005, v.41, №1, p.6-10.
6. Khashaev M.M., Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Rahmonov U.H. European Applied Sciences: modern approaches in scientific researches, proceedings of the 10th International scientific conference. ORT Publishing. Stuttgart. 2014. P. 68-74.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

А.С.Муратов

Каракалпакский государственный университет им. Бердаха
Узбекистан, Нукус, ул. Ч. Абдирова, 1. acmuratov@mail.ru

Рассмотрена квантовая теория оптоэлектронных процессов в многослойных полупроводниковых гетероструктурах. К диоду прилагается внешнее напряжение перпендикулярно к поверхности разделения слоев. При этом изучаем внутренний фотоэффект, которой приводит к возникновению электродвижущих сил (ЭДС).

Квантомеханический расчет системы из многоэлектронных молекул, является сложной задачей. Разработан приближенный метод. Считая, что молекулы A и B изолированы, определена потенциальная энергия пробного электрона, на который действует кулоновское притяжение положительных зарядов молекул A и B и Томас-фермиевский потенциал электронного газа, потом решая уравнение Шредингера получаем энергетические уровни пробного электрона.

В процессе движения электронов распределение зарядов внутри молекулы становится несимметричным, в результате чего возникает мгновенные диполи. Взаимодействие мгновенных диполей перестает быть независимым, что вызывает притяжение, которое действует на электрон, находящихся между молекулами т. е. на электрон действует индуцированная градиентная сила поля [1].

$$\mathrm{f} = \frac{1}{2}\varepsilon_0(\varepsilon - 1)\mathrm{grad}\,\mathrm{E}^2 .$$

f –плотность механических сил. Обычно эти формула используется для расчета локализации заряженных частиц.

Расчет полной потенциальной энергии пробного электрона в рассматриваемый системе складывается потенциалов кулоновского и томаса-фермиевского, а также учитывается потенциала градиентного сила поля. Проведен анализ полученных формул. При различных значениях поляризуемости значение минимума потенциала либо уменьшается, либо увеличивается. При $\varepsilon_1 = 1,\ \varepsilon_2 \neq 1$ минимум потенциала находимся около молекулы A, если наоборот то около

молекулы B. В таких случаях происходит обыкновенный туннельный эффект, что в конечном итоге приведет к формированию фото ЭДС.

Расчет частотный характеристики и анализы, проведены для Томаса-фермиевского потенциала с учетом градиентных сил напряжения поля. Используя потенциальную энергию в виде

$$U(r) = \frac{A_1}{r^{10}} + \frac{A_2}{(R-r)^{10}} - \frac{B}{r^4} - \frac{B}{(R-r)^4}, \qquad (1)$$

Можно решать уравнение Шредингера. Так как A_1 и A_2 пропорциальна поляризуемости α_1 и α_2, то минимум потенциала находится на расстоянии r_c от центра первого ядра.

$$\left(\frac{r_c}{R - r_c}\right)^{11} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_2 - 1}.$$

Функцию $U(r)$ разлагаем в ряд по степеням $(r - r_c)$, т. е. в окрестности точки минимума мгновенного потенциала (1). Ограничимся первым двумя членами. Тогда из условий квантования энергии гармонического осциллятора имеем, что

$$E_n = U(r_c) + \hbar\,\omega_0\left(n + \frac{1}{2}\right),\ n = 0, 1, 2, \ldots \qquad (2)$$

причем частота собственных колебаний осциллятора определяется из условий

$$m\,\omega_0^2 = \left|U''(r_c)\right|.$$

Получено формула для ω_0.

$$\omega_0 = \left(\frac{B}{m_0\, r_m^6}\right)^{\frac{1}{2}} \left[110\left(\frac{A_1}{B\, r_m^6} + \frac{A_2}{B\, r_m^6}\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{\frac{12}{11}}\right) - 20\left(1 + \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{\frac{6}{11}}\right)\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (3)$$

Так как поляризуемости α_1 и α_2 зависит от частоты ω, то ω_0 тоже зависит от этой частоты. Разлагая в ряд по степеням $(\omega - \omega_0)$ получено формула для определения ω_0 в зависимости от ω. (см. рис. 1).

Световой сигнал с частотой ω перебрасывает электроны в зону проводимости, выполняя при этом определенную работу. Фото ЭДС возникает при обратном процессе

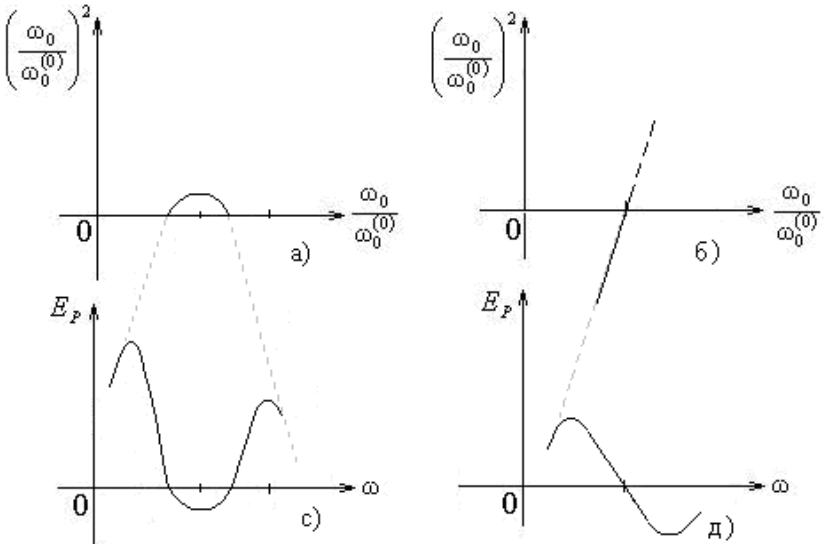


Рис. 1. Зависимость квадрата резонансной собственной частоты осциллятора от частоты монохроматического сигнала а, б и возможные переключения фото ЭДС с и д.

$$\Delta E_p = \frac{m_0}{2}\left(2\mu\,\omega_1^{(0)}\left(\omega - \omega_0^{(0)}\right) + \nu\left(\omega - \omega_0^{(0)}\right)^2\right)R^2.$$

Здесь $\mu, \nu, \omega_1^{(0)}, \omega_0^{(0)}$ коэффициенты разложения, которые зависят от технологических параметров диода. ЭДС пропорционален на ΔE_p. R - ширина контактной области. При $\mu = 0,\ \nu = 0$ ЭДС не наблюдается. Такому случаю соответствует контакт однородных полупроводников, т. е. $\omega_1 = \omega_2$ или $A_1 = A_2$, следовательно $\alpha_1 = \alpha_2$.

В случае когда $\mu \neq 0,\ \nu \neq 0$ при $\omega_{1k} = \omega_0^{(0)}$, $\omega_{2k} = \omega_0^{(0)} - \frac{2\mu}{\nu}\omega_1^{(0)}$ фото ЭДС должна наблюдаться. Тогда можно предполагать, что рядом с максимумом фото ЭДС, имеющим место при ω_p, должна быть ещё два максимума.

При температуре близкой к комнатной, на спектральную зависимость фото ЭДС сравнительно малое влияние оказывают дисперсионные и ориентационные эффекты, которые имеют место в квантовых структурах [2].

Литература

1. Тошек П. Э. Атомные частицы в ловушках. //УФН. – 1989. –Т.158, –В.3. –С. 451– 497.
2. Карапетьянц М. Х., Дракин С.И. Строение вещества, М. Высшая школа, 1978

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В МАТЕРИАЛАХ ВТСП

А.Ф.Небесный [1], И.Нуритдинов[1], Д. Дж.Гуламова[2]

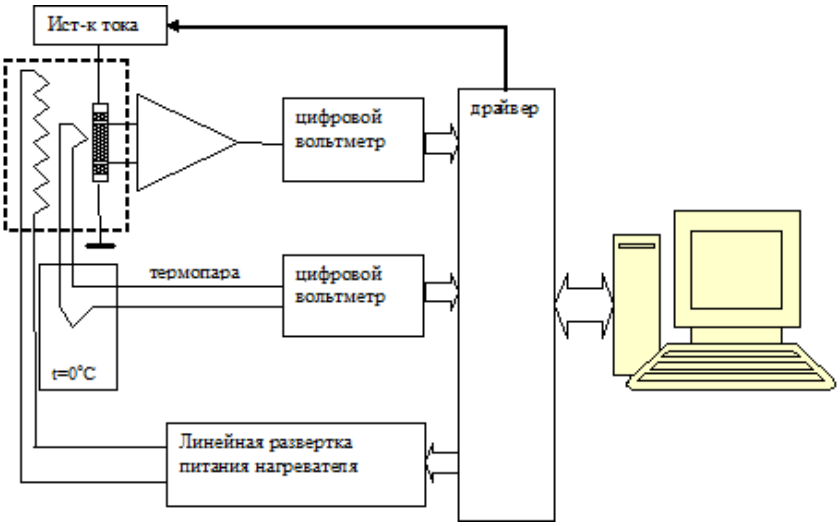
[1]*Институт ядерной физики АН РУз*
[2]*Институт Материаловедения АН РУз*

Измерение удельного сопротивления высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в функции температуры, позволяет определить T_c- температуру перехода материала из сверхпроводящего в нормальное состояние, а также ΔT_c. T_c – основная характеристика ВТСП, ΔTc – ширина перехода, позволяет оценивать качество материала.

Как известно, измерение удельного сопротивления основано на измерении разности потенциалов возникающей на потенциальных контактах образца при протекании через образец постоянного стабильного тока, задаваемого через токовые контакты. Используется четырех-контактная система, где два крайних контакта - токовые, а два контакта между ними – потенциальные. Применение четырех-контактной системы объясняется плохой адгезией материала контакта к поликристаллической структуре ВТСП керамик. В этом случае, при заданном токе через образец, который должен быть существенно ниже критического тока, при изменении температуры от азотной до заданной выше T_c, плохой электрический контакт может привести к локальному Джоулеву разогреву. Тепловая энергия разогрева приводит к выходу приконтактной области образца из сверхпроводящего в нормальное состояние при более низкой температуре чем T_c, в то время как область потенциальных контактов остается в сверхпроводящем состоянии и её переход в нормальное состояние соответствует более точному значению T_c.

Точность определения T_c также зависит от геометрии и скорости нагрева образца. При скорости нагрева образца больше оптимальной, в образце возникает температурный градиент, что также приводит к некорректному определению T_c, т.к. в этом случае она может оказаться выше истинной. Для нахождения оптимальной скорости, с точки зрения термодинамического равновесия, необходимо провести цикл измерений с понижением скорости развертки до значения когда T_c и ΔT_c не меняются. Решение этой задачи и собственно последующие измерения удельного сопротивления образцов ВТСП невозможно без применения компьютера.

Нами предлагается автоматизированная система измерения удельного сопротивления в материалах ВТСП. Система состоит из двух частей – аналоговой и цифровой. Аналоговая часть имеет в своем составе: источник тока, дифференциальный усилитель для измерения разности потенциалов, термопару, нагревательный элемент и схему линейной развертки питания нагревателя. Цифровая часть – два цифровых вольтметра, драйвер (цифровая схема связи вольтметров с компьютером), компьютер типа Pentium IV с ОС Windows XP.



На рис представлена функциональная схема автоматизированной системы. Образец помещается в герметичную ячейку, которая затем опускается в жидкий азот. По достижении температуры жидкого азота включается источник тока. Через образец течет стабильный ток. По команде от компьютера включается линейная развертка питания нагревателя. Мощность нагревателя в ячейке такова, чтобы обеспечить нагрев образца от температуры жидкого азота до комнатной. Температура образца начинает возрастать. С помощью дифференциальной термопары, относительно тающего льда (t=0 ^{o}C), цифровой вольтметр оцифровывает её сигнал и выдает на драйвер. В это же время другой цифровой вольтметр оцифровывает усиленный сигнал с потенциальных контактов образца и также выдает на драйвер. Управляющая программа на компьютере считывает данные обоих вольтметров, пересчитывает их и строит график зависимости удельного сопротивления от температуры в реальном масштабе времени. Полученные данные сохраняются в файл типа *.txt для последующей обработки и построения графиков в таких программах как Origin, Excel или других.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Небесный А.Ф.[1], Нуритдинов И.[1], Гуламова Д. Дж.[2]

[1] *Институт ядерной физики АН РУз.*
[2] *Институт Материаловедения АН РУз.*

Измерение зависимости магнитной восприимчивости от температуры представляет собой оперативный метод определения T_c и ΔT_c, т.к. он является бесконтактным и не требует специальной подготовки образца.

Измерения магнитной восприимчивости в переменном магнитном поле в некотором смысле аналогичны измерениям статической восприимчивости на образцах, охлажденных в нулевом поле, поскольку при любой данной температуре поле меняется и величина сигнала зависит от проникновения потока в образец с ростом поля. В формировании сигнала важную роль играет сверхпроводящая оболочка. Известно, что керамики состоят из отдельных гранул, объединенных слабыми джозефсоновскими связями. Измерения магнитной восприимчивости в переменном поле эффективны при разделении порошковых образцов на фракции при поиске возможной сверхпроводимости и определении T_c с учетом отклика сигнала от гранул с межгранульным материалом.

В данном методе используется генератор с LC-контуром, вынесенным в измерительную ячейку. В катушку контура помещают исследуемый объект, и, она играет роль источника переменного магнитного поля, воздействующего на образец и одновременно датчиком реакции образца на это поле. Связано это с тем, что изменение свойств образца помещенного внутрь катушки индуктивности LC-контура, изменяет его резонансную частоту. Как известно, образцы ВТСП в сверхпроводящем состоянии являются диамагнетиками, выталкивают линии индукции магнитного поля катушки, тем самым уменьшая индуктивность катушки LC-контура, при этом , регистрируемая частотомером частота увеличивается. При увеличении температуры образца, в области перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное, переменное магнитное поле вначале проникает в межгранульное пространство, уменьшая степень диамагнитного отклика, а затем, с дальнейшим

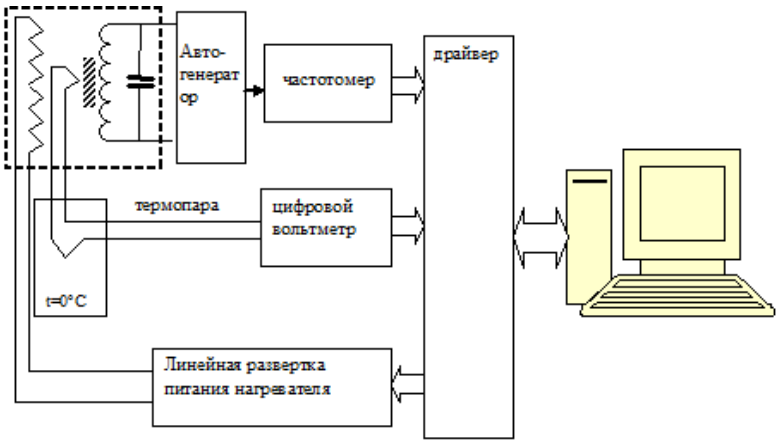
ростом температуры и в гранулы. Образец в нормальном состоянии перестает быть диамагнетиком и становится прозрачным для магнитного поля, индуктивность L увеличивается, а частота контура понижается до исходного значения. Таким образом, регистрируя частотомером изменение частоты LC-контура генератора в функции температуры f~L(T) мы получаем частотную функциональную зависимость по которой можно определить T_c и ΔT_c. Однако, частотная зависимость является малоинформативной для объяснения физических процессов, поэтому предлагается метод определения магнитной восприимчивости. Суть метода сводится к отношению частотной зависимости катушки с образцом к таковой без образца. Далее приводится вывод формулы.

Магнитная восприимчитвость χ и магнитная проницаемость μ связаны соотношением:

$\chi=(\mu-1)/4\pi$ (1). Индуктивность катушки соленоидального типа с сердечником: $L=\mu L_0$ (2), где L_0 – индуктивность катушки в отсутствие сердечника. Связь между резонансной частотой контура и его элементами $f=1/2\ \pi(1/LC)^{1/2}$ (3), откуда $L=1/(4\ \pi^2 f^2 C)$ (4), $L_0=1/(4\ \pi^2 f_0^2 C)$ (5), здесь f – резонансная частота контура с сердечником, f_0 - резонансная частота контура без сердечника, C- емкость контура. Из (2), (4) и (5) следует $f^2=\mu\ f_0^2$ и далее $\mu=f^2/f_0^2$ подставляя в (1) окончательно имеем:

$$\chi=(f^2/f_0^2-1)/4\pi \qquad (6)$$

Таким образом магнитная восприимчивость рассчитывается по формуле (6), где f_0 - резонансная частота контура без образца, а f - частота контура с введенным образцом при той же температуре измерительной ячейки.



На рис показана функциональная схема автоматизированной установки. Образец помещается в катушку контура в герметичной ячейке, которая затем опускается в жидкий азот. По достижении температуры жидкого азота включается генератор. По команде от компьютера включается линейная развертка питания нагревателя. Мощность нагревателя в ячейке такова, чтобы обеспечить нагрев образца от температуры жидкого азота до комнатной. Температура образца начинает возрастать. С помощью дифференциальной термопары, относительно тающего льда (t=0 ^oC), цифровой вольтметр оцифровывает её сигнал и выдает на драйвер. В это же время частотомер регистрирует частоту LC-контура генератора с введенным образцом и также выдает на драйвер. Управляющая программа на компьютере считывает данные вольтметра и частотомера, и с учетом значения частоты контура без образца (измеренной ранее) при данной температуре пересчитывает их и строит график зависимости магнитной восприимчивости от температуры в реальном масштабе времени. Полученные данные сохраняются в файл типа *.txt для последующей обработки и построения графиков в таких программах как Origin, Excel или других.

Литература

1. Гасанов Э.М., Небесный А.Ф., Поляк О.Ю., “Способ исследования электрических и магнитных свойств материалов и устройство для его осуществления”, патент №IDP 05230 от 2001.04.06.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ПАРАМЕТРА СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ СИСТЕМЫ GD-IN В ПАРАМАГНИТНОЙ ОБЛАСТИ

О.К.Кувандиков, Н.С.Хамраев, А.А.Эшкулов, Р.М.Ражабов

Самаркандский госуниверситет университет

Вычисление эффективного параметра спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости в интерметаллических соединениях довольно трудоемко [1, 2]. В данной работе

впервые вычислены эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия интерметаллических соединений системы Gd-In используя экспериментальных значений аномального коэффициента Холла, электрического сопротивления и магнитной восприимчивости [3]. Известно, [1] что в парамагнитной области коэффициент Холла R_H может быть записан в виде:

$$R_H = \frac{\rho_H}{B} = R_0 + \frac{2e^2}{\mu_0 \mu_B \hbar g} \rho^2 \lambda_{SO} \chi = R_0 + R_S \chi \quad (1)$$

где, R_0 - нормальная составляющие коэффициента Холла, $\mu_B = 0.927*10^{-23}$ *Ж/Тл* -магнетон Бора, $\mu_0 = 4\pi*10^{-7}$ *Гн/м* -магнитная постоянная, $\hbar = 1.054*10^{-34}$ *Ж*с* -постоянная Планка, *n* – концентрация носителей тока, $e=1.6*10^{-19}$ *Кл* - заряд электрона, *g* - фактор Ланде, ρ - удельное сопротивление, λ_{SO} - эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия. λ_{SO} -эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия будет равно,

$$\lambda_{SO} = \frac{R_S \mu_0 \mu_B \hbar g}{2e^2 \rho^2}, \qquad (2)$$

Температурные зависимости удельного электросопротивления ρ интерметаллидов при 77-1000 К измерялись обычным четырехзондовым методом, при 800-2000 К – бесконтактным методом вращающегося магнитного поля [4]. Результаты измерений, полученные разными методами, в области перекрывания температур хорошо согласуются.

Взаимозависимости между коэффициентом Холла R_H и магнитной восприимчивостью χ для интерметаллических соединений Gd_3In, Gd_3In_5 и $GdIn_3$ приведена на рис.1. Как видно из рис. 1 зависимость R_H от χ для обоих образцов является линейной с угловым коэффициентом.

Таким образом, строя зависимость коэффициента Холла R_H от парамагнитной восприимчивости χ и экстраполируя R_H к нулю, можно определить нормальную R_0 и аномальную R_S составляющие коэффициента Холла R_H для интерметаллических соединений Gd_3In, Gd_3In_5 и $GdIn_3$. Выделенные значения нормальных и аномальных частей коэффициента Холла интерметаллических соединений Gd_3In, Gd_3In_5 и $GdIn_3$ приведены в таблице 1. По полученным значениям аномального составляющего коэффициента Холла R_S и удельного электросопротивления ρ по формуле (2) вычислили эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия λ_{SO} изученных образцов. Результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1

Соединения	R_0*10^{10}, м^3 * Кл$^{-1}$	R_S*10^7, м^3 *Кл$^{-1}$	$\lambda_{SO}*10^{-13}$ эрг
Gd_3In	2.4	1.75	0.83
Gd_3In_5	1.8	2.96	1.82
$GdIn_3$	1.0	6.35	3.68

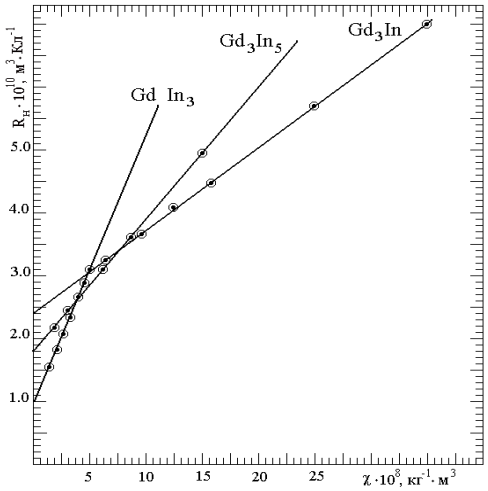


Рис. 1. Зависимость R_H от χ для интерметаллических соединений Gd-In.

Полученные данные по зонным параметрам и эффективным параметрам спин-орбитального взаимодействия λ_{SO} для интерметаллических соединений системы Gd-In по порядке величины совпадают с теоретическими данными, а также с результатами по изучению оптических спектров [2].

Литература

1. Trudea M, Cochrane R.W., Baxter D.V., Strom-Olsen J.O., and Muir W.B. Positive Hall effect in paramagnetic amorphoys Zn-Fe. Phys. Rev., v.37, N 9, 1988, p.4499-4502
2. Ведяев А.В., Грановский А.Б., Котельникова О.А. Кинетические явления в неупорядоченных сплавах. Изд. МГУ., 1992, стр. 44-47.
3. О.К.Кувандиков, Н.С.Хамраев, А.А.Эшкулов, Р.М.Ражабов. Gd-In системаси интерме-таллик бирикмалари Холл коэффициентини нормал ва аномал ташкил этувчиларга ажратиш. «Современные проблемы физики». Материалы международной конференции. 18-20 ноября 1997 г. Самарканд. СамГУ. 1997 г. стр. 40-41
4. О.К.Кувандиков, Н.С.Хамраев, А.А.Эшкулов, Х.Шакаров. Электрические свойства интерметаллидов тербия с индием в твердом и жидком состояниях. Расплавы. Москва. РАН. №1. 2000 г. стр. 31-33

О МЕХАНИЗМЕ ДЕГРАДАЦИИ ФУНКЦИОНИРУЮЩИХ СОЛНЕЧНЫХ ЯЧЕЕК НА ОСНОВЕ ОРГАНИКО-НЕОРГАНИЧЕСКИХ ПЕРОВСКИТОВ

Б.Л. Оксенгендлер, М.Б. Марасулов, О. Б. Исмаилова, И.Н. Нургалиев

Институт химии и физики полимеров АН РУз

Среди различных проблем фотовальтаики в последнее время особый интерес исследователей привлекают солнечные элементы на основе перовскитов типа $CH_3NH_3PbJ_3$ [1]. Наряду с замечательными особенностями перовскитных ячеек (дешевой и относительно простой низкотемпературной технологией, понятной физхимией компонентов эффективностью > 15 %), выявились и сложности: это очень малые размеры солнечных элементов (<1см^2), экологические проблемы (доминирующая концентрация Pb), вопросы стабильности солнечных элементов. Последний аспект - радиационная стабильность солнечного элемента стоит особенно остро. Настоящая работа посвящена именно этой последней проблеме, а именно ряду теоретических соображений о воздействии на перовскитные солнечные элементы ультрафиолетовой радиации.

Из общих соображений радиационной физики твердого тела следует, что наиболее чувствительным элементом к радиации является именно перовскит, относящийся к классу полупроводников и вся совокупность радиационных процессов, изменяющих электронный спектр, сводится к генерации радиационных дефектов. Таким образом базовые радиационные явления, обуславливающие измерения электронного спектра перовскита, сводятся к рождению дефектов и их отжигу.

Важнейшим каналом дефектообразования в средах типа перовскита являются механизмы типа Варли, поскольку упругим смещениям препятствует большая разница в массах атомов J и Pb с массой облучающих частиц. Схема механизма Варли применительно к перовскиту $CH_3NH_3PbJ_3$ выглядит следующим образом. На первой стадии происходит ионизация подвалентной оболочки атома J ультрафиолетовой радиации (сечение процесса σ_i). На второй стадии происходит Оже-процесс, включающий дырку в подвалентной оболочке J и два электрона валентной зоны, построенной из 5p - функции иона J^-); в результате этого процесса на позиции йода образуется однократно заряженный ион (вероятность такого процесса $\alpha_{оже}$).

На третьей стадии образовавшийся положительный ион J^+, окруженный положительными ионами Pb^{n+} , входящими в основу перовскита, вместо потенциальной ямы оказывается на горбе положительного потенциала решетки эффект инверсии потенциала Маделунга ; это состояние неустойчиво и относятся, по классификации радиационной физики, к динамической нестабильности.

На четвертой стадии динамически нестабильные конфигурации J_s^+ релаксирует путем конкуренции двух процессов: либо смещения J_s^+ в ближайшую междоузельную конфигурацию, либо нейтрализацию иона йода $J_s^+ + e^- \rightarrow J_s^0$, так что пара Френкеля не образуется. Последняя указанная стадия носит вероятностный характер.

Окончательно, сечение генерации пар Френкеля при воздействии ультрафиолетовой радиации определяется выражением:

$$\sigma_\alpha = \sigma_i \, \alpha_{Оже} \exp(-\tau_+/\tau_e)$$

Здесь $\tau = 5\cdot 10^{-14} c$; $\tau_e = a^3 / \mu e$, где a межатомная расстояние, μ - подвижность дырок.

Оценка этой величины при $\sigma_i \approx 10^{-17}$см^2, $\alpha_{Оже} \approx 0.5$, $\tau_e \approx 5\times 10^{-15}$с дает $\sigma_d \approx 5\times 10^{-22}$ см^2. Кроме этого неожиданного результата, отметим важное обстоятельство: $\tau_d \approx \exp(-const\times n^{1/2})$, что свидетельствует об увеличении радиационной стойкости солнечного элемента на основе перовскита при более интенсивных световых потоках.

При воздействии ультрафиолетовой радиации могут образовываться лишь связанные близкие пары Френкеля в подрешетке йода. Это приводит к своеобразию процесса отжига дефектов: прямому (единственному) скачку атома йода, смещенного в междоузлие, в образовавшуюся вакансию по реакции $J_i^- + V_J \rightarrow J_s^-$.

Рекомбинация дефектов (J_i иV_J) может происходить термофлуктуационно и рекомбинационно-стимулированно. Полная же вероятность отжига близкой пары Френкеля определяется как

$$1/\tau_R = 1/\tau_{R1} + 1/\tau_{R2}$$

В общем случае величина $1/\tau_{R2}$ будет зависеть от интенсивности световой накачки I: $1/\tau_{R2} = const I^{\alpha}$ (где $\alpha \approx 1$ или 1/2- в зависимости от механизма рекомбинации избыточных носителей. Тогда кинетика накопления близких пар Френкеля $[J_iV_J]$ определяется уравнением:

$$N_d = N_s^0 \sigma_d I \tau_R (1 - e^{-t/\tau_R})$$

Здесь N_s^0 -концентрация узлов йода в регулярной решетке. Отсюда следует горбатая зависимость стационарной концентрации близких пар Френкеля от интенсивности световой накачки. Таким образом, выбором актуального режима светового облучения ($I < I_{min}$ и $I > I_{max}$) можно свести деградацию к минимуму.

Литература

1. G.Hodes, D. Cohen, Nature Photonics (2014), v. 8, p. 87-88.

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЯ АНИЗОТРОПНОГО $D^{(-)}$ ЦЕНТРА

П.Ж. Байматов, Д.А.Юсупов, Х.М.Мадаминов*

Наманганский государственный университет,
г. Наманган, Узбекистан,716019, ул. Уйчинская, д. №316. email: pbaymatov@rambler.ru

**Андижанкий государственный университет,*
г. Андижан, Узбекистан,711031, ул. Университетская, д. №129.

Кремний и германий являются отечественными полупроводниками и широко используются в микроэлектроники. В настоящее время на их основе изготовлены наноструктуры и интенсивно исследуются их электронные и оптические характеристики [1,2]. Вблизи X долины электронный спектр этих материалов сильно анизотропно $\gamma = m_t / m_l << 1$, что усложняет анализа их параметров. Даже расчет одноэлектронного спектра в сферической квантовой точке требует численные методы [2]. Для расчета энергию связи мелкого $D^{(0)}$ центра в Ge и Si обычно применяют вариационные методы [3,4].

Задача сильно усложняется в случае $D^{(-)}$ центра: необходимо одновременно учитывать межэлектронных корреляций и анизотропию. Для расчета полной энергии (а также энергии отрыва одного электрона) анизотропного $D^{(-)}$ центра мы применяем вариационной метод Монте-Карло (VMC) [5]. Этот метод полезен также для расчета энергию многочастичных систем в наноструктурах сложной формы.

Вблизи одной X долины (Ge, Si) гамильтониан $D^{(-)}$ центра имеет вид

$$h = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2}\right) - \gamma \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} - \left(\frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2}\right) - \gamma \frac{\partial^2}{\partial z_2^2} - \frac{2}{r_1} - \frac{2}{r_2} + \frac{2}{r_{12}}, \qquad h\psi = E\psi \qquad (1)$$

здесь, r_1, r_2, r_{12} - 3D векторы, энергия и длина измеряется в единицах

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2m_t a_I^2}, \qquad a_I = \frac{4\pi\varepsilon\varepsilon_0\hbar^2}{m_t e^2}, \qquad \gamma = \frac{m_t}{m_l}$$

Волновую функцию представили в виде

$$\psi = \phi(1)\phi(2)\left(1 + g r_{12} + b(r_1 - r_2)^2\right), \qquad \phi(i) = \exp(-a\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + c z_i^2}) \qquad (2)$$

В (2) r_1, r_2, r_{12} -3D векторы, анизотропия учтен в одноэлектронных функциях $\phi(1)\phi(2)$, последний множитель описывает корреляцию. В изотропном пределе 2D ($\gamma = 0, z = 0$) и 3D ($\gamma = 1, z \neq 0$) задача решается в координатах Хиллерааса [6].

В VMC расчетах шаг блуждания полагали анизотропным $\delta_{xy} \neq \delta_z$, Количество МС шагов равнялось $K_{mc}=5.10^6$, шаг термализации 0,2 K_{mc}. Энергию $D^{(-)}$ центра определяли из условию минимума 1-полной энергии, 2-дисперсии. В интервале $0.3 < \gamma^{1/3} < 1$ разница составляло порядка единицы процента.

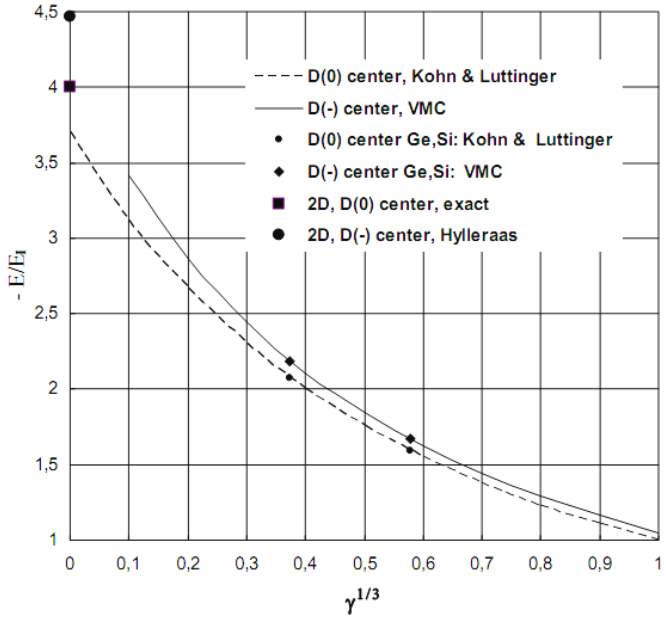


Рис.1. В графике для $D^{(-)}$ центра представлена минимизированная энергия. Энергия связи одного электрона в $D^{(-)}$ центре получилось: 1.5806 meV (Si) и 0.4995 meV (Ge).

Литература

1. А.Б.Талочкин, И.Б.Чистохин. ЖЭТФ, **140**, вып 3(9), 583 (2011)
2. А.С. Москаленко, И.Н. Яссиевич. ФТТ. **46**, 8 (2004) 1465
3. W. Kohn, J.M. Luttinger. Phys. Rev., **98**, 915 (1955)
4. R.A. Faulkner. Phys. Rev., **184**, 713 (1969)
5. S. Pottorf, A. Puzer, M. Y. Chou. Eur. J. Phys. **20,** 205-212 (1999)
6. М.Г. Веселов, Л.Н. Лабзовский. Теория атома. Строение электронных оболочек (М., Наука, 1986), с. 149.

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В СЛОИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^{VI}$

Р.М.Рзаев[3], А.Ш.Абдинов[1], Н.М.Мехтиев[2], Р.Ф.Бабаева[3]

[1]*Бакинский Государственный Университет*
[2]*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия*
[3]*Азербайджанский Государственный Экономический Университет*
Баку, Азербайджан, АЗ 1148, г. Баку, ул. З. Халилова, 23,Тел.: (994 12) 5397373, e-mail: abdinov-axmed@yandex.ru, Babaeva-Rena@yandex.ru

В данной работе на примере кристаллов моноселенидов индия и галлия [1] исследованы особенности кинетических параметров [2] - температурной зависимости удельной темновой проводимости (σ), постоянной Холла (R_X) и подвижности свободных носителей заряда (μ), а также влияния на них слабого легирования. Экспериментально измерены зависимости этих параметров от величины исходного (имеющегося место при 77К) удельного темнового сопротивления (ρ_0), температуры (Т), напряженности внешнего электрического поля (Е), уровня легирования ($N_{РЗЭ}$) и химической природы вводимых примесей редкоземельных элементов (РЗЭ).

Установлено, что в рассмотренном диапазоне температуры (Т=77÷350 К) с понижением его до 77 К темновое значение R_X почти не меняется, а значение удельной темновой проводности (σ_T) и

подвижности свободных носителей заряда (μ_T) - сильно уменьшаются. Причем ход кривых зависимостей $\sigma_T(T)$ и $\mu_T(T)$ почти совпадает.

Кроме того, в области низких температур (при T≤200÷250 К) в обоих полупроводниках обнаружены специфические особенности зависимости μ от ρ_0, $N_{РЗЭ}$, E и T. В частности, темновое значение величины μ при 77 К оказалось значительно малой (иногда составляла доли единицы) и с температурой увеличивалось по значительно более резкому степенному закону, чем имеющее место при доминировании рассеяния на ионах примесей ($\mu \sim T^{3/2}$).

Установлено, что при этом в исследуемых высокоомных образцах, в отличие от предсказуемых теорией подвижности в квазиоднородных кристаллических полупроводниках [2], с ростом температуры μ увеличивается по активационному закону ($\mu \sim -\frac{\Delta\varepsilon}{kT}$).

Показано, что обнаруженные аномалии подвижности свободных носителей заряда при низких температурах, прежде всего, обусловлены с частичной неупорядоченностью исследуемых кристаллов и могут удовлетворительно объясняться на основе зависимости ρ_0 от степени неупорядоченности образца, а также изменением размеров дрейфовых барьеров в свободных энергетических зонах исследуемого образца с ρ_0 и $N_{РЗЭ}$.

В изучаемых полупроводниках выявлена также зависимость μ(E) при гальванически приложенного к исследуемому образцу внешнего электрического поля. Оказалось, что при этом заметная зависимость μ(E) начинается при значительно низких значениях E и имеет совсем иной характер, чем предсказанный соответствующей теорией для зависимости μ(E) в случае разогрева свободных носителей заряда электрическим полем [3].

Экспериментально также выявлено, что влияние слабого легирования РЗЭ на подвижность носителей заряда проявляется лишь при $N_{РЗЭ}<10^{-2}$ ат.%. Причем, это влияние заключается в изменениях абсолютной величины μ, а также хода кривых зависимостей μ(T) и μ(E) с $N_{РЗЭ}$. При одинаковых процентных содержаниях введенных примесей зависимость μ от химической природы введенной примеси не наблюдается. Также установлено, что весь комплекс влияния легирования РЗЭ на μ обнаруживается лишь в области T≤200÷250 К.

На основе сравнительного анализа полученных в данной работе экспериментальных результатов с учетом уже существующих научных (теоретических) сведений об электронных свойствах изучаемых полупроводниках показано, что все обнаруженные в них аномалии кинетических параметров, прежде всего, связаны с наличием в их свободных энергетических зонах дрейфовых барьеров [4].

Исходя из активационной зависимости μ_T от T, по наклону кривых зависимости $\mu_T(T)$ определены значения энергетической высоты дрейфовых барьеров ($\Delta\varepsilon_i$), которое составляло для различных образцов (в зависимости от ρ_{T0} и $N_{РЗЭ}$) при 77К для кристаллов селенида галлия и индия ~0.05÷0.15 эВ и ~0.10÷0.20 эВ, соответственно.

Литература

1. Медведева З.С. Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. М. «Наука», 1968, -214 с.
2. Аскеров Б.М. Кинетические явления в полупроводниках. Баку. 1999. -350 с.
3. Смит Р. Полупроводники. М., «Мир», 1982, -560 с.
4. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рагимова Н.А., Рзаев Р.М., Амирова С.И. Влияние температуры и легирования редкоземельными элементами на электрофизические параметры кристаллов моноселенида галлия. // Неорганические материалы. 2014, т.50, №4, с.362-367

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КПД N-CDS/P-CDTE – ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ.

Р.Р. Кабулов, Ш.А. Мирсагатов

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

ул. Бодомзор йули 2Б, 100084, Ташкент, Узбекистан, krr1982@bk.ru, mirsagatov@uzsci.net

n-CdS/*p*-CdTe –гетероструктура является одной из перспективных структур для изготовления дешевого, тонкопленочного и высокоэффективного солнечного элемента (СЭ) для наземного применения [1]. Данная работа посвящена исследованию температурной зависимости КПД *n*-CdS/*p*-CdTe гетероструктуры для установления эффективного температурного диапазона работы данных фотопреобразователей.

Для проведения настоящих исследований были изготовлены In-*n*-CdS/*p*-CdTe-Mo - гетероструктуры. Базовым материалом для структур служили пленки *p*-CdTe, выращенные методом сублимации в потоке водорода на поверхности подложки [2]. Подложка из молибдена (Mo) также служила тыльным собирающим контактом. Удельное сопротивление *p*-CdTe пленок составляло $\rho \approx 10^3 \div 10^4$ Ом·см, а ее толщина равнялась $d \approx 50$ μм. Пленка сульфида кадмия *n*-типа проводимости (CdS) наносилась на поверхность пленки p-CdTe толщиной $d \approx 0.5$ μм. Верхний «П» образный собирающий электрод формировался методом термического испарения индия (In) в вакууме 10^{-5} torr на поверхность CdS. Нагрузочные характеристики *n*-CdS/*p*-CdTe-структуры исследовались в температурном диапазоне от +16°C до + 76°C при освещении белым светом, от лампы накаливания, мощностью P = 94 мВт/см^2.

Проведенные исследования показали возрастания тока короткого замыкания *($J_{кз}$)*, коэффициента заполнения ВАХ (*FF)* и КПД в исследованном температурном диапазоне. Ток короткого замыкания *($J_{кз}$)* возрастает от 34 мА/см^2 до 48,55 мА/см^2, при изменении температуры от 17° до 76°C. FF возрастает от 0.42 до 0.47 и КПД от 9,5% до 13.4%. Увеличение $J_{кз}$ связано с уменьшением рекомбинации фотогенерированных носителей в объеме и на границе раздела *n*-CdS/*p*-CdTe-гетероструктуры. На рис.1 показаны экспериментальные результаты температурной зависимости коэффициента полезного действия (КПД*)* *n*-CdS/*p*-CdTe-гетероструктурного фотоэлемента.

Для объяснения полученных результатов увеличения КПД была проанализирована эквивалентная схема реального фотоэлемента на основе *n*-CdS/*p*-CdTe-гетероструктуры [3]. Проведенный анализ показал, что в отличие от фотопреобразователей на основе монокристаллических полупроводников фотоэлементы на основе поликристаллических *n*-CdS/*p*-CdTe-гетероструктуры состоят из относительно высокоомной базы, которая приводит к увеличению последовательного сопротивления ($R_П$) фотоэлемента. Это последовательное сопротивление $R_П$(B,T) уменьшатся, т.е. модулируется, под действием интенсивности падающего излучения и температуры. Уменьшение последовательного сопротивления, с увеличением температуры, приводит к уменьшению потери мощности на последовательном сопротивлении $R_П$(B,T) и увеличению мощности выделяющейся на внешней нагрузке.

Полученные экспериментальные результаты наводят на мысль, что можно эффективно использовать *n*-CdS/*p*-CdTe-гетероструктурные солнечные фотоэлементы без специального охлаждения при освещении солнечным светом AM1.

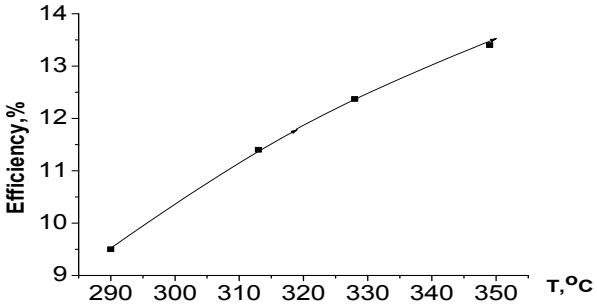


Рис. 1. Температурная зависимость КПД *n-CdS/p-CdTe-гетероструктурного солнечного фотоэлемента.*

Литература

1. K. Durose, P.R.Edwards, D.P. Hol liday. J.Cryst.Growth. 1999. V.197. pp.733.
2. Ж.Жанабергенов, Ш.А.Мирсагатов, С.Ж.Каражанов, Неорганические материалы, 41,915 (2005).
3. М.М.Колтун. Оптика и метрология солнечных элементов. М:. -Наука, 1984.-280 с.

К ВОПРОСУ О НЕОБЫЧНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ КРИСТАЛЛОВ $A^{III}B^{VI}$ СО СЛОИСТОЙ СТРУКТУРОЙ

Р.Ф. Бабаева*, А.Ш.Абдинов, С.И.Амирова, Р.М.Рзаев[*]

Бакинский государственный университет

** Азербайджанский Государственный Экономический Университет*

Баку, Азербайджан, АЗ 1148, г. Баку, ул. З. Халилова, 23,Тел.: (994 12) 5397373, e-mail: abdinov-axmed@yandex.ru, Babaeva-Rena@yandex.ru

Представленная работа посвящена выявлению особенностей «необычных» фотоэлектрических явлений в кристаллах $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой [1].

При этом экспериментально исследованы спектральное распределение, световая (люкс-амперная) характеристика (ЛАХ), кинетика, зависимость от напряженности внешнего электрического поля (E) и температуры (T). В качестве объектов исследования брались чистые и легированные редкоземельными элементами (РЗЭ) кристаллы моноселенидов галлия (GaSe) и индия (InSe) с различным исходным темновым удельным сопротивлением (ρ_0) и уровнем легирования ($N_{РЗЭ}$).

В результате проведенных измерений установлено, что в кристаллах этих полупроводников основные характеристики и параметры собственной фотопроводимости в области низких температур ($T \leq 200 \div 250K$) значительным образом зависят от величины ρ_0 исследуемого образца и проявляют «необычные» особенности. В частности, с увеличением ρ_0 максимум и красная граница спектра собственной фотопроводимости смещаются в длинноволновую сторону, в начальном участке ее ЛАХ (в области предельно слабых освещенностей) наблюдается более резкий, чем линейных рост фототока с интенсивностью (наблюдается зависимость $i_ф \sim \Phi^k$, где k - иногда достигает до 5÷7), процессы релаксации фототока как при включении, так и при выключении света значительным образом замедляются. При прочих одинаковых условиях с повышением температуры зависимости параметров и характеристик собственной фотопроводимости от ρ_0 ослабляются, а с ростом ρ_0 «необычные» с точки зрения теоретических представлений о фотопроводимости в квазиоднородных полупроводниках особенности [2] - усиливаются.

Полученные в легированных РЗЭ кристаллах результаты показали, что характеристики и абсолютная величина собственной фотопроводимости этих полупроводников от химической природы введенной примеси РЗЭ не зависят, но значительным образом меняются с $N_{РЗЭ}$. Причем влияние $N_{РЗЭ}$ на параметры и характеристики собственной фотопроводимости имеет не монотонный характер.

Установлено, что как в высокоомных чистых, так и в слабо легированных ($N_{РЗЭ} \leq 10^{-2}$ ат.%) кристаллах моноселенидов галлия и индия на коротковолновой и длинноволновой ветвях спектра собственной фотопроводимости появляются слабые дополнительные пики (платы), амплитуда которых меняется как с ρ_{T0}, так и с $N_{РЗЭ}$. В частности, с ростом ρ_{T0} она увеличивается, а с ростом $N_{РЗЭ}$ - меняется немонотонно.

В изучаемых кристаллах обнаружены также зависимость температурного хода и абсолютной величины подвижности свободных носителей заряда от воздействия света (подвижностный фото-эффект); «подвижностная фотопамять» - долговременная релаксация подвижности после прекращения воздействия света; значительное влияние внешнего сильного электрического поля на спектр, люкс-амперную характеристику и кинетику собственной фотопроводимости в режиме импульсного освещения. В частности, оказалось, что с ростом напряженности внешнего электрического поля максимум спектра собственной фотопроводимости смещается в коротковолновую область, а начальный крутой участок на ЛАХ постепенно исчезает. Кроме того, на кинетике собственной фотопроводимости явно выделяются три специфические участки для величины приложенного к исследуемому образцу внешнего электрического поля: слабая, средняя и сильная.

На основе сравнительного анализа полученных при этом экспериментальных результатов выяснено, что в этом случае помимо различного типа локальных уровней (уровней прилипания, захвата и рекомбинации) [3] на собственную фотопроводимость при определенных условиях, значительным образом, влияет и существующие в свободных энергетических зонах изучаемого образца два типа энергетические барьеры - дрейфовые и рекомбинационные [4].

Литература

1. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рзаев Р.М., Рагимова Н.А., Амирова С.И. К вопросу об особенностях собственной фотопроводимости кристаллов моноселенида галлия. // Azerbaijan Journal of Qafqaz University-Physics, 2013, v.I, № 1, p.16-27.
2. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Наука. 1963.
3. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рзаев Р.М. Влияние электрического поля на кинетику фотопроводимости монокристаллов n-InSe.//Неорганические материалы, 2012, т.48, № 8, с.892-896
4. Шейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. // Физ. и техн. полупроводников, 1976, Т.10, №2, с. 209-232.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТВЕРДОГО РАСТВОРА N-GAP–N+-$(ZNSE)_{1-X-Y}(SI_2)_X(GAP)_Y$ ГЕТЕРОСТРУКТУР

А.С.Саидов, У.Х.Рахмонов, У.А.Усмонов, Т.Рисбаев

Физико-технический институт НПО «Физика-солнце» АН РУз
Ташкент ул. Бодомзор йули $2^Б$,e-mail: fti_uz@mail.ru

Современное развитие микро- и оптоэлектроники вызывает интерес к синтезу новых материалов в виде тонкопленочных твердых растворов замещения, в том числе и на основе полупроводниковых соединений A^3B^5 и A^2B^6. Поскольку ширина запрещенной зоны и постоянная решетки таких соединений меняются в определенных пределах, то на их основе можно синтезировать полупроводниковые материалы с широким диапазоном электрических и фотоэлектрических свойств, получить сверхрешетки с квантовыми точками, разработать гетеропереходные структуры. На основе твердых растворов GaInAsSb, AlGaAsSb разработаны эффективные светодиоды [1] и быстродействующие фотодиоды [2], работающие в спектральном диапазоне 1.5–4.8 μm, в котором имеются линии поглощения паров воды, CO_2, азотсодержащих молекул (N_2O, NO_2, NH_3), молекул углеводородов и др. и, следовательно, они могут быть использованы для экологического и технологического контроля окружающей среды [3].

На основе структур GaAs:Cr/ZnS:Cu,Al разработаны твердотельные преобразователи изображения, работающие в инфракрасном и рентгеновском диапазоне излучений, с яркостью свечения, соответствующей пороговым значениям для черно-белого (10−2 kd/m^2) и цветного (3 kd/m^2) изображений при дозах 0−12 R/s [4].

В данной работе представлены экспериментальные результаты исследования по электролюминесценции твердого раствора замещения $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$. В качестве базового компонента был выбран широкозонный полупроводник ZnSe. Так как ширина запрещенной зоны твердого раствора $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ в зависимости от x, y варьируется от $E_{g,Si}$ = 1.12 eV до $E_{g,ZnSe}$ = 2.67 eV, на их основе могут быть разработаны оптоэлектронные приборы, работающие в ближней инфракрасной и видимой области спектра излучения.

Для исследования излучательных свойств твердого раствора $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ были изготовлены изотипные гетероструктуры n-GaP–n^+-$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ ($0 \le x \le 0.03$, $0 \le y \le 0.09$). Методом вакуумного напыления к структуре создавались омические контакты из серебра. При обратном смещении, т.е. когда к подложке n-GaP подавался отрицательный, а к пленке n^+-$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ – положительный потенциал, начиная с 8,5 В, визуально наблюдалось свечение гетероструктуры (рис. 1). Как видно из рис. 1 интенсивность излучения спектрального состава свечения структуры зависит от приложенного напряжения. Анализ показывает, что при сравнительно низких напряжениях V < 10 В излучение структуры в основном красного света, при - 10-11,5 В интенсивности красного и желтого излучения сравнимы, а при V > 11,5 В в основном наблюдается желтый свет. Исследованиями фотолюминесценции твердого раствора $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ ($0 \le x \le 0.03$, $0 \le y \le 0.09$) нами было показано [5], что ковалентные связи Si-Si и Ga-P обуславливают энергетические уровни, лежащие в запрещенной зоне на 1.67 и 2.21 эВ ниже дна зоны проводимости твердого раствора, соответственно. Излучение структуры красного света, по-видимому, обусловлено электронными переходами с зоны проводимости на уровни связи Si-Si с энергией 1.67 эВ, а желтого света – на уровни Ga-P с энергией 2.21 эВ.

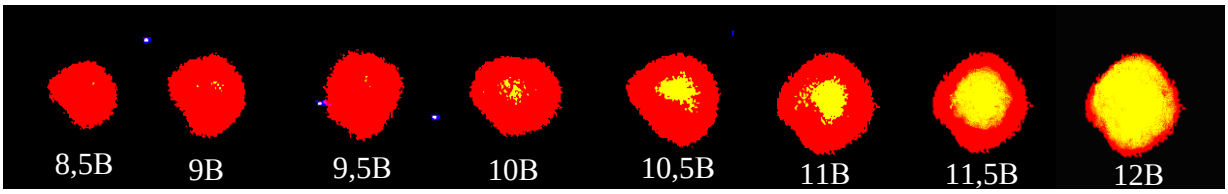


Рис. 1. Свечение гетероперехода n-GaP–n^+-$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ ($0 \le x \le 0.03$, $0 \le y \le 0.09$) при подаче к нему обратного напряжения смещения.

Таким образом, методом жидкофазной эпитаксии на GaP подложках выращены новые твердые растворы замещения $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ ($0 \le x \le 0.03$, $0 \le y \le 0.09$). Твердые растворы замещения $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ могут быть использованы для разработки фотодиодных структур с интегральным светом излучения, без люминофора, в видимой области спектра излучения.

Работа выполнена в рамках гранта ПФИ № Ф2-ФА-0-43917.

Литература

1. Alfyorov, J.I. , Zhingarev, M.Z. , Konnikov, S.G. , Mokan, I.I. , Ulin, V.P. , Umanskiy,V.E. , & Yavich,B.SSov. Phys. Semicond. 1982, N5, P. 831.
2. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио. 1975. 328 с.
3. Baranov, A.N. , Dzhurtanov, B.E. , Imenkov, A.N. , Rogachev, A.A. , Shernyakov, Yu.M. , & Yakovlev, Yu. Comparison of the parametrs of LED heterostructures with a $Ga_{1-x}In_xAsSb$ (x = 0.09) quaternary solid solution. P., Sov. Phys. Semicond., 1986, 20(12), P. 1385.
4. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. Т. П. М.: Металлургиздат. 1962.
5. Saidov A S, Usmonov Sh N, Rakhmonov U Kh, Kurmantayev A N, Bahtybayev A N. Journal of Materials Science Research. April 2012, Vol. 2, No 2, Canadian center of science and education, pp. 150-156.

РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАНУЛИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

С.Е.Максимов, Б.М.Абдурахманов, Х.Б.Ашуров, М.М.Адилов, Ш.К.Кучканов, Б.Л.Оксенгендлер

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий Академии Наук Республики Узбекистан.
Ташкент. 100125, г. Ташкент, ул. .Дўрмон йўли, 33.Тел: (998-71) 262-64-45, E-mail:alzinik@mail.ru

Современные тенденции в изучении термоэлектричества чётко указывают на смещение интереса исследователей в область как наноструктурированных, так и композиционных материалов. Иногда это сочетание свойств можно совместить – именно к такой комбинации относятся так называемые гранулированные полупроводниковые материалы, термоэлектрические свойства которых исследуются в данной работе.

Подобные среды можно анализировать в рамках подхода эффективной среды Ландауэра («зерно-прослойка»), причем прослойка рассматривается как туннельный контакт, являющийся «узким горлом», определяющим важнейший термоэлектрический показатель $ZT = \frac{\sigma_{eff}\alpha_{eff}^2}{\chi_{eff}}T$, где Z – добротность, T - средняя температура термоэлемента, σ, α и χ – эффективные электропроводность, коэффициент Зеебека и теплопроводность среды.

В нашем случае такими туннельными контактами являются SiO_2 -перешейки между зёрнами Si, и вся физика сосредотачивается в проблемах туннелирования сквозь туннельные контакты и его роли в термоэлектричестве. В имеющихся работах речь идет об обычном («гамовском») туннелировании электрона с вероятностью:

$$D(E) = \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(V-E)}x\right]$$

здесь V-E – расстояние от вершины потенциального барьера до уровня энергии частицы, x - ширина барьера. Поскольку проводимость туннельного контакта определяется выражением

$$\sigma_{TK}^{(1)} = const\int_0^\infty \frac{D(\varepsilon^*)}{1+\exp\left(\varepsilon_x^* - \mu^*\right)}d\varepsilon^*$$

где $\varepsilon^*=E/\kappa T$, $\mu^*=\mu/\kappa T$ –приведённые уровень энергии и химпотенциал, то использование в качестве $D(\varepsilon^*)$ этого выражения ведёт к достаточно резкому падению $\sigma_{TK}^{(1)}$ с ростом x.

В [1] модель туннелирования модифицирована введением двух некогерентных прыжков электрона через промежуточное дефектное состояние внутри туннельного контакта. В этом случае $D(E) = \frac{1}{2}\exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(V-E)}\,x/2\right]$. Это увеличило $\sigma_{TK}^{(1)}$, но незначительно. Более перспективным представляется резонансное туннелирование через промежуточное состояние внутри туннельного контакта. В этом случае в приближении Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна:

$$D(E) = \left[1+\left(\tau_0\Theta^2/\hbar\right)^2\left(E-E_N\right)^2\right]^{-1},$$

Здесь τ_0 и E_N – период колебания и энергия электрона внутри потенциальной ямы прослойки, $\Theta = \exp\left(\int_b^a P_I \frac{dx}{\hbar}\right)$, P_I – импульс электрона в области зерна, a-b - толщина границы «зерно- прослойка». Расчёт $\sigma_{TK}^{(2)}$ даёт существенное увеличение по сравнению с $\sigma_{TK}^{(1)}$, особенно, если уровень E_N приведён к зонной структуре так, что $E_c^{Si} \le E_N < E_c^{SiO_2}$ (Рис.1).

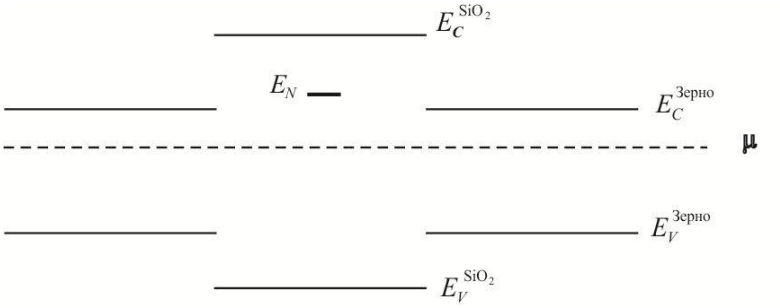


Рис.1. Зонная схема области Si, содержащей межзёренную прослойку SiO_2 с резонансным дефектным уровнем E_N.

Вычислим коэффициент Зеебека туннельного контакта с новым выражением для *D(E)*:

$$\alpha_{TK}^{(2)} = \beta_{TK}^{(2)} \Big/ \sigma_{TK}^{(2)}, \text{ и } \beta_{TK}^{(2)} = const \int_0^\infty D^{(2)}\left(\varepsilon_x^*\right)\left[\frac{\varepsilon_x^* - \mu^*}{1+\exp\left(\varepsilon_x^* - \mu^*\right)} + \ln\left[1+\exp\left(\varepsilon_x^* - \mu^*\right)\right]\right] d\varepsilon_x^*$$

Очевидно, что $\alpha_{TK}^{(2)} > \alpha_{TK}^{(1)}$

Переходя к χ_{eff}, можно показать, что электронная теплопроводность также растёт, как и σ_{TK}, однако, поскольку общая теплопроводность контакта есть сумма электронной и фононной, а фононная теплопроводность падает из-за рассеяния на резонансном уровне, то общая величина *ZT*, характеризующая контакт, может быть существенно больше, чем для обычного туннельного контакта. Вопрос о подборе примесей, реализующих резонансное туннелирование, является предметом наших текущих исследований, причём в качестве технологического метода изучаются и обычное легирования, и радиационные технологии.

Литература

1. Kh.B.Ashurov, B.M.Abdurakhmanov, F.G.Djurabekova, Sh.K.Kuchkanov, S.E.Maksimov, B.L.Oksengendler. /in: «Low-Dimensional Functional Materials». Ed. by R.Egger, D.Matrasulov, Kh.Rakhimov. Springer. 2013. P.225-233.

ДЕГРАДАЦИЯ И ИЗМЕНЕНИЕ ЦВЕТА ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ N/3C-SIC – P/$C_{АЛМАЗ}$ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА

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

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
г.Ташкент ул.Бодомзор йули 2Б, tojiddin@uzsci.net

В последнее время получению эпитаксиальных пленок алмаза на относительно дешевых (например, на карбид кремниевых (SiC)) подложках и их применению уделяется огромное внимание [1-3]. Ранее нами в [2, 3] была показана возможность получения эпитаксиальных пленок алмаза методом химического парогазового осаждения (ХПГО) (chemical vapor deposition – CVD) на различных подложках в результате экспериментов, проведенных при изучении излучательных характеристик n/3C-SiC – p/$C_{алмаз}$ гетероструктур в целях определения их устойчивости к воздействию высоких температур, нами установлена деградация некоторых образцов и изменение цвета и интенсивности излучения.

С целью выявления причины деградации и изменения интенсивности и цвета излучения нами были изготовлены и исследованы образцы светодиодов с белым свечением на основе эпитаксиальных пленок алмаза, выращенных на 3C-SiC подложках в виде n/3C-SiC – p/$C_{алмаз}$ гетероструктур.

На 3C-SiC подложках n-типа были выращены алмазные пленки p-типа CVD-методом. Из выращенных эпитаксиальных пленок вырезались образцы светодиодных структур с площадью (4 × 4) мм^2 и на них наносились омические контакты.

Были исследованы вольтамперные характеристики (ВАХ) изготовленных образцов (рис.1а и 2а) и были сняты фотографии электролюминесценции (рис.1б и 2б) n/3C-SiC – p/C$_{алмаз}$ гетероструктур с помощью электронной цифровой фотокамеры “Coolpix” E3200 фирмы Nikon, Япония до и после деградации, соответственно.

а) б)

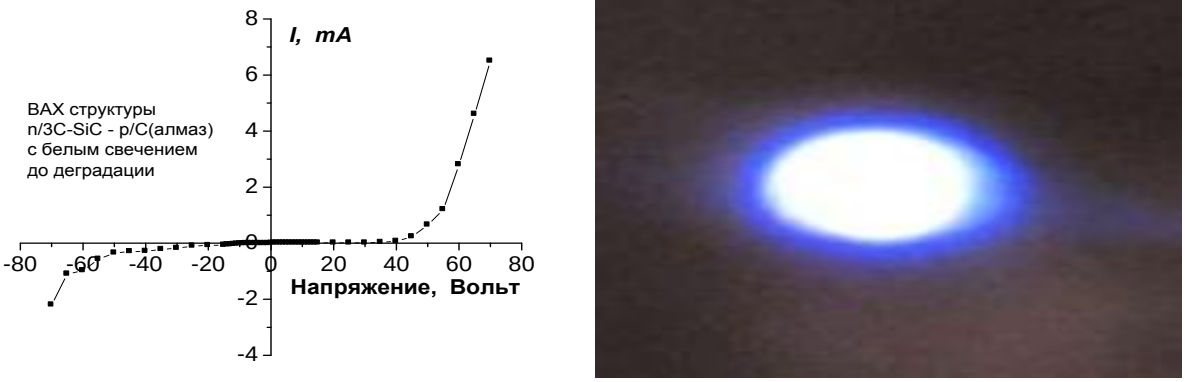


Рис.1. Вольтамперная характеристика (а) и фотография свечения (б) n/3C-SiC – p/C(алмаз) гетероструктуры до деградации.

Во время измерений спектра излучения n/3C-SiC – p/C$_{алмаз}$ гетероструктур нам приходилось увеличить ток через n/3C-SiC – p/C$_{алмаз}$ гетеропереход в целях повышения интенсивности излучения (это необходимо для обеспечения порога чувствительности фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) в измерениях спектра излучения), что в некоторых случаях приводило к чрезмерному нагреву структуры. При этом температура некоторых образцов доходила до 500-600°С (металлический корпус-держатель образца накалялся). В результате длительного воздействия таких высоких температур (500-600°С) часть исследованных образцов деградировала. Деградация структуры сопровождалась изменением формы ВАХ и цвета излучения, т.е. структуры, светящиеся белым (рис.1б), после деградации стали излучать желтым цветом (рис.2б), а интенсивность излучения уменьшилась (рис.2б). Причем при больших плотностях тока свечение имело, бледно желтый (ярко желтый) цвет. Как видно из рис.2а, значения напряжения пробоя как в прямом, так и обратном направлениях смещения снизились, что свидетельствует о возможной реорганизации кристаллического строения и диффузионном процессе легирующих примесей в области гетероперехода.

а) б)

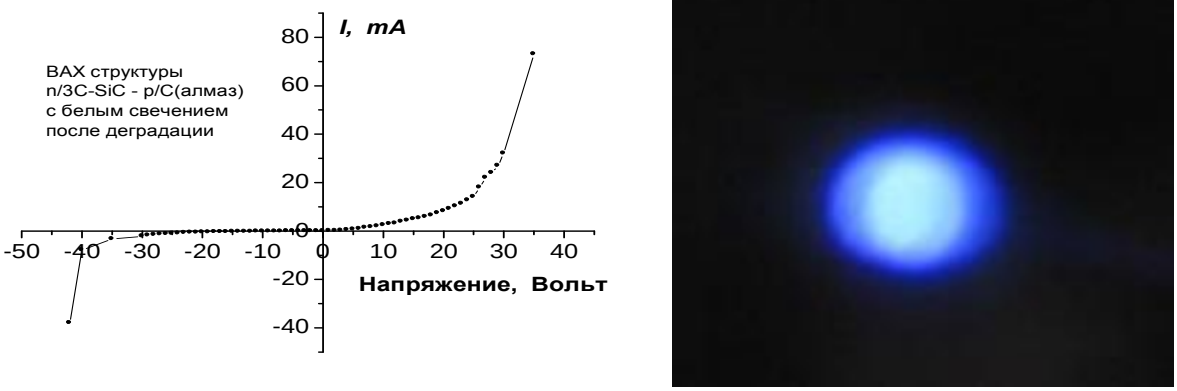


Рис.1. Вольтамперная характеристика (а) и фотография свечения (б) n/3C-SiC – p/C(алмаз) гетероструктуры после деградации.

Кроме этого, металл омического контакта, нанесенный на алмазную пленку, в результате длительного нагрева структуры также диффундирует сначала вглубь алмазной пленки, а затем и в приграничные слои SiC подложки. При этом, за счет несоответствия кристаллических решеток подложки и эпитаксиальной пленки, а также из-за разности между параметрами диффундируемого металла и кристаллической решетки, могут образоваться дислокации различного происхождения.

При приложении напряжения смещения происходит утечка через эти дислокации и происходит безизлучательная Оже рекомбинация. При дальнейшем увеличении напряжения смещения начинают пробиваться барьеры с большими энергетическими уровнями, чем дислокации. При этом токи всех пробиваемых барьеров, соответствующих напряжениям ниже задаваемого значения, складываются, и общий ток достигает высокого значения. В результате происходит повышение температуры структуры.

Как упоминалось выше, до деградации образцы излучали белое свечение, а после деградации они стали излучать желтое свечение, но при этом они уже выдерживали относительно большие плотности тока (доходящие до 150 – 200 мА/см^2) и их дальнейшая деградация не наблюдалось.

Таким образом, нами установлена температурная деградация и связанное с ним изменение цвета излучения n/3C-SiC – p/C(алмаз) гетероструктуры при использовании их в экстремальных условиях (при больших токах и высоких температурах, доходящих до 150 – 200 мА/см^2 и 500-600°С, соответственно).

Работа выполнена в рамках гранта ГНТП № А3-ФА-0-20256.

Литература

1. Струхляк Н.Я., Заячук Д.М., Круковский С.И., Босый В.И. Светоизлучающие диоды белого света: состояние и основные тенденции развития. //Технология и конструирование в электронной аппаратуре, 2006, №3, -С.3-11.
2. Салиев Т.М. Технология выращивания пленок алмаза методом химического парогазового осаждения. /Препринт, –Ташкент, изд: ИЯФ АН РУз, 2009, -14с.

РОЛЬ САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКИ В КАЧЕСТВЕ ШИРОКОЗОННОГО ОКНА В УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ФОТОПРИЕМНИКАХ

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

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

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). Известно, что теплопроводность алмаза выше теплопроводности меди в 4-5 раз, что играет важную роль при больших токовых нагрузках.

Сапфир и алмаз – очень хорошие изоляторы и они обладают уникальными полупроводниковыми свойствами, присущими только им, которые необходимы для развития специального микроэлектронного приборостроения на их основе. С их совместным применением достигается высокая степень диэлектрической изоляции элементов различных многоэлементных электронных систем, уменьшается влияние паразитных емкостей, повышается степень интеграции, уменьшаются токи утечки, увеличивается быстродействие. Все это определяет перспективность использования сапфировых подложек [2]. Кроме того сапфир является хорошей оптической средой, что может быть успешно применено в оптоэлектронике.

Следовательно, разработка технологии получения алмазных пленок на различных подложках и создание на их основе полупроводниковых приборов и их электрофизических свойств является актуальной задачей, решение которой открывает пути для создания новых полупроводниковых приборов, в частности ультрафиолетовых (УФ) фотоприемников (ФП).

Настоящая работа посвящена изучению свойств алмазных пленок, полученных на сапфировых подложках при освещении их со стороны сапфировой подложки, и исследованию их электрофизических и оптических характеристик.

Выбор сапфира в качестве подложки обусловлен тем, что сапфир является прозрачным во всем диапазоне видимого излучения. Это играет большую роль при создании на его основе приборов

оптоэлектроники (ФП, светодиодов и УФ лазеров и т.д.), т.е. для ввода квантов видимого диапазона извне и вывода генерируемого светодиодом или лазером излучения.

Преимуществом структур УФ ФП, созданных на основе алмазных пленок, выращенных на сапфировых подложках, является то, что благодаря возможности освещения ФП со стороны подложки появляется возможность создания различной конфигурации омического или выпрямляющего металлического контакта с тыльной стороны (т.е. со стороны алмазной пленки) без затенения освещаемой поверхности контактом. Поэтому в настоящей работе нами были исследованы Сапфир – Алмаз гетероструктуры как ФП УФ излучения при освещении со стороны сапфировой подложки.

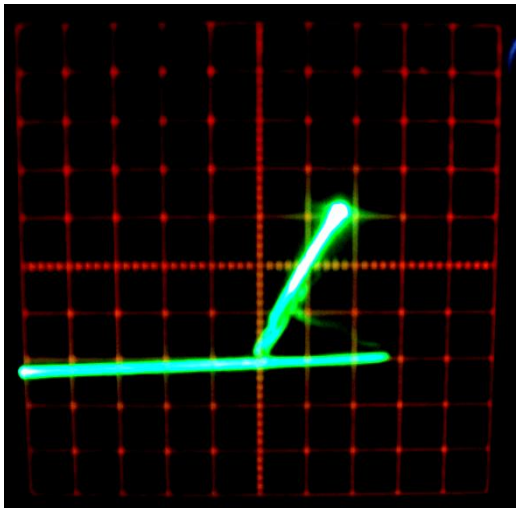


Рис.1. Фотоснимок (снятый с экрана характериографа) вольтамперной характеристики (при 300 К) М – П – М гетероструктуры, созданной на основе алмазной пленки, выращенной на сапфировой подложке.

Ранее нами в работе [3] была показана возможность создания УФ ФП на основе эпитаксиальных пленок карбида кремния и алмаза, полученных газофазным (CVD-метод) методом. В данной работе при создании УФ ФП алмазные пленки так же были выращены CVD-методом [4], но только на сапфировых подложках.

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 пятачков с диаметром 1 мм из сплава, разработанного нами специально для высокоомных и широкозонных материалов [5]. Таким образом, получена структура в виде металл – полупроводник – металл (М – П – М) и измерена ее ВАХ при 300 К (рис.1).

Как видно из рис.1, форма ВАХ частично соответствует динисторному эффекту, т.е. на вольтамперной характеристике наблюдается эффект «переключения».

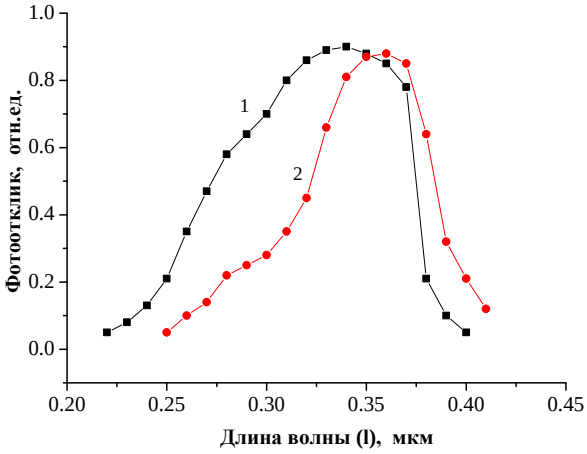


Рис.2. Спектры фоточувствительности М – П – М структуры в фотодиодном (1) и фотогенерационном (2) режимах при освещениях со стороны сапфировой подложки. Т = 300 К.

На рис.2 показаны спектры фоточувствительности металл – полупроводник – металл гетероструктуры в фотогенерационном и фотодиодных режимах. Как видно из рис.2, ширина спектра фоточувствительности в фотодиодном режиме намного шире, чем в фотогенерационном режиме.

Таким образом, нами показана возможность применения сапфировых подложек в качестве широкозонного окна в УФ ФП.

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

Литература

1. Брудный В.Н., Кособуцкий А.В., Колин Н.Г., Корулин А.В. 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. Павлов Д.А., Шиляев П.А., Пирогов А.В., Кривулин Н.О., Бобров А.И., Пегасина М.Д. Анализ закономерностей роста при гетероэпитаксии кремния на сапфире. //ФТП, 2013, том 47, выпуск 6. – С.854-858.
3. Салиев Т.М., Лутпуллаев С.Л., Кутлимуратов А., Саидхонов Н.Ш. «Возможность создания УФ фотопреобразователей на основе эпитаксиальных пленок карбида кремния и алмаза, полученных CVD-методом». /Конф. Матер., 2013 й. 14-15 ноябр, Тошкент ш., ЎзФА ФТИ, -С.232-234.
4. Павлов Д.А., Шиляев П.А., Пирогов А.В., Кривулин Н.О., Бобров А.И., Пегасина М.Д. Анализ закономерностей роста при гетероэпитаксии кремния на сапфире. //ФТП, 2013, том 47, выпуск 6. – С.854-858.
5. 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.

ИНЖЕКЦИОННЫЙ ФОТОДИОД НА ОСНОВЕ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ CDS.

Ш.А. Мирсагатов, И.Б. Сапаев.

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
ул. Бодомзор йули 2Б, 100084, Ташкент, Узбекистан. E-mail: mirsagatov@uzsci.net, mohim@inbox.ru

Для обнаружения и регистрации малых оптических сигналов, что является актуальной задачей современной микроэлектроники и информационной технологии, необходимы высокочувствительные фотоприемники с внутренним усилением. Промышленность выпускает значительное число таких типов фотоприемников с высокой чувствительностью, например лавинные фотодиоды [1]. Однако спектральный диапазон их чувствительности ограничен областью собственной фоточувствительности материала, из которого они изготовлены.

Поэтому нами создана n^+CdS- nCdS-nSi –структура чувствительной к малым световым сигналам. Такая структура при освещении лазерным лучом с λ=0.625 μm и мощностью P=10 μW/cm^2 в комнатной температуре имеет спектральную чувствительность S ≈ 4700A/W при напряжении смещения V=40V в прямой ветви ВАХ. А при облучении белым светом мощностью P=2,7·10^{-2} μW структура имеет интегральную чувствительность S_{int} ≈110 A/ lux (1,2·10^4 A/W) при том же напряжении смещения и температуре. Прямая ветвь ВАХ такой структуры описывается степенными зависимостями I ~V^2 и I ~V^3, которые реализуются в длинных диодах (d/L ≥ 10, где d - толщина базы, L-длина диффузии неосновных носителей) и где протекающие токи определяются биполярным дрейфом носителей заряда. Показано, что усиление первичного фототока обусловлено с модуляцией биполярной дрейфовой подвижности при облучении «примесным» светом малой мощностью.

Показано, что в такой структуре коэффициент фотоэлектрического инжекционного усиления фототока от приложенного напряжения смещения возрастает линейно. и он становится равным ~ 10^3 (V=10 V) при облучении белым светом интенсивностью E=0,1лк.

n^+CdS – nCdS – nSi - структура имеет широкий диапазон спектральной чувствительности от λ≈490-495 nm до λ≈1200nm, который состоит из двух областей (рис.1).

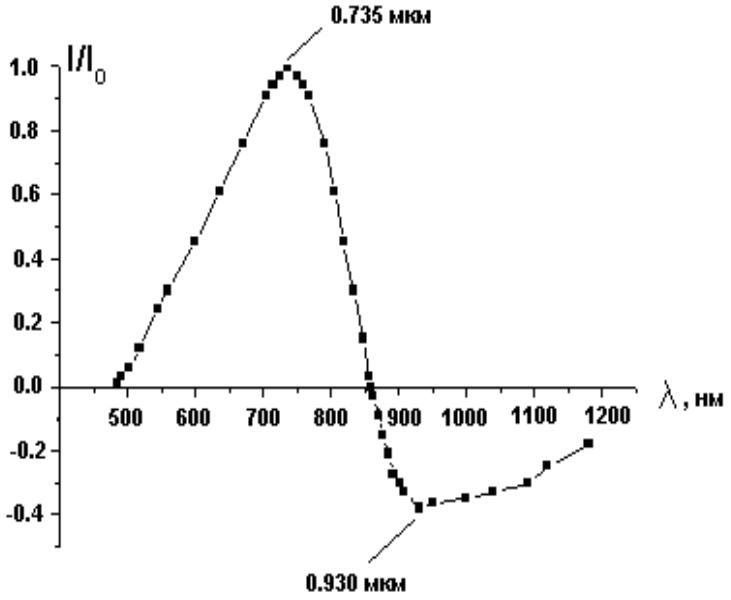


Рис.2. Спектральное распределение фототока In-n$^+$CdS – nCdS – nSi-In структуры.

Первой и второй областях спектрального распределения, фототок имеет разная полярность, что обусловлено с обратным включением потенциальных барьеров, имеющиеся между n$^+$CdS - nCdS изотипного перехода и nCdS – nSi гетероперехода.

Литература

1. И.Д. Анисимова, И.М. Викулин, Ф.А. Заитов, Ш.Д. Курмашев. Полупроводниковые фотоприемники, под ред. В.И. Стафеева (М, Радио и связь, 1984) гл.5. С. 101.

СУБЛИНЕЙНЫЙ УЧАСТОК ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ P-I-N–СТРУКТУРЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО УБЫВАЮЩЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ

В.Г.Стельмах

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз.
100084, ул. Бодомзор йўли, 2Б, Ташкент, Узбекистан. тел: (99871)235-42-91, факс: (99871)235-12-71, эл. почта: vasiliycat17@rambler.ru

Процесс диффузионно-дрейфового транспорта носителей заряда в p-i-n–структуре в условиях, когда амбиполярная скорость дрейфа определяется модуляцией заряда глубоких центров прилипания для дырок, описывается уравнением для концентрации неравновесных носителей $p(x)$:

$$\frac{d^2p(x)}{dx^2} - Ja\frac{dp(x)}{dx} - \frac{N_R c_p}{D}p(x) = 0 \qquad (1)$$

Для случая встречных направлений диффузионного и дрейфового потоков на вольт-амперной характеристике (ВАХ) возможно при $Jad > 2$ появление сублинейного участка вида:

$$J \sim \ln(U/U_0), \qquad (2)$$

где в формулах (1) и (2) J - плотность тока в p-i-n–структуре, d - длина базы этой структуры, D - коэффициент амбиполярной диффузии, N_R и c_p - концентрация и коэффициент захвата дырок, соответственно, рекомбинирующей примесью, $a = 2qD_nN_t$ - параметр, зависящий только от концентрации примесных центров прилипания N_t и коэффициента диффузии электронов D_n, q - величина элементарного электрического заряда, U_0 - напряжение на начале сублинейного участка ВАХ [1].

Чтобы наблюдался сублинейный участок (2) необходимо $p(d) > p(0)$, а в случае, когда $p(d) = p(0)$, т.е. если инжекция $p(0)$ и аккумуляция $p(d)$ в базе p-i-n–структуры равны, сублинейный участок не будет наблюдаться, а будет наблюдаться степенная зависимость, например, $J \sim U^{21}$ (см. [2]).

Экспоненциальное убывание концентрации рекомбинирующей примеси N_R в p-i-n–структуре было задано как

$$N_R(x) = N_{R0} - B \cdot e^{A \cdot x} \qquad (3)$$

и уравнение (1) согласно (3) приобретает вид

$$\frac{d^2 p_I(x)}{dx^2} - Ja\frac{dp_I(x)}{dx} - [N_{R0} - B \cdot e^{A \cdot x})] \cdot \frac{c_p}{D} p_I(x) = 0 \qquad (4)$$

Уравнение (4) имеет аналитическое решение (см. [3]):

$$p_I(x) = e^{Jax/2}\left[C_1 \mathrm{J}_\nu(2A^{-1}\sqrt{B} \cdot e^{A \cdot x/2}) + C_2 \mathrm{Y}_\nu(2A^{-1}\sqrt{B} \cdot e^{A \cdot x/2})\right], \qquad (5)$$

$$\nu = A^{-1}\sqrt{J^2 a^2 - 4 \cdot N_{R0}}$$

где C_1 и C_2 произвольные постоянные, а J_ν и Y_ν - Бесселевы функции (см. [4]).

ВАХ p-i-n–структуры определялся из соотношения $U(J) \sim \int_0^d \frac{J}{p_I(x)} dx$ и было получено, что при $p(d) = p(0)$ наблюдается сублинейный участок типа (2).

Таким образом, было получено, что экспоненциальное убывание концентрации рекомбинирующей примеси (3) в p-i-n–структуре может быть причиной появления сублинейного участка ВАХ этой структуры при $p(d) = p(0)$.

Литература

1. Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман, Токи двойной инжекции в полупроводниках. Советское Радио, М. (1978).
2. В.Г. Стельмах, А.Ю. Лейдерман, Компьютерное моделирование процессов биполярного диффузионно-дрейфового транспорта носителей заряда в p-n-n$^+$–структурах с высокой концентрацией глубоких примесных центров //Узбекский физический журнал, 2009, №5-6, с. 355-362
3. A.D. Polyanin, V.F. Zaitsev, Handbook of exact solutions for differential equation, 2nd Edition. Chapman&Hall/CRC, Boca Raton (2003).
4. Г.Н. Ватсон, Теория Бесселевых функций. изд. Иностранной литературы, М. (1949).

ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $PbTe:Pb$ *И* $PbTe:Te$

Х.М.Сулаймонов, Х.Т.Йулдашев, Н.Х.Юлдашев

Ферганский политехнический институт
г.Фергана, Узбекистан. uzferfizika@mail.ru

Рассмотрено влияние сверхстехиометрических добавок Pb и Te на удельную электропроводность и тензоэлектрические свойства термообработанных на воздухе поликристаллических пленок $PbTe$ с целью изготовления тензодатчиков со стабильными характеристиками. Показано, что увеличение содержания Pb снижает значение коэффициента тензочувствительности (КТЧ) по сравнению с добавкой Te. Поликристаллические пленки $PbTe$ со сверхстехиометрическими добавками Te обладают улучшенными тензометрическими параметрами и поэтому целесообразно изготовление пленочных тензоприборов на их основе с малоинерционной чувствительностью к температуре.

Зависимость удельной электропроводности исследуемых поликристаллических пленок $\sigma(T)$ от температуры носит активационный характер. Её можно представить в виде [1]: $\sigma = \sigma_0 exp(-\varphi_{эфф}/kT)$, где σ_0 – электропроводность кристаллитов, $\varphi_{эфф}$ – эффективное значение высоты дрейфового барьера между кристаллитами с учетом ее дисперсии параметров и имеет смысл энергии активации (

ΔE_a). Нарушение стехиометрии пленки $PbTe$ вследствие добавки Pb или Te, естественно, приводит к изменению высоты потенциального барьера (т.е. энергии активации) между кристаллитами. Ниже приводим некоторые экспериментальные результаты по исследованию электропроводности и тензометрических свойств поликристаллических пленок $PbTe$ с нарушенной стехиометрией.

В табл.1 представлены экспериментально определенные значения энергии активации ΔE_a удельной электропроводности $PbTe$ для различных значений добавки Pb и Te. Как видно из этой табл.1, избыток Te приводит к росту высоты потенциальных барьеров между кристаллитами. Если считать исходный материал *n*-типа электропроводности, то увеличение значения $\varphi_{эфф}$ означает, что добавочный Te ведет себя как акцептор, присоединяя к себе электроны, увеличивает высоту и ширину потенциального барьера для дрейфа электронов. Сверхстехиометрические добавки Pb ведут себя как доноры и, отдавая слабосвязанные электроны в зону проводимости кристаллита, снижают потенциальный барьер и энергию активации.

Таблица 1.

избыток Te: вес %	ΔE_a, эВ	избыток Pb: вес %	ΔE_a, эВ
0.8	0.085	0	0.080
1.8	0.090	0.2	0.090
2.8	0.095	1.2	0.040
3.8	0.105	2.2	0.015
4.8	0.12	3.2	-

Активационный характер зависимости электропроводимости пленки от температуры сохраняется и после термообработки ее на воздухе. Однако, при такой обработке энергии активации электропроводности поликристаллической пленки, как с избытком свинца, так и с избытком теллура, увеличивается. Это, по-видимому, связано, прежде всего, с влиянием окружающей среды на свойства возможных окислов между кристаллитами, способствующей увеличению потенциального барьера между полупроводниковыми и окисными слоями.

На рис. 1 приведена температурная зависимость удельной электропроводности термообработанных на воздухе поликристаллических пленок $PbTe$ с избытком теллура. Как видно из кривых 1-6, с ростом температуры пленки $\ell g\,\sigma$ линейно растет при различных избытках Te. Заметим, что угол наклона линии температурной зависимости $\ell g\,\sigma(T)$ с ростом добавки Te увеличивается. Это означает, что сверхстехиометрические добавки Te приводят к уменьшению электропроводности кристаллитов.

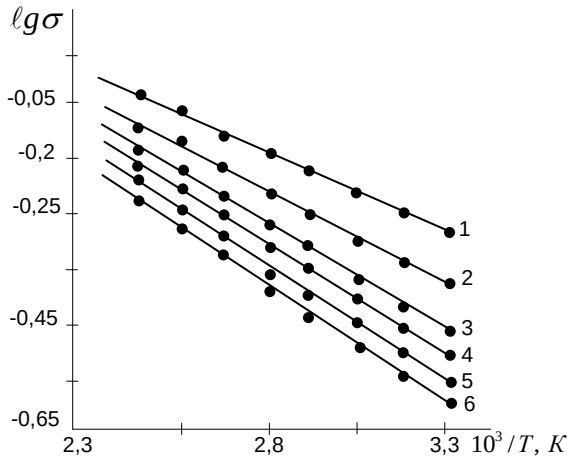


Рис.1. Температурная зависимость электропро-водности пленок с избытком теллура. ΔTe вес. % : 1- 0; 2 – 0.68; 3 – 1.8; 4 – 2.8; 5 – 3.8; 6 – 4.8.

Дальнейшие исследования показали, что сверхстехиометрический избыток свинца по сравнению с пленкой $PbTe-Te$ существенно снижает температурную чувствительность электропроводности. Это, по-видимому, связано с резким увеличением электропроводности и ростом металлических свойств пленки $PbTe$ с увеличением добавки Pb. Температура окружающей среды

существенно влияет на коэффициент тензочувствительности (КТЧ) пленки $PbTe$ с сверхстехиометрическими добавками Te и Pb. Для оценки этой зависимости вводится параметр - температурный коэффициент тензочувствительности (ТКК) [2]: $\alpha_{ткк} = \Delta K / K \Delta T$, $град^{-1}$. Коэффициент тензочувст-вительности K для пленки $PbTe$ $PbTe - Te$ в случае сжатия до уровня относительной деформации $\varepsilon = 1.32 \cdot 10^{-3}$ *отн.ед.* с ростом температуры в интервале $300 K \div 450\ K$ уменьшается (рис.2). Существенные изменения K наблюдается в области низких температур $T < 175 K$. Среднее значение ТКК, найденное из опыта равняется $(2.5 \div 4.0) 10^{-3}$ $град^{-1}$. С ростом температуры K становится слабо зависящим от механической деформации. Рост чувствительности K от деформации при низких температурах связан с тем, что с уменьшением температуры носители зарядов все более становится локализованными на уровнях близлежащих к уровне Ферми. Эти энергетические уровни более чувствительны к механическим деформациям по сравнению с другими факторами [2]. При более высоких температурах уровни, свободные от носителей зарядов, находятся на более высоких энергетических уровнях, которые менее чувствительны к деформациям. Поэтому температурная зависимость КТЧ при низких температурах становится более заметной, чем при высоких температурах. С ростом добавки Te к пленки $PbTe$ значение $КТЧ$ растет, но его температурная зависимость почти не меняется. Увеличение содержания Pb в пленке $PbTe$ снижает значение $КТЧ$ и ухудшает его температурную зависимость по сравнению с добавкой Te. Это связано с различной ролью и активностью Pb и Te в пленках $PbTe$.

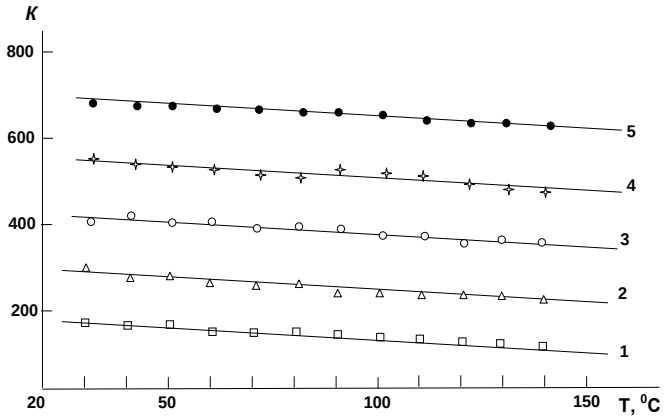


Рис.2. Зависимость КТЧ от температуры. Кривая 1- $PbTe$*; кривые 2-5 –* $PbTe - Te$*, с вес.%* ΔTe*: 2 – 0.8; 3 – 1.8; 4 – 2.8; 5 – 3.8 .*

Таким образом, поликристаллические пленки $PbTe$ с сверхстехиометрическими добавками Te в пределах $\Delta Te = 0.7 - 4.0$ *вес*.% обладают улучшенными тензометрическими параметрами и поэтому целесообразно изготовление тензоприборов на их основе с малоинерционной чувствительностью к температуре в интервале $20 - 150^0 C$.

Литература

1. Колосов С.А., Клевков Ю.В., Плотников А.Ф. ФТП, том 38, вып. 4, 473 (2004).
2. Абдуллаев Э.А., Юлдашев Н.Х. Эффект пьезосопротивления в халькогенидах свинца и висмута (Ташкент, «Фан», 1989, 182 с).

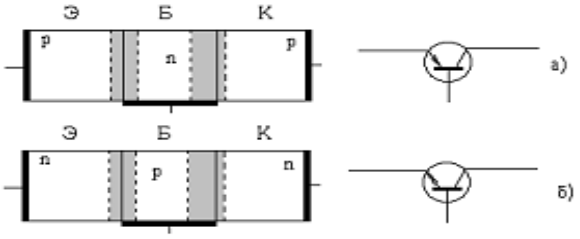
МАЙДОН ТРАНЗИСТОРИ ТЎЙИНИШ ТОКИНИНГ ТАШҚИ ҚАРШИЛИКГА БОҒЛИҚЛИГИ

А.А.Тўраев, Д.Р.Джураев

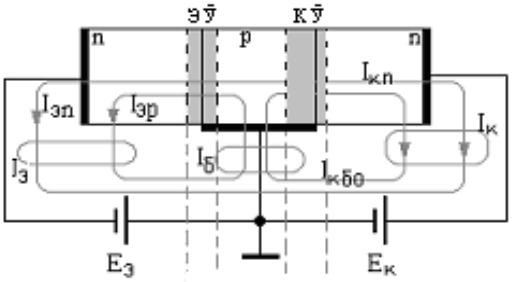
Бухоро давлат университети
Бухоро ш., М.Иқбол 11 уй, turayev_akmal@mail.ru, djuraev2002@mail.ru

Майдон транзистор деб ўзаро таъсирлашувчи иккита *p-n* ўтиш ва учта электрод (ташқи чиқишлар)га эга бўлган ярим ўтказгич асбобга айтилади. Транзисторлар ток оқиб ўтиши икки турдаги заряд ташувчилар - электрон ва ковакларнинг ҳаракатига асосланган.

Майдон транзистори *p-n-p* ва *n-p-n* ўтказувчанликка эга бўлган учта ярим ўтказгичдан ташкил топган (1- *а* ва *б*-расм).



1-расм. *Майдон транзистори а) p-n-p ва б) n-p-n ўтказувчанликка эга бўлган учта ярим ўтказгичдан ташкил топган.*



2-расм. Майдон транзисторнинг кучли легирланган чекка соҳаси.

Майдон транзисторнинг кучли легирланган чекка соҳаси (n^+ - соҳа) *эмиттер* деб аталади ва у заряд ташувчиларни *база* деб аталувчи ўрта соҳага (*p* - соҳа) инжекциялайди. Кейинги чекка соҳа (*n* - соҳа) *коллектор* деб аталади. У эмиттерга нисбатан кучсизроқ легирланган бўлиб, заряд ташувчиларни база соҳасидан экстракциялаш учун хизмат қилади (2-расм). Эмиттер ва база оралиғидаги ўтиш эмиттер ўтиш, коллектор ва база оралиғидаги ўтиш эса -коллектор ўтиш деб аталади. Ташқи кучланиш манбалари ($U_{ЭБ}$, $U_{КБ}$) ёрдамида эмиттер ўтиш тўғри йўналишда, коллектор ўтиш эса – тескари йўналишда силжийди. Бу ҳолда транзистор *актив* ёки нормал режимда ишлайди ва унинг кучайтириш хоссалари намоён бўлади.

Агар эмиттер ўтиш тескари йўналишда, коллектор ўтиш эса тўғри йўналишда силжиган бўлса, у ҳолда бу транзистор *инверс* ёки тескари уланган деб аталади.

Транзистор рақамли схемаларда қўлланилганда у *тўйиниш* режимида (иккала ўтиш ҳам тўғри йўналишда силжиган), ёки *берк* режимда (иккала ўтиш тескари силжиган) ишлаши мумкин [1].

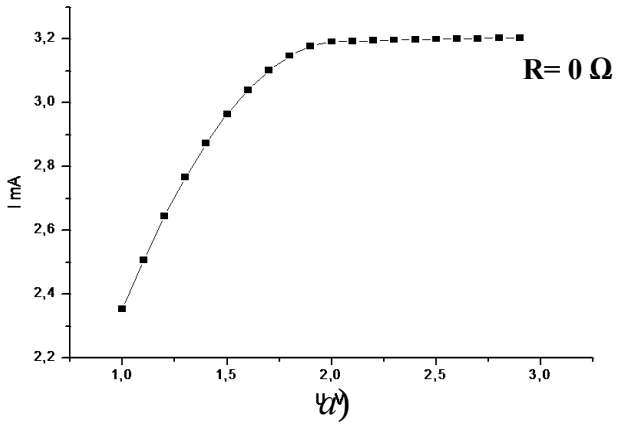
Ўрганиладиган майдон транзистори эпитаксиал структура асосида тайёрланган. Затвор соҳани билдирувчи p - типдаги кремний остига n -типдаги ўтказувчанлик қатлами ўстирилган. Каналнинг узунлиги 25 мкм, эни 560 мкм, сток ва исток контактларининг кенглиги 12 мкм. Ток ташувчилар концентрациясининг градиенти канал кенглигида $p-n$ ўтиш йўналишида ортиб боради.

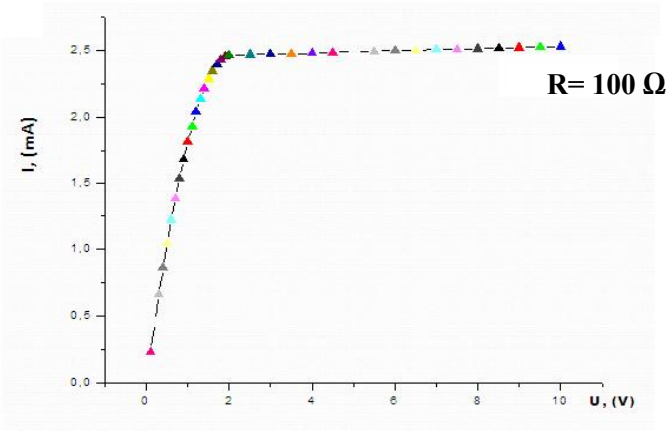
Икки қутблик кўринишидаги ток чегаралагич исток билан затворнинг чиқишларини ташқи қаршилик орқали улашдан ҳосил қилинади. (3- *а,б,в* расм).

Стабиллаш токининг максимал қиймати нолинчи силжишдаги майдон транзисторининг максимал токига тенг. Ҳақиқатдан ҳам, ўлчаш натижаларидан R_T қаршиликнинг нолинчи қийматида S_{st} стабиллаш токи майдон транзисторининг максимал токига тенг. Ташқи каршиликнинг ўсиб бориши билан стабиллаш токи камайиб боради. Масалан, 200 Ом қаршиликда стабиллаш токи 2,1 мА бўлади.

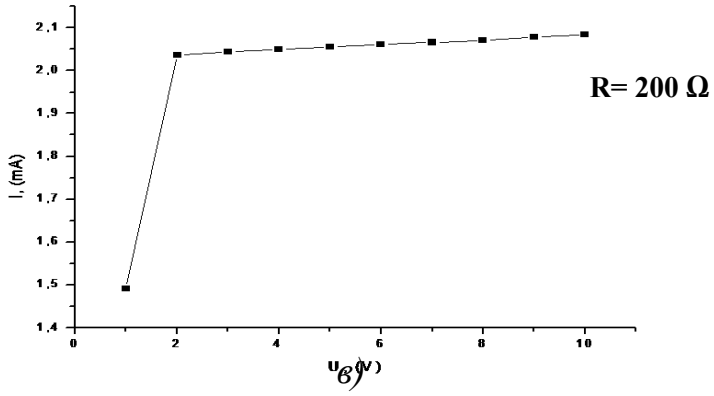
Бундай режим сток токининг тўйиниш механизмига кўра умумий исток уланиш режими ёки кучланиш бўлгич орқали белгиланадиган кучланиш режимларидан фарқ қилади [2]. Бунда канални модуляция жараёни самарали бўлади. Каналнинг динамик қаршилиги кескин ўсади. Автоматик силжишда электр майдонининг кўндаланг ҳамда бўйлама ташкил этувчилари билан каналнинг сиқилиши содир бўлади. Чегаралагичнинг схемасидан кўринадики «канал-истокка уланган қаршилик» занжиридан оқувчи I_s ток $U_R = R_T I_s$ муносабатдан аниқланади(R_T қаршиликка тўғри келувчи кучланиш). Берилган U_m кучланишда сток токининг вольт-ампер чизиғидаги тўйиниш режими R_T ташқи қаршилик қийматига мос келади. Бундай стаблизатор стабиллаш токидан ташқари, стабллаш соҳасидаги қиялик тавсифи, тўйиниш кучланиши ва бузилиш кучланиши билан

характерланади. Майдон транзисторида сток токи манбадан бериладиган затвор кучланиши билан бошқарилади.





б)



в)

3-расм. Майдон транзистори тўйиниш токининг ташқи қаршиликка боғлиқлиги

Стабиллаш токининг қаршиликка боғлиқлигини қуйидагича тушинтириш мумкин: Бошқарувчи ташқи қаршилик майдон транзисторининг канали билан биргаликда, канални беркитувчи кучланиш бўлгичга ўхшашлик ҳосил қилади. Натижада қаршиликка унинг қийматига пропорционал кучланиш тушади, ва қаршиликнинг қийматига кўра ток бошқариладиган бўлиб қолади. Вольт-ампер характеристикалари чизиқларининг мос келишини икала режимда ҳам затворда бир хил кучланиш бўлиши билан тушинтириш мумкин. p-n – ўтишнинг бир томони юқори легирланган бўлса (масалан, p-ярим ўтказгичда p-n ўтишни p^+ - n – ўтиш деб юритилади) n – ярим ўтказгич қисмига жуда кўп тешиклар инъекцияланади [3].

Адабиётлар

1. Алексеев Ю. П, Бытовые радиовещательные приемники и ремонт-М., 1980.
2. Ёдгорова Д.М. Механизм насыщения тока стока полевого транзистора с p-n переходом// Технология и конструировоние в электронной аппаратуре. - 2006. -№1. С. 58 – 60
3. А.В.Каримов, Д.Р.Джураев, Д.М.Ёдгорова, А.З.Рахматов, О.А.Абулхаев, Б.М.Каманов, А.А.Тураев Некоторые особенности ограничетеля тока на полевом транзисторе// Технология и конструировоние в электронной аппаратуре. 2011,№1, С. 25-26.

ПРОЦЕССЫ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ КВАНТОВОГО ВЫХОДА И ТОКА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

М.Б.Тагаев, Б.К.Даулетмуратов, С.Е.Бекбергенов, Б.Т.Аметов, Б.Б.Даулетмуратов

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха

г. Нукус, boribai_7@rambler.ru

Несмотря на широкое применение метода акустической эмиссии (АЭ), на сегодня почти отсутствует информация о природе и механизмах образования и срабатывания источников АЭ в сложных структурах, в частности в светловыпрямляющих полупроводниковых гетероструктурах.

Одной из важных проблем изготовления и эксплуатации при критических режимах структур на основе соединений A_3B_5 есть локальные неоднородности проводимости в объеме, разность модулей упругих постоянных, коэффициентов термического расширения и постоянных решеток на границах гетеропереходов, теплового сопротивления активной среды и теплоотвода, что приводит к

значительному локальному градиенту температур (1000ºС/см - 7000ºС/см) и к локальным термомеханичных напряжениям (больше 10^7 Па) при протекании тока. Это значительно ускоряет деградацию их люминесцентных и электрических характеристик, снижает коэффициент полезного действия, эффективность и продолжительность функционирования [1]. Явление неравномерного распределения плотности тока в мезаструктуре известное как "current crowding" [2] и приводит вместе с вышеназванными причинами к значительным термонапруг и нежелательной локальной микропластичности материала при критических плотностях тока [3,4].

В работе проведен анализ акустической эмиссии и флюктуаций квантового выхода и тока в гетероструктурах на основе соединений A_3B_5 при протекании постоянного прямого тока.

Объектами исследований были *InGaN/GaN* та *GaAsP/GaP* светловыпрямляющие структуры. Сигналы АЭ регистрировались пъезодатчиком и акустоэмиссионным прибором в полосе частот 200-500 кГц при общем усилении 69- 73 дБ. Далее поступали на компьютер и для анализа "тонкой структуры" сигналов АЭ, токовых и оптических шумов дополнительно обрабатывались.

На рис. приведенные участка сигналов после компьютерной обработки сигналов АЭ, что снижает влияние аппаратуры регистрации. Временным границам группы сигналов АЭ (события АЭ) отвечают значительные единичные взрывные флюктуации тока, а наибольшая плотность беспрерывного токового шума достигается позднее - при затухании АЭ.

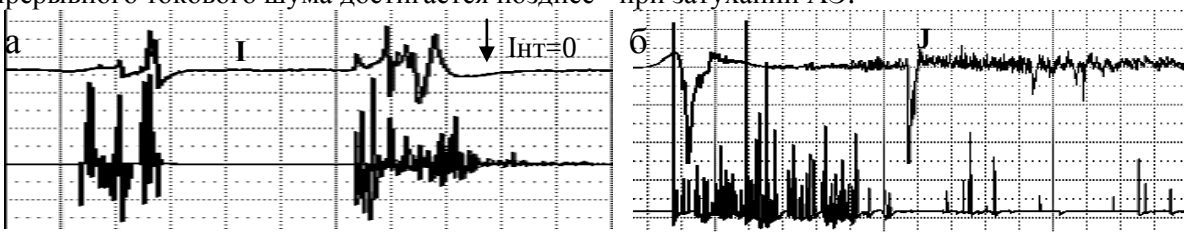


Рис. Корреляция АЭ, флюктуаций квантового выхода I (а) и тока J (б) в InGaN/GaN гетероструктуре при 110 А/см^2 в момент резкой деградации.

Выявлено наличие нескольких активационных механизмов (источников) АЭ, которым отвечают следующие физические процессы локальной перестройки структуры материалов с разной энергией активации: АЭ при деградации структуры, АЭ при пробое, АЭ после разрушения структуры - образование дислокаций разгрузки при релаксации термонапруг при резком охлаждении структуры.

Таким образом в нашей работе установлено, что параметры АЭ зависят от уровня и скорости изменения уровня внешней фиксированной нагрузки и от количества однотипных источников АЭ, активированных этим влиянием на протяжении времени его действия.

Литература

1. Бочкарева Н.И., Ефремов А.А., Ребане Ю.Т., Горбунов Р.И., Клочков А.В., Шретер Ю.Г. Неоднородность инжекции носителей заряда и деградация голубых светодиодов // ФТП. – 2006. – **40** №1 – С.122–127
2. Guo X., Schubert E.F. Current crowding in GaN/InGaN light emitting diodes on insulating substrates // J. Appl. Phys. – 2001. – **90** №8 – P. 4191 – 4195.
3. Ueda O., Imai H., Fujiwara T., Yamakoshi S. Abrupt degradation of three types of semiconductor light emitting diodes at high temperature // J. Appl. Phys. – 1980. – **51** №10 P. 5316-5325.
4. Noriyuki S. The effects of thermal stress on the temperature dependence of degradation in $GaAs_{0.9}P_{0.1}$ operating at high current densities // J. Appl. Phys. – 1980. – **51** №3 P. 1818-1824.

СТРУКТУРА СПЕКТРА ОПЕРАТОРА ЭНЕРГИИ ЧЕТЫРЕХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В МОДЕЛИ ХАББАРДА

Ташпулатов С.М.

Институт ядерной физики АН РУз

100214, г. Ташкент, пос.Улугбек, e-mail: sadullatashpulatov@yandex.ru, toshpul@inp.uz

В настоящее время модель Хаббарда является одной из наиболее интенсивно изучаемых многоэлектронных моделей металла [1]. Однако до сих пор имеется мало точных результатов для спектра и волновых функций кристалла, описываемого моделью Хаббарда. В связи с этим, получение соответствующих утверждений представляет большой интерес.

В работе [1] изучался спектр и волновые функции системы двух электронов в кристалле, который описывается гамильтонианом Хаббарда. Известно, что двух электронные системы могут

находиться в двух состояниях: триплетном и синглетном. Спектр оператора в триплет-ном состояние H^t чисто непрерывен и совпадает с отрезком $[m,M]$, а у оператора синглета H^s, кроме непрерывного спектра $[m,M]$, при некоторых значениях квазиимпульса существует единственное антисвязанное состояние (АСС).

В настоящей работе рассматривается оператор энергии четырехэлектронных систем в модели Хаббарда и описывается структура существенного спектра и дискретный спектр системы для квинтетных и триплетных состояний. Гамильтониан рассматриваемой модели имеет вид $H = A\sum_{m,\gamma} a^+_{m,\gamma} a_{m,\gamma} + B\sum_{m,\tau,\gamma} a^+_{m,\gamma} a_{m+\tau,\gamma} + U\sum_{m} a^+_{m,\uparrow} a_{m,\uparrow} a^+_{m,\downarrow} a_{m,\downarrow}$, где $A-$ энергия электро-на в узле решетке, $B-$ интеграл переноса между соседними узлами; для удобства считаем, что $B>0$, $\tau = \pm e_j$, $j = 1,2,...,\nu$, где e_j – единичные орты, т. е. суммирование ведется по бли-жайшим соседям; $U-$ параметр кулоновского взаимодействия двух электронов на одном узле, $\gamma-$ спиновый индекс ($\uparrow$ или $\downarrow$), а $a^+_{m,\gamma}$ и $a_{m,\gamma}$ соответственно, оператор рождения и уничтожения электрона в узле $m \in Z^\nu$, через $\uparrow$ и $\downarrow$ обозначены соответственно, значения спина $\frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$. Гамильтониан H действует в антисимметрическом пространстве Фока E_{as}. Пусть φ_0- вакуумный вектор в пространстве E_{as}. Квинтетное состояние соответствует сво-бодному движению четырех электронов на решетке со следующими базисными функциями $k^2_{m,n,p,q} = a^+_{m,\uparrow} a^+_{n,\uparrow} a^+_{p,\uparrow} a^+_{q,\uparrow} \varphi_0$. Подпространство E^k_2, соответствующее квинтетному состоянию, состоит из множества всех векторов вида $\psi = \sum_{m,n,p,q \in Z^\nu} f(m,n,p,q) k^2_{m,n,p,q}$, $f \in l^{as}_2$, где l^{as}_2- пространство антисимметричных функций из $l_2((Z^\nu)^4)$. Пространство E^k_2 инвариантно от-носительно оператора H. Оператор $H^k_2 = H/_{E^k_2}$ является ограниченным самосопряженным оператором. Он порождает ограниченный самосопряженный оператор $\overline{H}^k$. В квазиимпульс-ном представлении оператор $\overline{H}^k$ действует в гильбертовом пространстве $L^{as}_2((T^\nu)^4)$ по фор-муле $(\tilde{H}^k \tilde{f})(x,y,z,t) = h(x,y,z,t)\tilde{f}(x,y,z,t)$, $\tilde{f} \in L^{as}_2((T^\nu)^4)$, L^{as}_2- подпространство антисим-метричных функций из $L_2((T^\nu)^4)$ и $h(x,y,z,t) = 4A + 2B\sum_{i=1}^{\nu}(\cos x_i + \cos y_i + \cos z_i + \cos t_i)$. Очевидно, что спектр оператора $\tilde{H}^k$ чисто непрерывен и совпадает с множеством значений функции $h(x,y,z,t)$, т. е. с множеством $G = \operatorname{Im} h(x,y,z,t) = [m_\nu, M_\nu] = [4A - 8B\nu, 4A + 8B\nu]$, где $m_\nu = \min_{x,y,z,t \in T^\nu} h(x,y,z,t)$, $M_\nu = \max_{x,y,z,t \in T^\nu} h(x,y,z,t)$.

Теперь рассмотрим триплетное состояние. В системе имеется три триплетных состояния, рассмотрим одно из них. Пусть φ_0- вакуумный вектор в пространстве E_{as}. Триплетному состоянию соответствуют следующие базисные функции ${}^1t^1_{m,n,p,q} = a^+_{m,\downarrow} a^+_{n,\uparrow} a^+_{p,\uparrow} a^+_{q,\uparrow} \varphi_0$. Подпро-странство E^t_1, соответствующее первому триплетному состоянию, состоит из множества всех векторов вида $\psi = \sum_{m,n,p,q \in Z^\nu} f(m,n,p,q)^1 t^1_{m,n,p,q}$, $f \in l^{as}_2$, где l^{as}_2- пространство антисиммет-ричных функций из $l_2((Z^\nu)^4)$. Пространство E^t_1 инвариантно относительно оператора H. Оператор $H^t_1 = H/_{E^t_1}$ является ограниченным самосопряженным оператором. Он порождают ограниченный самосопряженный оператор $\overline{H}^t_1$, действующий в пространстве l^{as}_2. В квазиим-пульсном представлении $\overline{H}^t_1$ действует в гильбертовом пространстве $L^{as}_2((T^\nu)^4)$ по формуле $(\overline{H}^t_1 \tilde{f})(x,y,z,t) = h(x,y,z,t)\tilde{f}(x,y,z,t) + U\int_{T^\nu}[\tilde{f}(s;\lambda+\mu-s;\gamma;\theta)ds + \tilde{f}(s;\mu;\lambda+\gamma-s;\theta)ds +$

$+\tilde{f}(s;\mu;\gamma;\lambda+\theta-s)ds]$, где $\tilde{f}\in L_2^{as}((T^{\nu})^4)$, L_2^{as} – подпространство антисимметричных функций из $L_2((T^{\nu})^4)$ и $h(x,y,z,t)=4A+2B\sum_{i=1}^{\nu}(\cos x_i+\cos y_i+\cos z_i+\cos t_i)$.

Используя понятия тензорные произведение линейных операторов в гильбертовых пространствах и описание спектра двухэлектронного синглета, получена следующая.

Теорема. Если $\nu=1,2,3,$ то существенный спектр оператора триплета $\tilde{H}_1^t$ состоит из объединения не более семи отрезков, а дискретный спектр триплета состоит из единственной точки (существует единственная АСС)}.

Литература

1. Б. В. Карпенко, В. В. Дякин, Г. Л. Будрина. Два электрона в модели Хаббарда// ФММ.--- 1986. --- Т.~ 61, № 4.--- С. 702- 706.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОТЕРМОВОЛЬТАИЧЕКОГО ЭФФЕКТА В PSI-N$(SI_2)_{1-X}$ (ZNSE)$_X$ СТРУКТУРЕ

Ш.Н.Усмонов, К.А.Амонов, А.Б.Каршиев, Ш.Ниязов

Физико-технический институт НПО «Физика-солнце» АН РУз

Ташкент ул. Бодомзор йули 2Б,e-mail: amonovq@umail.uz

Вольтаические эффекты с участием примесей, не являющихся активными рекомбинационными центрами, представляет собой новое направление исследований и разработок для решения задач фотовольтаики, термоэлектричества и термофотовольтаики по повышению эффективности полупроводниковых преобразователей лучистой и тепловой энергии в электрическую. Несмотря на актуальность осуществления примесновольтаических эффектов, к сожалению, почти нет сведений о целенаправленных экспериментальных исследованиях по использованию примесей для повышения эффективности фото- и теплопреобразователей. В связи с этим представляет интерес исследование влияния рекомбинационно-пассивных изовалентных примесей полупроводниковых соединений на фото- и тепловольтаические эффекты в многокомпонентных твердых растворов (ТР) замещения.

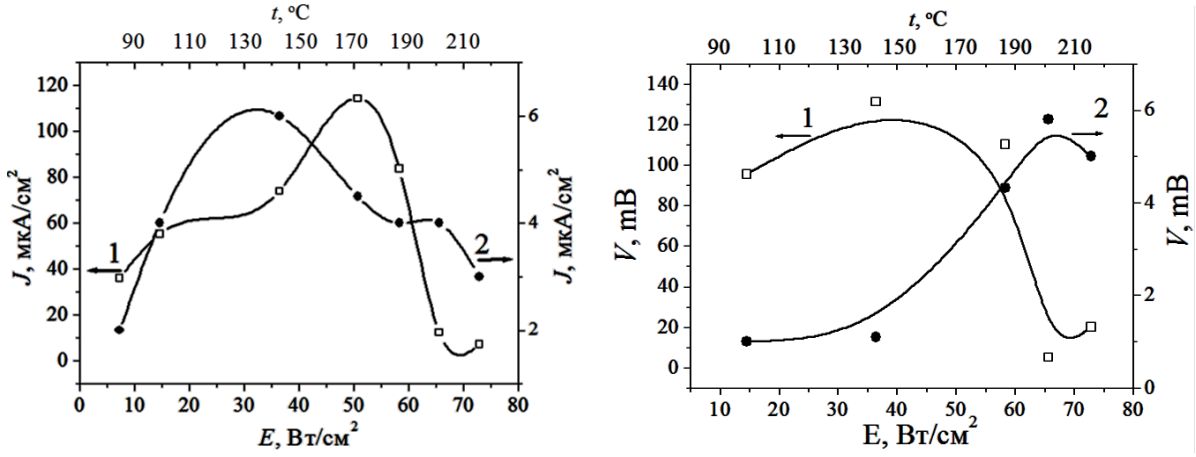
В данном сообщении приводятся предварительные экспериментальные результаты исследований фототепловольтаического эффекта в гетероструктурах pSi-n$(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ с различным содержанием компонента ZnSe в ТР $(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$. Структуры изготавливались выращиванием ТР n$(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ на pSi подложках методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора–расплава по технологии описанной в работе [1]. Рост слоев осуществлялся принудительным охлаждением в атмосфере водорода. В оптимальном режиме скорость принудительного охлаждения составляла 1–1,5 град/мин, температурный интервал роста - 1000–800°С. Эпитаксиальные слои имели n – тип проводимости и толщину ~ 15 мкм.

Изготовленные гетероструктуры pSi-n$(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ были облучены концентрированным солнечным излучением с помощью линзы Френеля, имеющей линейные размеры - 27x27 см^2. Образцы располагались на расстоянии от 27 см до 32 см от линзы. Диаметр концентрированного светового пятна на этих расстояниях в 4-6 раз был больше, чем линейные размеры образцов, что позволило равномерно освещать их поверхности концентрированным светом. Температура образца измерялась хромель–копелевой термопарой. Изменение температуры структуры регулировалось продолжительностью подсветки. Образец располагался на керамической подставке, и для экранировки его от рассеянного света вся система помещалась в металлический бокс.

На рис. 1 показаны зависимости плотности тока короткого замыкания *J* (a) и напряжения холостого хода *V* (b) от плотности потока концентрированного солнечного излучения *E* и от температуры *T* для двух образцов. Для первого образца гетероструктуры pSi-n$(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ в эпитаксиальном слое молярное содержание ZnSe изменялось от 0 до 100 мол.%, а для второго – от 0 до 1 мол.%.

Как видно из рис. 1, зависимости *J* и *V* от плотности потока солнечного излучения и температуры носят не монотонный характер. Максимальное значение тока короткого замыкания и напряжения первого образца достигается при $E\approx 50$ Вт/см^2 (170 °С) и 35 Вт/см^2 (140 °С), для второго образца - при $E\approx 35$ Вт/см^2 (130 °С) и 70 Вт/см^2 (200 °С), соответственно. Значения *J* и *V* для первого образца в 20–30 раз больше, чем для второго, что свидетельствует о большой роли широкозонной компоненты ZnSe твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ в фотовольтаическом эффекте под действием концентрированного солнечного излучения. Эпитаксиальный слой n$(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ представляет собой

варизонный слой с плавно изменяющимся составом (0 ≤ x ≤ 1). Варизонность обуславливает возникновение дополнительного встроенного поля, которое способствует более эффективному разделению электронно-дырочных пар, генерированных под действием солнечного излучения.



а) *б)*

Рис. 1. Зависимости плотности тока короткого замыкания (а) и напряжения холостого хода (b) гетероструктуры pSi-n$(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ от плотности потока солнечного излучения и температуры при различных содержаниях компонентов твердого раствора 0 ≤ x ≤ 1 (кривая 1) и 0 ≤ x ≤ 0,01 (кривая 2).

Анализ предварительных экспериментальных результатов показывает, что для более детального анализа фототепловольтаического эффекта в исследованных структурах необходимо проведение экспериментальных исследовании зависимости *J* и *V* от плотности потока солнечного излучения при постоянной температуры, а также зависимости этих величин от температуры при постоянном потоке солнечного излучения.

Литература

1. А.С. Саидов, М.С. Саидов, Э.А. Кошчанов. Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев арсенида галлия и твердых растворов на его основе, Ташкент, «Фан», 1986, 129 с.

ПРИЕМНИК ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛАНА ПОЛЕВОМ ТРАНЗИСТОРЕ

А.В.Каримов, Д.Р.Джураев, Д.М.Ёдгорова, А.А.Тураев

Физико-технический институт НПО «Физика–Солнца» АН РУз
100084, ул. Бодомзор йули, 2б, г.Ташкент; e-mail: karimov@uzsci.net

Для проведения исследования фотоприемных свойств полевого фототранзистора в фотодиодном включении был собран экономичный усилитель на основе полевого транзистора во входном каскаде и на двух биполярных транзисторах соединенных по схеме Дарлингтона [1] с напряжением питания 3.0 В, рис.1.

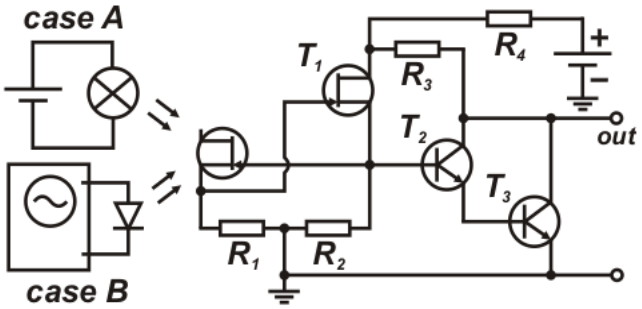


Рис. 1. Электронная схема приемника оптических сигналов на основе полевого фототранзистора и экономичного усилителя

При возбуждении полевого фототранзистора интегральным светом коэффициент усиления уменьшается по мере увеличения оптического сигнала от 9 лк до 150 лк, как приведено в табл. 1. Благодаря использованию во входном каскаде полевого фототранзистора обеспечивается высокая чувствительность для слабых световых сигналов.

Таблица 1

Данные выходного сигнала от интенсивности оптического сигнала

Ф, лк	9	12	25	50	70	90	150
U_{xx}, мВ	20	30	50	100	150	200	300
$U_{вых}$, В	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2
$K_{ус}$	110	73.3	44	22	14.6	11	7.3

Как показали исследования по мере увеличения фотоЭДС диодного транзистора от 10 мВ до 350 мВ освещаемого лампой накаливания с увеличивающейся освещенностью от 9 лк до 150 лк величина выходного сигнала увеличивается от 0.8 В до 2.2 В. При этом начиная с 20 мВ величина выходного сигнала постоянна и равна 2.2 В.

Таблица 2

Зависимости коэффициента усиления и выходного сигналаэкономичной схемы от величины входного сигнала

				100 Гц			
U_{xx}, мВ	20	30	50	100	150	200	300
$U_{вых}$, В	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2
$K_{ус}$	110	73.3	44	22	14.6	11	7.3

Аналогично при подаче на транзисторный фотодиод модулированного излучения от светодиода с частотой модуляции 100 Гц, когда на выходе фотодиода создается фотоЭДС 300 мВ обеспечиваются соответствующие коэффициенты усиления (табл. 2).

При этом увеличение частоты оптического сигнала приводит к уменьшению коэффициента усиления от 7.33 (100 Гц) до 1.33 при 40000 Гц, рис. 2. Соответственно данную электронную схему можно использовать для приема модулированных оптических сигналов в диапазоне частот до 20 кГц.

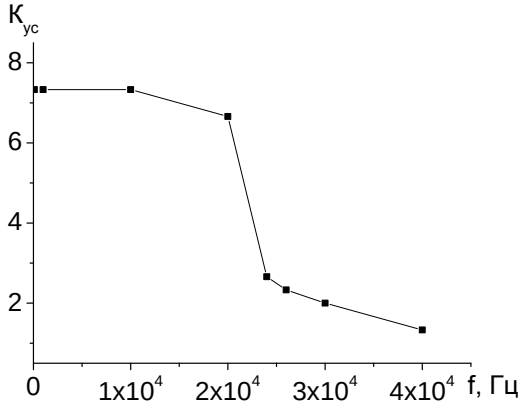


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления от частоты входного сигнала

Исследуемый полевой фототранзистор при диодном включении в качестве фотовольтаического приемника имеет высокий коэффициент усиления при малых интенсивностях оптического сигнала. Можно полагать, что в фотовольтаическом режиме в *p-n*-переходе затвора полевого транзистора могут возбуждаться неосновные носители не только светом, но и радиационным излучением аналогично индикаторам радиоактивного излучения и прямым преобразователям ядерной энергии в электрическую.

Литература

1. David A. Hodges. Darlington's Contributions to Transistor Circuit Design. IEEE transactions on circuits and systems // Fundamental theory and applications, V. 46.- No. 1, January 1999. P.102.

2. Sze S. M., Kwok K. Ng. Physics of Semiconductor Devices. Hoboken–New Jersey: Wiley-Interscience, 2007. 3rd ed., P. 94.

ЭНЕРГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ВЕЩЕСТВ И УСТОЙЧИВОСТЬ НАНОМАТЕРИАЛОВ

У. Бекпулатов, Б. Шерматов

Навоинский государственный педагогический институт
г.Наваи, тел.; +99893 334-05-38, E-mail: erk-shermatov@yandex.ru, website: www.shermatov.uz

Все более широкое производство наноматериалов и их использование в различных отраслях требует выяснения механизма их формирования и контроль их устойчивости к различным воздействиям. Решении такой задачи имеет не только потребительский, но и экологический характер.

Согласно современным представлениям все частицы, вещества и другие объекты в космическом пространстве формируются в результате сгущения физического вакуума или вакуумной жидкости. Причем плотность энергии физического вакуума намного превышает плотность энергии атомного ядра [1]. Поэтому все они энергетически погружены в эту среду. Отсюда следует, что структурно-динамические процессы в материалах, и, соответственно, их устойчивость зависит от характера взаимодействия поле-вещество. Кроме того различные внешние воздействия могут оказать влияние на энергетическую структуру материалов в целом и оказать влияние на их устойчивость во времени.

В связи с этим возникает вопрос, какие факторы приводят к формированию уникальных свойств наноматериалов, чем обусловлен их устойчивость и как контролировать их устойчивость к различным внешним воздействиям. В [2] был показано что образование энергии поверхности в системе частиц является необходимым условиями их конденсации и приобретение свойства целостности материалов. В зависимости от энергии поверхности и внутренней энергетической структуры формируются различные свойства материалов. Причем свойства материалов остается практически независимым от ее размеров, когда их количество превышает пространственные размеры волновой функции отклика (ВФО) составляющих их частиц. Кроме того, на поверхности материалов формируются энергетический слой толщиной порядка 1 нм, плотность энергии которой намного превышает ее плотности во внутренних областях вещества.

При уменьшении количества материалов, когда она становится меньше чем собственные пространственные размеры ВФО частиц происходить увеличение плотности энергетического слоя, которая оказывает влияния в виде самосжатия на собственную энергетическую структуру материала. В результате чего происходит увеличение частотного спектра ВФО частиц и материалы приобретают уникальные свойства отличающим от свойств массивных материалов.

В связи с резким увеличением энергии поверхности и внутреннего частотного спектра материалов (частиц) их чувствительность и устойчивость к взаимодействию поле-вещество и различного рода внешним воздействиям могут приобрести иной характер чем массивные материалы. Поэтому становится необходимым исследовать и контролировать их устойчивость к различного рода внешним воздействиям. В случае относительно быстрого разрушения наноматериалов, в зависимости от физико-химического свойства составляющих их частиц, продукты их распада могут оказывать нежелательное влияние на окружающую среду, в том числе на потребителей. Поэтому вопрос о возможности контроля за устойчивостью наноматерилов является насущной проблемой в связи с более возрастающим проникновением на все сферы человеческой деятельности.

Нам представляется, что одним из методов слежения устойчивости наноматерилов могут служить исследования энергетической структуры посредством исследования энергетической структуры ВФО частиц. При исследовании методом комбинационного рассеяния света наблюдается широкополосный спектр в области низких частот, которая не относится к фундаментальным колебаниям [3]. Она отражает энергетический спектр ВФО частиц, а максимум интенсивности на низкочастотной области широкополосного спектра зависит от энергии поверхности ВФО частиц. Причем энергия поверхности ВФО частиц зависит от энергии поверхности материалов как целого. Изменения свойства или устойчивости наноматерилов приведет к изменению энергетической структуры ВФО частиц. Эти изменении будут проявляться в энергетической структуре ВФО частиц, полученным методом комбинационного рассеяния света и позволить прогнозировать об устойчивости и долговечности наноматерилов. Современный уровень экспериментальной техники позволяет без особого труда получить методом КРС подобную информации об устойчивости материалов.

Литература

1. Чернин А.Д. Космический вакуум // Усп. физич. наук, 2001, т. 171, с. 1153-1175.

2. Шерматов Э.Н. Роль энергии поверхности в формирования макроскопических и мезоскопических свойств веществ. // Материалы Международной научно-технической школы-конференции «Молодые ученые - науке, технологиям и профессиональному образованию в электронике» 5 - 9 ноября 2008 г., Москва, Москва – 2008, с. 73-79.
3. Шерматов Э.Н. Сверхпроводимость и память человека. - СПб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2006. -172 с.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ТОКА В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКЕ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

Х.Т.Йўлдашев, К.П.Абдурахмонов

Ферганский политехнический институт

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.

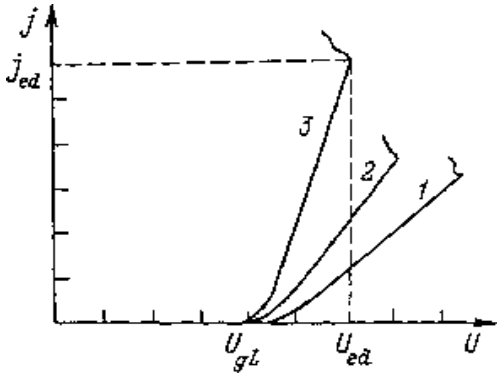


Рис. 1. Типичные ВАХ ячейки с полупроводниковым электродом при различной возрастающей (1, 2, 3) интенсивности освещения.

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 10^8Ом•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_{gh} 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.

Проводились измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) газоразрядной ячейки, одним из электродов которой являлась полупроводниковая пластина толщиной 1 мм и площадью до 1 см^2 с внешним прозрачным омическим контактом, а другим электродом — слой $Sn0_2$ на стекле, через который осуществлялось

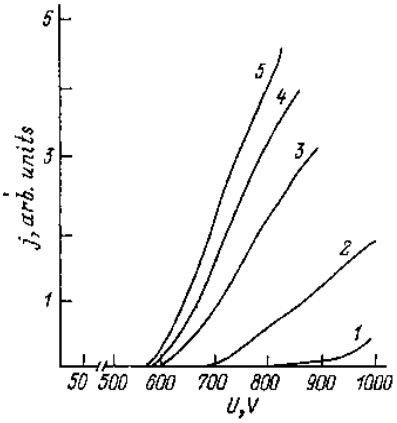


Рис. 2. ВАХ ячейки с электродом из высокоомного (более 10^8 Ом см) арсенида галлияпривозрастающей(1,2,3,4,5)интенсив ности освещения.

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_{gl} 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 у-процессов на катоде от освещедаюсти. 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

$$l = \mu_+ E^2{}_K / 8\pi j. \qquad (2)$$

У катода поле *($E_к$)* максимально, а ближе к аноду оно уменьшается, причем тем сильнее, чем больше плотность тока. Величина *I* представляет некоторую эффективную длину, характеризующую степень искажения поля. Когда *I* 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

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

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

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

Литература

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 усилительного 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

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ РЕШЕТКИ ТВЕРДОГО РАСТВОРА ВНЕДРЕНИЯ TIN_XH_Y

Хидиров И., Рахманов С. Ж., Гетманский В. В.

Институт ядерной физики АН РУ,
Ташкент, khidirov@inp.uz

Анализ данных литературы [1-3]показывает, что в твердом растворе внедрения TiN_xH_y при различных концентрациях азота при фиксированной концентрации водорода наблю-дается ряд фазовых превращений при понижении температуры (T<1000 ^{0}C). Это свиде-тельствует об изменении межатомных сил взаимодействия в зависимости от концентрации азота. Если так, то это изменение

должно сказываться на характере концентрационной зависимости параметров решетки. Поэтому представлял интерес установить концентра-ционную зависимость параметров решетки твердого раствора TiN_xH_y и корреляцию между ними и фазовыми превращениями в области твердого раствора системы Ti-N-H. Для этой цели определили параметров решетки образцов твердого раствора TiN_xH_y с концентрацией атомов азота $0.12 \le x \le 0.50$. Концентрация атомов водорода в образцах была близкой в преде-ах ошибок ее определения и в среднем составляла $y \approx 0.20$. Синтез осуществляли методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза из порошков Ti марки ПТМ, содержащего 0.35 мас. % водорода в атмосфере азота. Согласно результатам рентгенофазо-вого анализа, образцы относятся к гексагональной сингонии (α-фаза, пространственная группа - п. г. $P6_3/mmc$), являются однофазными и однородными по составу.

На рис. 1 представлена концентрационная зависимость параметров решетки образцов. Как видно из рис. 1, она имеет нелинейный характер. Для всех составов отношение параметров решетки *c*/*a* практически остается постоянным. По-видимому, это можно объяснить тем, что атомы азота и водорода в решетке α-Ti создают упругое изотропное напряжение по всем направлениям как «решеточный газ». Нелинейную концентрационную зависимость параметров решетки можно объяснить изменением характера межатомных сил взаимодействия в области гомогенности твердого раствора. Как видно из рис. 1, концентрационная зависимость параметров решетки претерпевает перегиб на двух местах и состоит из трех частей. Часть I соответствует образованию ближнего порядка с отрицательным параметром ($\alpha_1<0$) в первой координационной сфере, которой был определен в [1]. Часть II соответствует следующим фазофазовым превращениям: беспорядок (α-фаза) $\xleftrightarrow{\approx 1020K}$ α - фаза с ближним порядком $\xleftrightarrow{\approx 1170K}$ дальний порядок (α′ - фаза) $\xleftrightarrow{\approx 870K}$ распад (α′ -фаза + γ-фаза), которые наблюдались в [2].

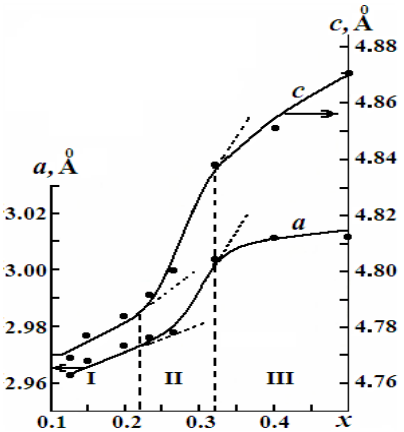


Рис. 1. Зависимость параметров решетки a и c твердого раствора TiN_xH_y от концентрации азота. Вертикальные штрих линии показывают концентра-ционные границы изменения a и c. Касательные штрих линии показывают изменение хода концентрационной зависимости a и c.

Часть III соответсnвует фазовому переходу порядок (α′-фаза) $\xleftrightarrow{\approx 1070\text{-}970K}$ порядок (γ-фаза), который был обнаружен в [3]. Интересно отметить, что даже изменение типа ближнего порядка для TiN_xH_y [1] коррелирует с концентрационной зависимостью параметров решетки *a* и c, в которой наблюдается перегиб примерно с концентрации $TiN_{0.23}H_{0.15}$ (рис. 1). Концентрационная зависимость параметров решетки из части I через часть II переходит в часть III на количественно новый уровень. В области II атомы металлоидов в образовании сплава при понижении температуры участвуют не как статистически расположенные атомы внедрения в междоузлиях кристаллической решетки (п. г. $P6_3/mmc$) α -Ti, а как полноценные составляющие компонентов сплава. При этом они, занимая конкретные свои позиции, приводят к другой п. г. $P\bar{3}m1$, отличной от кристаллической решетки α -Ti. В области III образующаяся моноклинная γ -фаза при дальнейшем понижении температуры описывается в п. г. C2/m. $P\bar{3}m1$ и C2/m фазы генетически связаны с кристаллической решеткой α-Ti (с α-фазой). Если α′- фаза формируется как результат упорядочения атомов внедрения в междоузлиях гпу решетки α -Ti, то γ-фаза образуется в результате деформации кристаллической решетки упорядоченной α′- фазы из-за термоупругого напряжения при понижении температуры. Таким образом, обнаружена нелинейная концентрационная зависимость параметров твердого раствора TiN_xH_y, коррелирующая с изменением типа ближнего порядка и фазовыми

превращениями в его области гомогенности при понижении температуры. Установленная закономерность свидетельствуют об изменении характера межатомных сил взаимодействия в области гомогенности твердого раствора TiN_xH_y.

Литература

1. Хватинская Д. Я., Курбонов И. И., Хидиров И. и др.//Узб. Физ. Ж., 1992. № 6, с. 54-56.
2. Хидиров И. //Ж. неорг. химии, 2001, т. 46, № 3, с. 432-438.
3. Хидиров И., Курбонов И. И. Мухтарова Н. Н.//Кристаллография, 1996, т. 41, № 3, с. 450-456.

СВЯЗАННЫЕ МОДЫ В ОПТИКЕ: ТЕОРИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ

Э.Н.Цой

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз
100084, ул.Бодомзор йули, 2Б, Ташкент, Узбекистан, etsoy@uzsci.net

В данной работе представлен обзор исследований по динамике света в периодических структурах. Рассматриваются структуры с периодом порядка длины волны света, называемые оптическими брегговскими решетками [1,2]. Неоднородность структуры приводит к возникновению отраженных волн. При определенных длинах волн, когда выполняется условие брегговского резонанса, свет не может распространяться в оптической решетке (ОР) и будет полностью отражаться. Резонансная длина волны света в вакууме λ_B определяется из условия Брегга $\lambda_B = 2n_0d$, где d – период решетки, n_0 - средний показатель преломления решетки. На самом деле, существует не одна резонансная частота $\omega_B = 2\pi c/\lambda_B$, а целая полоса частот, которые отражаются оптической решеткой. Данная полоса соответствует оптической запрещенной зоне (щели) данной структуры [1,2]. Таким образом, поведение света в ОР аналогично поведению электронов в полупроводниках.

Брегговская решетка в оптическом волокне может быть сформирована облучением волокна в течение нескольких минут сильным пучком лазера [3]. В местах, соответствующих максимумам интенсивности происходит изменение показателя преломления вследствие эффекта фоточувствительности. Данные изменения сохраняются в оптоволокне в течение длительного времени. Метод с использованием фазовых пластин [4] существенно упрощает запись брегговских решеток и дает больший контроль процесса формирования.

Динамика света в ОР описывается системой нелинейных уравнений для связанных мод [1]:

$$\begin{aligned} i\partial_t E_+/V + i\partial_x E_+ + \kappa_1\, E_- + (\Gamma_{11}|E_+|^2 + 2\Gamma_{12}|E_-|^2)E_+ = 0, \\ i\partial_t E_-/V - i\partial_x E_- + \kappa_2\, E_+ + (2\Gamma_{21}|E_+|^2 + \Gamma_{22}|E_-|^2)E_- = 0, \end{aligned} \qquad (1)$$

где E_+ (E_-) – огибающая волны, распространяющейся вперед (назад), $V = c/n_0$ – групповая скорость света в решетке, κ_i – коэффициент связи волн, Γ_{ij} – коэффициент нелинейности материала решетки. Отметим, что система (1) при отсутствии самомодуляции ($\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = 0$), сводится к уравнению Тирринга, известному в квантовой теории поля, см. [1]. Дисперсионное соотношение ($\Gamma = 0$) линейных волн $E_\pm(x, t) = a_\pm \exp(ikx - i\omega t)$ записывается в виде $k = \pm\,(\omega^2/V^2 - \kappa^2)^{1/2}$ для $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ и имеет запрещенную зону при $-\kappa V < \omega < \kappa V$. В нелинейном случае, $\Gamma \neq 0$, показано, что существуют устойчивые локализованные волны – щелевые солитоны [1].

В недавних работах [5] был рассмотрен антинаправленный ответвитель (АНО), т.е. система двух связанных волноводов, в которой один волновод выполнен из обычного материала и имеет положительный показатель преломления (ПП), а другой волновод выполнен из метаматериала и имеет отрицательный ПП. Интересно, что в данной системе также возникают волны, распространяющиеся в разных направлениях, и их динамика описывается системой (1) с параметрами $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 0$. Также показано, что в АНО могут распространяться устойчивые солитоны и найдены точные решения [5].

В обычных брегговских решетках волна затухает вследствие диссипации. Поддержать стационарное распространение волн можно введением периодического по пространству усиления. В оптоволокнах это реализуется включением в волокно активных атомов и использованием внешней накачки. В работе [6] показано, что решетка с периодическим изменением вещественной и мнимой частей показателя преломления также описывается уравнением связанных мод с $\kappa_1 \neq \kappa_2$.

Оптические решетки применяются в различных устройствах [2]. Так как положение и ширина запрещенной зоны зависит от периода и величины модуляции ПП, оптические решетки можно использовать, например, в качестве сенсоров температуры и деформации. ОР также применяются в качестве отражающих элементов в оптоволоконных лазерах [2]. ОР с неоднородным по пространству положением запрещенной зоны используются в коммуникационных линиях для разделения

многочастотных сигналов по разным частотам. ОР можно использовать для создания резонаторов и захвата оптического излучения [7].

Таким образом, в данной работе рассмотрены различные системы, которые характеризуются существованием взаимодействующих мод. Показано, что исследование данных систем можно проводить на основе общего уравнения для связанных мод. Наличие запрещенной зоны делает оптические решетки интересными для многих приложений. Также, продемонстрировано, что в нелинейных оптических решетках возможно существование солитонов, исследование которых представляет фундаментальный и практический интерес.

Литература

1. C. M. D. Sterke and J. Sipe, Progress in Optics, E. Wolf, ed. **33**, 203 (1994).
2. R. Kashyap, Fiber Bragg gratings, (Academic Press, 2010).
3. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasald, Appl. Phys. Lett. **32**, 647 (1978).
4. G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glen, Opt. Lett. **14**, 823 (1989).
5. N. M. Litchinitser, I. R. Gabitov, and A. I. Maimistov, Phys. Rev. Lett. **99**, 113902 (2007). A. I. Maimistov, I. R. Gabitov, and N. M. Litchinitser, Optics and Spectroscopy, **104**, 253 (2008).
6. M.A. Miri, et al, Phys. Rev. A **86**, 033801 (2012).
7. E. N. Tsoy and C. M. de Sterke, J.Optic.Soc.Am. (B), **18**, 1 (2001); C. M. de Sterke, E. N. Tsoy and J.E. Sipe, Opt. Lett. **27**, 485 (2002); E. N. Tsoy, C. M. de Sterke, F. Kh. Abdullaev, Phys. Rev. A **78**, 031803(R) (2008).

ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ОЧИСТКИ, ТЕМПЕРАТУРЫ И УФ ОБЛУЧЕНИЯ НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ИСКУССТВЕННОГО ОПАЛА

З.Ш.Шаймарданов, С.С.Курбанов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз.
100125, ул. Бодомзор йули 2Б, г.Ташкент. zshaymardanov@mail.ru

Наноразмерной физикой чаще понимают физику систем с пониженной размерностью. Свойства наноструктурных материалов качественно отличаются от объемных материалов, описывающихся квазиклассической теорией. Существенная модификация электронного спектра в наноструктурах неизбежно проявляется в их электрических и оптических свойствах. В настоящее время синтезированы и успешно используются такие наноматериалы, как фотонные кристаллы, фуллерены, углеродные нанотрубки, пористый кремний, полупроводниковые квантово-размерные структуры, графен и т.д. В последнее время возрос интерес к пористым структурам, наночастицам и искусственному опалу, состоящим из стеклообразного диоксида кремния. Искусственный опал состоит из одноразмерных, плотноупакованных сфер из кварцевого стекла. Главной особенностью опала является то, что он имеет очень развитую поверхность. Соотношение поверхности и объема в опале на несколько порядков больше, чем в массивном образце кварцевого стекла. При таком соотношении в определении люминесцентных характеристик вещества на первое место выходят центры свечения, находящиеся на его поверхности, концентрация которых намного больше, чем в объеме стекла. Практический интерес к искусственном опалам связан с перспективой их использования для управления распространением света, созданием беспороговых лазерных излучателей, использованием как элементов квантовых компьютеров.

Как было сообщено ранее [1,2], в искусственным опале под воздействием излучения N_2-лазера наблюдается люминесценция, спектр которой содержит два выраженных максимума в районе ~435 и ~520 нм и спектр занимает область от линии возбуждения до ~700 нм. В настоящей работе обсуждаются результаты исследований влияние температуры, продолжительности и мощности облучения и способа очистки на спектр люминесценции искусственного опала. Были исследованы образцы синтетического опала, состоящие из сфер кварцевого стекла диаметром ~195 нм, ~260 нм, и ~300 нм.

Проведенные исследования показали, что повышение температуры приводит к уменьшению интенсивности люминесценции. В образце опала диаметром сфер ~195 нм при изменении температуры от 26^0C до 450^0C интенсивность люминесценции уменьшилась примерно в пять раз. При этом скорость уменьшения длинноволнового максимума была больше, чем коротковолнового. Одновременно с уменьшением интенсивности люминесценции наблюдается коротковолновое смещение его спектра.

Спектр и интенсивность люминесценции синтетического опала сильно зависят от интенсивности и продолжительности облучения УФ излучением (337 нм). Обнаружено, что при

высоких плотностях мощности возбуждающего излучения во время облучения меняется форма спектра люминесценции и происходит уменьшение ее интенсивности. Высокоинтенсивное УФ облучение приводит к уменьшению обоих полос, но при этом сильнее подавляется коротковолновая полоса люминесценции (ПЛ) при ~435 нм. Искажение спектра происходит за счет изменения соотношения интенсивностей коротковолновой и длинноволновой ПЛ. При этом коротковолновая ПЛ уменьшается быстрее, чем длинноволновое. Скорость уменьшения интенсивности люминесценции не равномерная, и с течением времени она замедляется. При достаточно длительном облучении интенсивность и спектр люминесценции перестают изменяться, и интенсивность люминесценции устанавливается на определенном стационарном уровне.

Обнаружено, что спектр люминесценции опала зависит от чистоты поверхности наносфер. После последовательной промывки в бензоле, спирте, перекиси водорода, дистиллированной воде происходит увеличение статистического веса полосы люминесценции при ~435 нм и уменьшение интенсивности ПЛ при ~520 нм.

Разное поведение длинноволнового и коротковолнового ПЛ с температурой, под УФ облучением и после промывки указывает, что они имеют разные природы и относятся к различным центрам свечения. При этом влияние промывки в различных жидкостях на ПЛ при 520 нм, при неизменности ПЛ при 435 нм, свидетельствует о том, что ПЛ при 520 нм может обусловлена центрами поглощения и свечения, расположенных на поверхности кварцевых сфер опала.

Для выяснения этого предположения искусственный опал, состоящий из сфер диаметром ~195 нм был расплавлен на пламени кислородно-пропановой горелки. После плавления были получены прозрачные образцы стекла. Интенсивность люминесценции в плавленом опале уменьшилась на несколько порядков, и сильно изменилось соотношение интенсивностей коротко и длинноволновой полос в пользу коротковолновой. В спектре люминесценции расплавленного опала не заметна полоса при ~520 нм и его спектр люминесценции практически не отличается от такового высокочистого кварцевого стекла марки КУ-1 и КУВИ. Эти результаты свидетельствует об относительно высокой чистоте исходных материалов опала, и принимая во внимание эффект плавления, позволяют отнести длинноволновую полосу при ~520 нм к дефектам, расположенных на поверхности опала.

Таким образом, можем заключить, что ПЛ в районе ~435 и ~520 нм в спектре люминесценции синтетического опала обусловлены разными центрами свечения диоксида кремния. Проведенные исследования позволили идентифицировать коротковолновую полосу люминесценции с центрами свечения, образованными в объеме кварцевого стекла, а длинноволновую – с центрами свечения, локализованных на поверхности сфер из кварцевого стекла. Поверхностные центры свечения ярко проявляются в искусственных опалах, где сильно развита поверхность, и их статистический вес больше чем объемные. Обнаруженные свойства люминесценции могут служить новым способом модификации поверхностных центров свечения для контроля оптических характеристик опала.

Литература

1. S.S. Kurbanov, Z. Sh. Shaymardanov, M.A. Kasymdzhanov, P.K. Khabibullaev, T.W. Kang, J. Optical Materials, 29, 1177, (2007).
2. S.S. Kurbanov, Z.Sh. Shaymardanov, M.A. Kasymdzhanov, E.A. Zakhidov, P.K. Khabibullaev, T.W. Kang, J. Physica B: Physics of Condensed Matter, 403, 1916, (2008).

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ

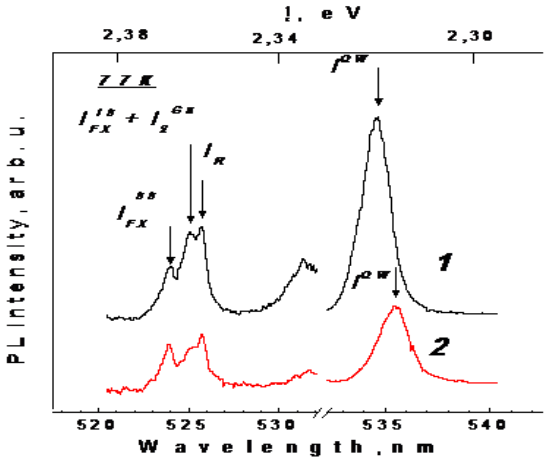
М.Шарибаев, Е.Өтениязов, А.Бижанов

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха
г.Нукус, Узбекистан

Известно, что под действием внешних воздействий (облучения, лазерного отжига, ультразвуковой обработки [1], инжекции и др.) в любой гетеросистеме, имеющей границы раздела и являющейся исходного энергетически неравновесной с избыточным уровнем свободной энергии, возможен переход в более равновесное состояние с минимумом свободной энергии. Механизм такого перехода для систем с малым рассогласованием носил, в основном, дислокационный характер, что было подтверждено экспериментально и описано теоретически с энергетической и кинетитеской точки зрения . Однако, в ряде случаев наблюдались и недислокационные механизмы релаксации внутренних напряжений или сочетание (дислокационный и недислокационных механизмы распад твёрдых растворов, упорядочение ориентации дислокационных петель, образование ячеистой структуры и др.). Если для установления радиационно-стимулированных дислокационных процессов

использовался метод просвечивающей электронной микроскопии, ПЭМ, то для исследования преобразования точечных дефектов или взаимодействия точечных и протяжённых дефектов, применялись обычно, оптические методы (фотолюминесценция, пропускание, отражение).

В данной работе изучалось влияние дефектообразующего облучения и облучения, создающего только электронно-дырочные пары, как воздействия, моделирующего процессы релаксации внутренних механических напряжений в квантово-размерных структурах на изменение свойств таких структур. В работе были изучены многослойные структуры с квантовыми ямами и квантовыми точками на основе $Cd_xZn_{1-x}Te/ZnTe$ системы, выращенные методом МПЭ на подложках GaAs. Измерения спектров фотолюминесценции, PL, и отражения (R(λ)), проводились при 4.2 и 80 К на спектральном приборе с разрешением ≤0.5 мэВ. Спектры PL возбуждались излучением лазера модели LGN-503 с λ_1=0.5145 и λ_2=0.4880 мкм. На Рис.1 приведены спектры ФЛ,, исходного буферного ZnTe слоя без квантово-размерных слоев до (кривая 1) и после облучения электронами (кривая 2). Как видно из рисунка, на кривой отражения, R(λ), наблюдаются особенности, связанные с экситонными резонансами тяжёлых (I_{FX}^{hh}, отмечено стрелкой) и лёгких (I_{FX}^{hh} , отмечено стрелкой) дырок. По расщеплению этих резонансов была вычислена величина остаточных упругих деформаций, которая для данного образца составили величину $\varepsilon \approx 3.3\cdot10^{-4}$, 77 К (деформации растяжения). Спектры ФЛ структур с отдельными $Cd_{1-x}Zn_xTe$ КЯ были ~в 100 раз интенсивнее, чем интенсивность спектра ФЛ от барьерного слоя, и они характеризовались максимумом, у которого полуширина FWHM ~9-16 МэВ при 4.2 К. Интенсивное излучение от КЯ и малая полуширина соответствующих линий свидетельствуют о высоком качестве полученных структур. Это также подтверждается данными, полученными по дифракции рентгеновских лучей.



Изменение величины упругих деформаций, вычисленное по спектрам низкотемпературной PL того же образца, исходного и облученного электронами, по смещению положения полосы, связанного на тяжёлой дырке (I_{FX}^{hh}) экситона ($h\nu_0$=2.3804 эВ, 4.2 К)

Выяснено, что общий вид спектров ФЛ в экситонной области для буферных слоев ZnTe различной толщины является практически одинаковым. После облучения происходило незначительное смещение особенностей экситонного резонанса в сторону меньших длин волн по отношению к исходному образцу. Величина деформаций для облучёного образца составила величину $\varepsilon\approx3.17\cdot10^{-4}$, т.е произошла релаксация упругих деформации на величину $(\varepsilon_{0,\phi}-\varepsilon_\phi)/\varepsilon_0\cdot100\%\approx4\%$ где $\varepsilon_{0,\phi}$- деформации в исходном (облучённом) образце, соответственно.

Литература

1. Venger E.F., Sadof'ev Yu.G., Semenova G.N. et. al.// SPIE Proccedings. 2008. V.3890. P.170-176; P.537-541.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛИ И МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ЦИНКА

У.Б.Шаропов, Б.Г.Атабаев, М.К.Курбанов, Р.Джаббарганов

Институт Ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз.
Ташкент, ул.Дурмон йули, 33, (99871)2625390, E-mail: utkirstar@gmail.com

Оксид цинка ZnO относится к группе бинарных полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$. Как и прочие соединения этой группы, ZnO является прямозонным полупроводником с большой шириной

запрещенной зоны, равной 3,3 - 3,4 эВ при комнатной температуре. Для ZnO характерна гексагональная кристаллическая решетка с параметрами a_0 = 0,325 нм и c_0 = 0,521 нм [1]. По своим свойствам ZnO близок к GaN, но имеет более высокое значение энергии связи экситонов (60 мэВ против 25 мэВ) [2], обладает пьезоэлектрическими свойствами, и, в отличие от последнего, может быть получен в виде монокристаллических подложек [1]. Оксид цинка признан перспективным материалом для создания высокоэффективных светоизлучающих приборов, работающих в голубом и ультрафиолетовом диапазоне спектра электромагнитного излучения, солнечных элементов, проводящих прозрачных электродов, тонкопленочных транзисторов, сенсорных устройств и мощных электронных схем [1, 3-5].

На мировом рынке доступны коммерческие подложки из ZnO, но они имеют сравнительно высокую стоимость и небольшой диаметр, обычно не превышающий 2,5 см [6].

Опираясь на приведенные в литературе результаты исследований [1, 2, 5, 7, 8], мы рассматриваем сплошные пленки ZnO как материал для изготовления элементов прозрачной электроники: тонкопленочных транзисторов и прозрачных электродов. Которые могут быть сформированы не только на поверхности твердых подложек, таких как покрытое ITO и FTO стекло, но и на подложках из гибкого пластика. Пленки кристаллического ZnO рассматриваются как основа для оптоэлектронных приборов - детекторов, светодиодов и лазеров - работающих в голубой и ультрафиолетовой области спектра, а также в приборах на поверхностных акустических волнах. Получаемые методом анодирования пористые пленки ZnO, будут использованы в качестве чувствительных газовых сенсоров. Наноструктурные объекты из ZnO помимо высокой интенсивности люминесценции также демонстрируют пьезоэлектрические свойства, что позволяет рассчитывать на их использование для создания миниатюрных генераторов энергии, работающих за счет механических колебаний. Нанокристаллы ZnO, сформированные в матрице таких пористых материалов, как пористый анодный оксид алюминия или пористый кремний, исследуются как перспективный материал для создания высокоэффективных излучающих приборов. Таким образом, исследование поверхностных дефектов и примесей в кристаллах ZnO является актуальным направлением физики поверхности широкозонных полупроводников.

Литература

1. D. P. Norton, Y. W. Heo, M. P. Ivill, K. Ip, S. J. Pearton, M. F. Chisholm, T. Steiner. Materials Today. 7, 34 (2004).
2. U. Ozgur, Y.I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M.A. Reshchikov, S. Dogan, V. Avrutin, S.-J. Cho, H. Morko9. J. Appl. Phys. 98, 041301 (2005).
3. Z.L. Wang. Materials Today. 7, 26 (2004).
4. D. Lincot. Thin Solid Films. 487, 40 (2005).
5. H. Ohta, H. Hosono. Materials Today. 7, 42 (2004).
6. L.N. Dem'yanets, V.I. Lyutin. J. Cryst. Growth. 310, 993 (2008).
7. P.K. Basu, P. Bhattacharyya, N. Saha, H. Saha, S. Basu. Sens. Actuators, B. 133, 357 (2008).
8. Z.L. Wang. Adv. Funct. Mater. 18, 1 (2008).

ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В ГАММА ОБЛУЧЕННЫХ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ZNSE/ZNO:O И НАНОГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ ZNSE/ZNO:O,ZN

Д.Б.Эльмуротова, Э.М.Ибрагимова, В.Н.Сандалов

Институт ядерной физики АН РУз

100214, Ташкент, Узбекистан.+99890-9013107, e-mail: ibragimova@inp.uz, dilnoza@inp.uz

В нестехиометричных кристаллах n-ZnSe, содержащих Zn_i или V_{Zn} центры, энергия активации (E_a) поляризации изменяется от 0.13 до 0.40 эВ в интервале частот 10-10^5 Гц, что обусловлено прыжками носителей заряда между локализованными состояниями [1]. Кристаллы n-ZnSe с большими атомным номером $Z_{эфф}$=32 и шириной запрещенной зоны E_g= 2.7 эВ широко применяются в рентгеновских детекторах, так как не требуют охлаждения [2]. Получение гомо- и гетеро p-n-переходов затруднено из-за униполярного типа проводимости, в p-ZnO/n-ZnSe ток ограничен рекомбинационными процессами в области пространственного заряда с потенциальным барьером 3 эВ и высокой концентрацией (10^{14} $см^{-2}$) дефектов на интерфейсе [3]. Нами ранее были получены низкоомные наногетеропереходы (НГП) p-ZnO/n-ZnSe:Zn_i с эффективной электролюминесценцией при запирающем барьере до 10 В при комнатной температуре и выше [4].

Целью настоящей работы было выяснение механизма транспорта носителей в гамма облученных наногетероструктурах (НГС) ZnSe/ZnO:O и НГП ZnSe/ZnO:O,Zn. Кристаллы ZnSe

выращены в НИИ Монокристалл, Харьков, термически обработаны в О среде для образования НГС ZnSe/ZnO:O, содержат нанокристаллиты (НК) ZnO размерами ~27 нм на поверхности ZnSe. Проведена обработка в парах Zn для увеличения проводимости за счет подвижных Zn_i центров с формированием нестехиометричного *p-n* НГП ZnSe/ZnO:O,Zn с электролюминесценцией (ЭЛ) при напряжении 8 В [4]. Облучения на воздухе гамма квантами ^{60}Co с энергией ~ 1.25 МэВ и мощностью 10 Гр/с до дозы 10^6 Гр проводили для воздействия на электронную структуру. Измерения объемного удельного сопротивления *ρ(T)* проводили при постоянном напряжении 25 В в интервале температур 80-390 К. Гистерезис ВАХ измеряли при 300 К в пределах ±300 В. Концентрации локализованных носителей определяли по спектрам оптической плотности от 190 до 1100 нм при 300 К, полученным на спектрофотометре СФ-56А (ЛОМО). Из рис. (а) видно, что в необлученном НГС ZnSe/ZnO:O в интервале 80-280 К наблюдается электронная проводимость с E_a=0.008 эВ, а при 300-380 К преобладает проводимость анионов с E_a=0.953 эВ. После облучения *ρ* выросло на порядок и

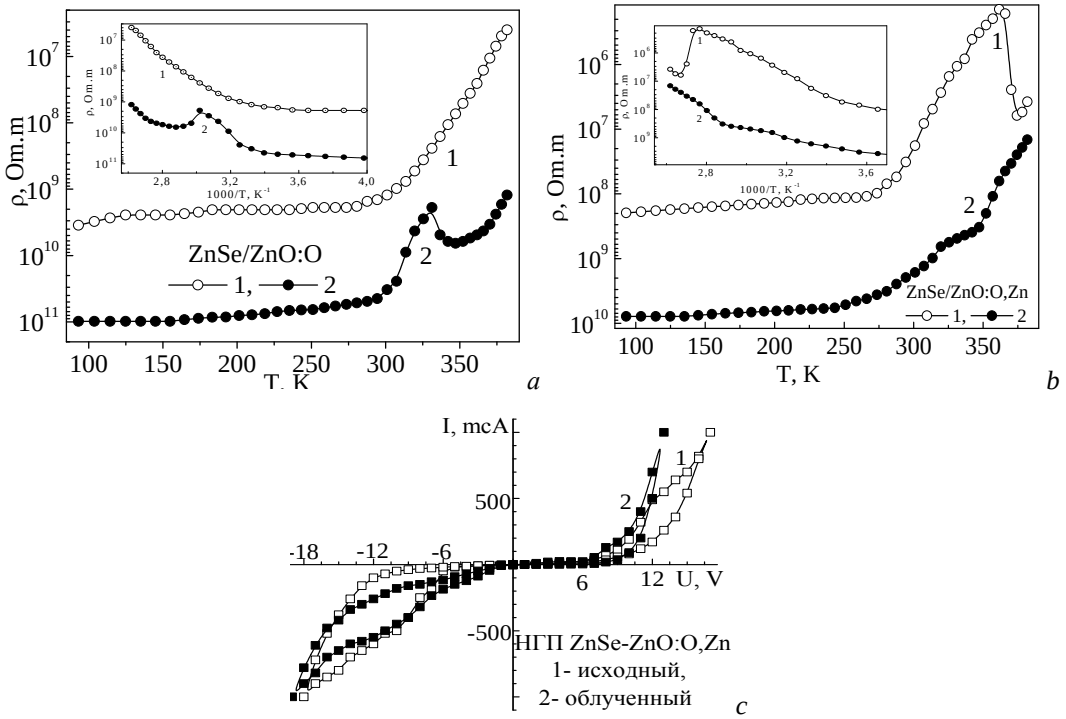


Рис. 1 –Зависимость ρ(T) НГС ZnSe/ZnO:O (a) и НГП ZnSe/ZnO:O,Zn (b); гистерезис ВАХ при 300 К (c), снятые до (1) и после (2) гамма-облучения 10^6 Гр.

E_a=0.019 эВ в области 160-290 К. Также появился пик $T_{мак}$=330 К, связанный с термостимулированной проводимостью n-типа с E_a=0.83 эВ. На рис. (б) видно, что в *ρ(T)* НГП ZnSe/ZnO:O,Zn уже до облучения (1) появился пик T_{max}=363 К с E_a=0.517 эВ (ДА-пара O^{2-} и Zn^+). После облучения *ρ* выросло на порядок и пик ослабился. При этом выросли интенсивность рекомбинационной ЭЛ и содержание НК ZnO до 2.2% [4]. В отличие от НГС, в НГП ZnSe/ZnO:O,Zn обнаружен гистерезис при циклических измерениях темновых ВАХ - рис. (с), что свидетельствует о запасании заряда на интерфейсе p-ZnSe/n-ZnO. Расчетные значения площади петли гистерезиса в обратной полярности $S_{об}$=4041 Вт и прямой полярности $S_{пр}$=1446 Вт, а после гамма облучения составляет $S_{об}$=2911 Вт и $S_{пр}$=1025 Вт. Отсюда оценивали пиковые мощности $P_{об}$=507.6 Вт, $P_{пр}$=310 Вт и сопоставляли с величинами ЭЛ 11 и 36 о.е., соответственно. После облучения значительно выросла полярность $P_{об}$=310.3 Вт и $P_{пр}$=971.5 Вт и интенсивности ЭЛ 91 и 55 о.е., соответственно [4]. По спектрам оптической плотности НГС ZnSe/ZnO:O определена концентрация электронов $N_e=1.26\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, локализованных на краю зоны проводимости с E_g=2.58 эВ. Облучение привело к образованию резонансных уровней Γ_{6v}, $L_{1.3v}$, Zn_i, O_{Se}, X, а также росту N_e до $6.07\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, что возможно стало причиной появления пика проводимости n-типа 330 К в результате делокализации электронов. В НГП ZnSe/ZnO:O,Zn тоже образовались уровни Γ_{6v} и $L_{1,3v}$ при этом $N_e=4.83\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, что обусловило пиковую проводимость p-типа при 363 К. Облучение привело к снижению N_e до $4.1\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ и ослаблению пика проводимости.

Таким образом, наилучшие ЭЛ характеристики (максимальная интенсивность и полярность) имеют гамма-облученные кристаллы p-ZnSe/n-ZnO:O,Zn с содержанием НК ZnO ~2%.

Работа поддерживается грантом ККРНТ РУз Ф2-ФА-Ф120.

Литература

1. О.Н. Чугай, А.С. Герасименко и др. ФТТ. 2010. Т.52, №12. С. 2307-2311.
2. В.Я. Дегода, Г.П. Подуст. ФТП. 2014. Т.48, №3. С. 289-296
3. V.P. Makhniy, S.V. Khusnutdinov, V.V. Gorley. Acta phys. Polon. A. 2009. V.116. P. 859-861.
4. Д.Б. Эльмуротова, Э. М. Ибрагимова и др. ФТТ. 2009. Т.51, №3, С. 429-436.

О НЕОБХОДИМОСТИ КОМПЛЕКСНОГО ПОДХОДА К РЕШЕНИЮ ПРОБЛЕМЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Э.Н. Шерматов

Самаркандский государственный университет
г.Самарканд +99893 334-05-38, E-mail: erk-shermatov@yandex.ru website: www.shermatov.uz

С учетом взаимодействия поле-вещество обсужден механизм образования энергии поверхности в конденсированных средах и его роль в формирования различных свойств веществ. Рассмотрен процесс формирования осциллирующей волновой функции отклика (ВФО) частиц и низкочастотной энергетической щели материалов. Предложен солитонный механизм сверхпроводимости.

Согласно современным представлениям все частицы и тела формируются в результаты вихревых процессов и сгущения физического вакуума. Причем плотность энергии физического вакуума намного превышает плотность энергии атомного ядра [1]. Отсюда следует, что все вещества энергетически погружены в эту среду и структурно-динамические процессы в конденсированных не могут быть обсуждены без учета взаимодействия поле-вещества.

При увеличении взаимодействия между частицами происходит индуцирование более высоких частот биения колебания на частицах и этот процесс сопровождается увеличением частоты осцилляции ВФО частиц. При достижении определенных значений происходит самовоздействие частиц на себя, т.е. пространственное ограничение длины волны биения колебания и формирования энергии поверхности ВФО частиц, энергетическую структуру которого можно представить в виде вихря замкнутой в когерентной оболочке ВФО частицы. Формирование энергии поверхности ВФО частиц сопровождается образованием энергии поверхности в системе частиц, и ее переходом в конденсированное состояния.

Необходимость комплексного подхода к решению проблемы сверхпроводимости становится все более отчетливой. В атомно-молекулярных системах в результате взаимодействия между внешними электронами молекул образуется обобществленние электронов. Взаимодействие между ними формирует осциллирующие ВФО электроны.

Осциллирующий характер ВФО приводит к осцилляции центра тяжести молекул, а фазовая корреляция между колебаниями центра тяжести молекул формирует акустическое поле среды и происходит образование осциллирующего двухямного адиабатического потенциала. Распространение акустических волн сопровождается осцилляцией центра тяжести молекул между двумя энергетическим состояниями. В поляризованном спектре рассеяния света они проявляются в виде смещенных компонентов относительно частоты возбуждающего излучения и их называют компонентами Мандельштам-Брилюэновского рассеяния (МБР), а величина частоты смещения зависит от скорости распространения акустических волн в среде.

С увеличением частоты биения колебания возникает эффект самовоздействия частицы на себя. В результате чего происходит стягивание длинноволновых гармоник биения колебания и ограничения пространственной протяженности ВФО частиц. Происходит расположение некоторой части длинноволновых гармоник на поверхности ВФО частиц. В результате их взаимодействия с высокочастотными гармониками формируется энергия поверхности ВФО частиц. Фазовая корреляция между ВФО частиц с энергией поверхности приводит к образованию энергии поверхности системы частиц, как целого. Этот процесс можно рассматривать, как процесс формирования жидкого состояния вещества. Формирование энергии поверхности ВФО частиц приводит к появлению низкочастотного максимума в энергетической структуре ВФО частиц.

При приближении к точке фазового перехода из нормального в сверхпроводящее состояние происходит увеличение энергии взаимодействия между атомами и частоты колебаний между атомами. Этот процесс сопровождается увеличением взаимодействия между обобществленными

электронами и приводит к рассасыванию броуновских электронов. Рассасывание броуновских электронов создает условие для реализации более упорядоченного состояния в атомно-молекулрной матрице. В результате чего происходит увеличение частоты колебания ВФО атомов. Это приводит к скачкообразному увеличению теплоемкости и теплопроводности при приближении к T_c.

Броуновские электроны относительно слабо взаимодействуют с остальными обобществленными электронами, поэтому их частоты колебаний относительно меньше, чем остальных обобществленных электронов. Поэтому их энергетическая структура располагается в низкочастотной области спектра. В результаты чего как бы размазывается низкочастотная энергетическая щель. Рассасывание броуновских электронов приводит к просветлению вибрирующей низкочастотной области спектра, и более четкому проявлению низкочастотной энергетической щели.

Литература

1. Чернин А. Д. Космический вакуум. //УФН, 2001,171,.1153-1175, http://www.astronet.ru:8100/db/msg/1174484/node12.html
2. Шерматов Э.Н. Сверхпроводимость и память человека. - СПб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2006. -172 с.

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ГРАФЕНА В РЕЗУЛЬТАТЕ ОСАЖДЕНИЯ НА НЕГО АТОМОВ УГЛЕРОДА

И.Д.Ядгаров, В.Г.Стельмах, А.А.Джурахалов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз

ул. Дўрмон йўли, 33, г. Ташкент, 100125, Узбекистан тел: (99871) 262-79-40, факс: (99871) 262-87-67, эл. почта: graphenew@gmail.com

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 дампирования (введения сил взаимодействия при T=0 K) и процесс термализации дампированной структуры, в результате чего модель графена «разогрели» до 300 K. Для описания межатомного взаимодействия использовался потенциал Бреннера второго поколения (REBO), который хорошо описывает углеродные структуры [1]. После того как была получена компьютерная модель графена, разогретого до 300 K, изучались процессы осаждения атомов углерода с кинетической энергией 10 эВ на разные позиции этого графена с использованием молекулярной динамики. Были выбраны следующие позиции осаждения: 1) над одним из атомов графена, 2) над точной серединой между двумя ближайшими атомами графена и 3) над геометрической серединой гексагоналя.

В результате осаждения атома углерода на графен возможно образование разных структурных изменений в этом графене. Осаждаемый атом углерода может расположиться либо приблизительно вертикально над одним из атомов графена, чуть приподняв его (см. рис.1), либо приблизительно в середине гексагоналя (см. рис.2), либо приблизительно в середине между двумя ближайшими атомами графена (см. рис.3).

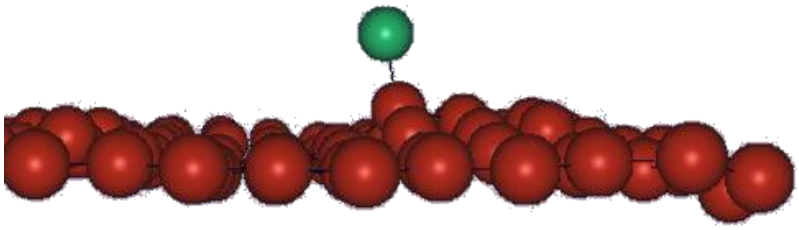


Рис. 1. Осаждаемый атом углерода приподнимает атом графена и располагается вертикально над этим приподнятым атомом.

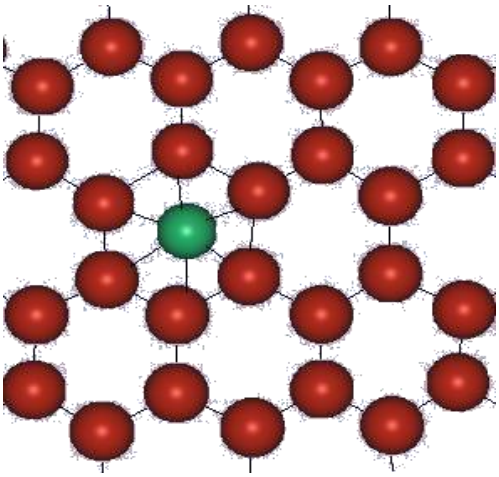


Рис.2. Осаждаемый атом углерода располагается в середине гексагоналя.

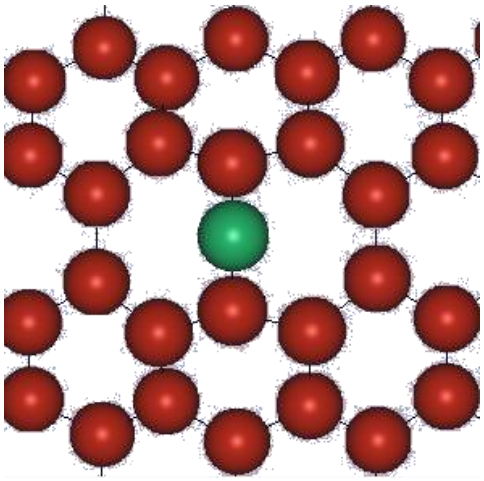


Рис.3. Осаждаемый атом углерода располагается в середине между двумя ближайшими атомами графена.

Осаждаемые атомы углерода помимо изменения взаимного расположения близко находящихся от них атомов графена, меняют также энергии когезии атомов с которыми взаимодействуют.

Литература

1. Brenner D.W., Shenderova O.A., Harrison J.A., Stuart S.J., Ni B., Sinnot S.B.\\ J. Phys: Condens. Matter. 2002, 14, C. 783-802.

ЮҚОРИ ТЕМПЕРАТУРАЛИ ЛАЗЕР ПЛАЗМАСИДАГИ МЕТАЛЛ ИОНЛАРИНИНГ ИЧКИ ЭЛЕКТРОН ҚОБИҚЛАРИНИ ЎРГАНИШ

Ш.А.Эрматов, Н.Маткаримова, Х.М.Мадаминов

Андижон давлат университети

Ўзбекистон, Андижан ш., 711031, Университет кўчаси, №129 уй, khurmad@mail.ru.

Юқори температура шароитидаги моддаларнинг спектроскопик характеристикаларини ўрганиш икки жиҳатдан қизиқиш пайдо қилади. Биринчидан, юқори температурали плазмани ўрганиш - кўп марта ионлашган атомларнинг спектрал чизиқлари интенсивликлари бўйича ташхисловчи ягона методи ҳисобланса, иккинчидан атомларнинг ички электрон тузилишини билмасдан, янги, истиқболли рентген лазерларини яратиш бўйича тадқиқотларни амалга ошириб бўлмайди. Мазкур тажрибаларда атомларнинг аниқланувчи спектроскопик доимийлари, фан ва техниканинг турли йўналишларида, жумладан, фундаментал физиканинг муҳим йўналишларида кенг қўлланилади [1].

Шундан келиб чиққан ҳолда, қувватли лазерларни ишлатилишининг янги бир йўналиши пайдо бўлди, яъни бу лазерлар ёрдамида оғир элементларнинг ички электрон конфигурациясини, энергетик сатҳларини ва улардаги электронларнинг яшаш вақтларини ўрганиш бошланди[2].

Бу янги йўналишга асосан иккита вазифа қўйилади:

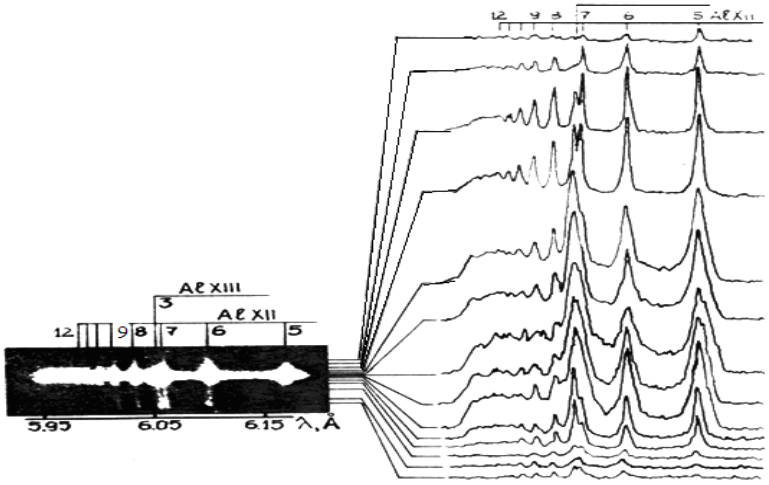
Биринчиси, кўп марта ионлашган атомларнинг ички энергетик сатҳлари нурланишлари тўлқин узунлигини юқори аниқликда ўлчаш, идентификациялаш;

Иккинчиси, ушбу сатҳларда электронларнинг яшаш давомийлигини ўрганиш.

Ушбу маърузаданеодимли импульсли лазер ёрдамида алюминий (*Al*) элементининг тўлиқ ионлашган атомларининг спектри ўрганилди. Al_{XIII} ионларининг спектри чегаралари λ=5.9÷6.2*Å*га, яъни, рентген диапазонига мос келганлиги учун, уларнинг спектрини ўрганишда кристалл панжарали Иоганн спектрографидан фойдаланилди.

Тажрибаларни олиб бориш учун мўлжалланган қурилма – узатувчи генератор ҳамда лазер импульсларини ва қувватли, қисқа ёруғлик импульсларини кучайтирувчи генераторлардан иборат давомийлиги 1 нс га тенг импульслар шакллантирувчи схемадан тузилган. Узатувчи генератор узунлиги 1 м, қайтариш коэффициенти 99.8 % га тенг бўлган ясси кўзгудан ҳосил қилинган Фабри-Перо резонаторидан ва ясси-параллел пластинкадан иборат. Кўнгдаланг модларни селекциялаш учун резонаторда чиқиш кўзгусидан 5 см масофада, диаметри 2 мм ли диафрагма ўрнатилди. Узатувчи генетраторда, диаметри 10 мм ва фаол узунлиги 240 мм ли, ўз-ўзидан уйғонишни бартараф қилиш

мақсадида асослари ўқига нисбатан 85º бурчак остидакесилганГЛС-1 маркали неодим шишадан ясалган стержендан фойдаланилди. Стерженни дамлаш 4 та импульсли, ИФН-5000 маркали ксенон лампалари орқали амалга оширилди.Узатувчи генератордаги асллиликни модуляциялаш мақсадида Керр ячейкасидан фойдаланилди. Бу эса генератор чиқишидаги битта кўнгдаланг модга мос келувчи энергияни 0.3-0.5 Ж, импульс давомийлигини 30 нс ва тарқоқлигини $5\cdot10^{-4}$ рад бўлишини таъминлай олди.



1-расм.

Ҳосил бўлган плазма температурасини баҳолаш учун қалинлиги 0.06 *мм* ли алюминий фольга билан тўсилган Обскур камераси ишлатилди.

Алюминий спектрини ўрганиш шуни кўрсатадики (1-расм), лазер ёрдамида ўн уч марта ионлашган Al_{XII}ва Al_{XIII}ионлари нурланишларини кузатишимиз мумкин экан. Олинган натижалар алюминий ички электрон сатхлари нурланишларининг тўлқин узунликларини ўлчаш, плазма температурасини баҳолаш (денситограммалар ёрдамида) имконини берди.

Адабиётлар

1. Х.М. Мадаминов, С.З. Зайнабидинов,Н. Маткаримова, Ш.А. Эрматов, Ж. Қаҳҳоров. Қаттиқ жисм атомларининг ички электрон тузилишини лазерлар ёрдамида ўрганиш. “Конденсатланган муҳитлар физикаси ва материалшуносликнинг долзарб масалалари” Республика илмий-техникавий анжумани материаллари, Фарғона, 2014-йил, 14-15 май, 38-39 бетлар.
2. .R. Hutton, D. Schneider, and M. H. Prior. Isoelectronic study of double-electron capture in slow ion-atom collisions. Phys.Rev. A. 44, 243 (1991).

3-Х ФАЗНЫЙ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ

С.А. Анарбаев[2], С. Дадамухамедов[1], С.В.Лю[2], А.У. Максудов[1], М.У.Муминов[2], С.А.Раджапов[1].

[1]*Физико-технический институт НПО “Физика-Солнце” АН РУз*
Ташкент, Узбекистан. ул. «Бодомзор йули 2Б»

[2]*Алмалыкский горно-металлургический фак-т.НГГИ,*
г. Алмалык, ул. Амира Темура 56. E-mail: detector@uzsci.net, (+99890) 326 82 45

Для надежной эксплуатации приборов в зонах, где электроэнергия из за превышения допустимой потребляемой мощности часто отключаются, целесообразно иметь автономный источник питания необходимой мощности. Наиболее приемлемым вариантом являются преобразователи постоянного тока в переменный, с параметрами, необходимой мощностью, частотой и напряжением, соответствующими эксплуатируемой аппаратуре, кроме того необходимо иметь аккумуляторы достаточной емкости для обеспечения бесперебойной работы в заданном интервале времени. С целью защиты окружающей среды и экономии природных ресурсов, желательно использование возобновляемых источников энергии. Особенно это актуально для пустынных регионов и сельской местности, где часто резервные источники электроэнергии на основе солнечной и ветровой энергии являются единственно доступными. Узбекистан имеет достаточно много солнечных дней, что

позволяет ориентироваться именно на Солнце, как первичный энергетический источник. За последние годы получают развитие фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии на основе кремниевых элементов с аккумуляторами электроэнергии с последующим преобразованием в переменное напряжение.

Промышленностью, выпускается низкочастотные преобразователи напряжения, работающие на частоте 50 Гц. Но такие преобразователи относительно дороги и насыщены автоматикой, кроме того они имеют низкий КПД. Выпускаются современные электронные импульсные преобразователи на мощных полевых транзисторах. Такие преобразователи рода изготавливаются в основном по бестрансформаторной схеме. Работают они в высокочастотном режиме, преобразуя ток в частоту или в амплитуду, получаются переменные несинусоидальные напряжения.

Переменное несинусоидальное напряжение с частотой от нескольких сотен до тысяч Герц с большими амплитудами поступает на транзисторы, они в такте переключаются из состояния «заперт» в состояние «отперт» и обратно. Такие преобразователи бесперебойного питания разработаны с учетом предотвращения необратимых процессов с защитой аккумуляторов котроллерами заряда-разряда и перепада напряжения. Они очень компактны и удобны в эксплуатации. Эти преобразующие устройства наряду с достоинствами имеют ряд недостатков. Вследствие не синусоидальности напряжений и токов в цепях преобразователей они создают индустриальные помехи в широком спектре частот. Кроме того, они чувствительны к кратковременным перегрузкам, возникающими при включении потребителей с реактивным сопротивлением - холодильника, кондиционера, насосов или более мощного оборудования. При подключении такого типа нагрузки идет срыв генерации, и преобразователь перестает работать.

Для устранения этих недостатков был разработан очень простой электромеханический 3-х фазный преобразователь переменного напряжения высокой мощности (рис.1).

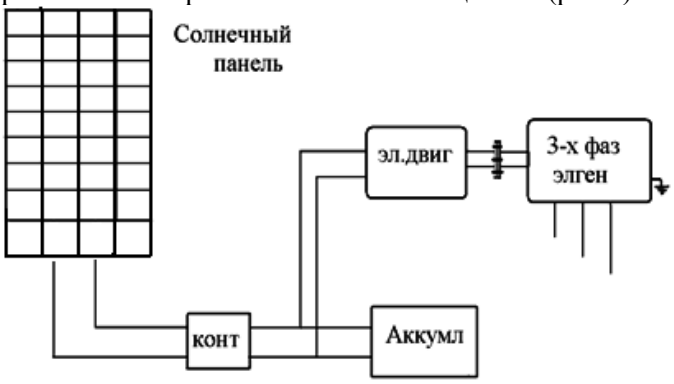


Рис.1. Блок схема электромеханического преобразователя.

Выход солнечной панели соединен с аккумулятором через контроллер и асинхронным электродвигателем, его ось при помощи муфты соединена с осью 3-х фазного электрогенератора. Выход генератора непосредственно подключается к потребителю. Стабильность выходного переменного напряжения добиваются подачей в ведущую электродвигатель постоянного тока. Это способствует для аккумуляторов оптимальную работу. Для снижения проникновения помех в осветительную сеть и наоборот, на выходе преобразователя включен помехозащищающий фильтр. Общий вид 3-х фазного устройства приведен на рис.2.

Рис.2. Вид электродвигателя и генератора (P=5000Вт, U=380В)

Такой преобразователь изготовлен и испытан соответствующим в условиях режимам реальной эксплуатации мощностью от 3 кВт и выше.

Разработанный 3-х фазный электромеханический преобразователь напряжения найдет широкое применение в условиях, где требуются высокие мощности, а также для фермерских хозяйств и частных малых линий производства. Создана автономная мини электростанция, питания её производится от аккумуляторных батарей, заряжающихся солнечными фотопреобразовательными панелями.

ОКСИДНЫЕ ЭЛЕКТРОНОПРОВОДЯЩИЕ СТЕКЛА – ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ И ПРИМЕНЕНИЯ

Г.Абдурахманов, Г.С.Вахидова, С.А.Маматкулова

Институт энергетики и автоматики АН РУз
100125, Дурмон йули, 29, г.Ташкент, E-mail: gulmirzo@mail.ru

Анализируются механизмы электропроводности и генерации термо ЭДС электронопроводящих оксидных (конкретно, силикатных) стекол, получаемых легированием оксидами переходных металлов. Показывается роль в этих свойствах нанокристаллов, образующихся в стеклах естественным образом, и примесной зоны, возникающей при легировании: нанокристаллы создают потенциальные ямы, в которых локализуются носители заряда, а положение примесной зоны меняется с температурой вследствие электрон-фононной связи. При достаточно высоких уровнях легирования или в стеклах определенных составов щель между валентной зоной стекла и примесной зоной может быть мала (меньше 30-50 мэВ), и электрон-фононная связь может привести к их слиянию при температурах вблизи комнатной. Тогда возникает металлическое состояние – частично заполненная валентная зона и постоянная концентрация носителей заряда. Кроме того, нанокристаллы при высоких температурах претерпевают структурные переходы, несмотря на их малые (1-2 нм) размеры. Сочетание этих процессов с рассеянием носителей (на фононах, ионах, друг на друге и на нейтральных дефектах) приводит к интересной температурной зависимости электропровод-ности, на которой наблюдаются отклонение от активационного закона и закона Мотта (при температурах ниже 50-100 К), максимум при средних температурах (77-500 К), и резкий минимум при T > 700-800 К. Соответствующие изменения наблюдаются также на температурной зависимости коэффициента термоэдс. Совокупность этих свойств позволяет говорить о легированном силикатном стекле как об уникальном материале, в котором наблюдаются два перехода металл-изолятор.

Оксидные электронопроводящие стекла с высокой проводимостью широко применяются в качестве толстопленочных резисторов, электрических нагревателей, датчиков физических (температура, давление, механические напряжения) и химических (различные химические соединения) воздействий. При этом мощность электрических нагревателей может быть от единиц Ватт до десятков кВт, рабочие температуры до 700 К.

Исследования процессов генерации термоэдс в оксидных электронопроводящих стеклах с высокой проводимостью, легированных оксидами переходных металлов, показали, что в них коэффициент термоэдс $S \geq 1$ мэВ/К при электропроводности $\sigma \geq 40$-400 См/м и теплопроводности $\kappa \leq$ 0,5-1 Вт/(м К). Поэтому они могут быть эффективными и дешевыми термоэлектрическими материалами, производимыми из доступного и безопасного сырья. При этом важно, что электропроводность, теплопроводность и термоэлектрические свойства этих стекол можно оптимизировать в широком температурном интервале изменением состава стекла и условий легирования, исходя из конкретных условий использования термоэлектрических генераторов. Именно дешевизна, доступность и безопасность используемых материалов (сырья) являются основными факторами, определяющими возможность широкого применения термоэлектрических генераторов для утилизации энергетических отходов, для получения электроэнергии от возобновляемых источников, а также в быту.

Литература

1. Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano. Ed. D. M. Rowe. Taylor and Francis Group, Boca Raton, 2006. - 954 pp.
2. Dario Narducci/Do we really need high thermoelectric figure of merit? A critical appraisal to the power conversion efficiency of thermoelectric materials// Appl. Phys. Lett. **99**, 102104 (2011) (4 pages).
3. Поздняков Б. С., Коптелов Е. А. Термоэлектрическая энергетика. М., Атомиздат, 1974, 264 с.

4. D. Kraemer, B. Poudel, H.-P. Feng, J. C. Caylor, Bo Yu, Xiao Yan, Yi Ma, X. Wang, D. Wang, A. Muto, K. McEnaney, M. Chiesa, Z. Ren and G. Chen/High-performance flat-panel solar thermo-electric generators with high thermal concentration// Nature Materials **10** (7), 2011, 532-538.
5. T. Caillat, J.-P. Fleunal and A. Borshchevsky/Development of high efficiency thermoelectric generators using advanced thermoelectric materials// The 15th Symposium on Space Nuclear Power and Propulsion, Proceedings, AIP Proceedings No. 420, Albuquerque, New Mexico, USA, (1998), 1647-1651. DOI: 10.1063/1.54794.
6. G. Abdurakhmanov / On the conduction mechanism of silicate glass doped by oxide compounds of ruthenium (thick film resistors). 1. Diffusion and percolation levels//World J. Condensed Matter Physics **1** (2) 2011, 19-23.
7. G. Abdurakhmanov /On the Conduction Mechanism of Silicate Glass Doped by Oxide Compounds of Ruthenium (Thick Film Resistors). 2. Nanocrystals in the Glass and Charge Carrier's Localization//American Journal of Materials Science. 1(1) 2011, 12-17.
8. G. Abdurakhmanov /On the Conduction Mechanism of Silicate Glass Doped by Oxide Compounds of Ruthenium (Thick Film Resistors). 3. The minimum of temperature dependence of resistivity// World J. Cond. Matter Phys. **4** (3) 2014, 166-178.

ТОЛСТОПЛЕНОЧНЫЕ РЕЗИСТИВНЫЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ ИЗ ЛЕГИРОВАННОГО СТЕКЛА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ И ХИМИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Г.Абдурахманов, Г.С.Вахидова, С.А.Маматкулова

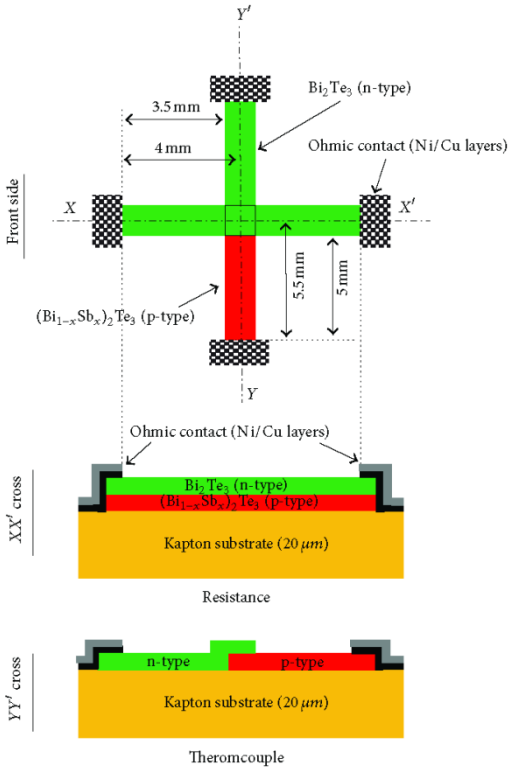
Институт энергетики и автоматики АН РУз.

100125, Дурмонйули, 29, Ташкент, E-mail: gulmirzo@mail.ru

Для контроля различных технологических процессов, степени вредного воздействия человеческой деятельности на окружающую среду и обеспечения безопасности людей используются датчики физических и химических факторов, основанные на разных принципах [1]-[6]. Большинство таких датчиков представляют собой надлежащим образом оформленные резисторы или термопары, выходным сигналом которых соответственно является изменение сопротивления или термоэдс. В наиболее стабильных и долговечных датчиках, например, температуры, используется платиновая проволока малого диаметра (термометры ТСП) или сплав платины с родием (ТПП, ТПР). Подобные датчики дорогие и покупаются по импорту.

Во многих случаях импортные датчики могут быть заменены на отечественные, изготавливаемые по новейшим технологиям и относительно дешевые. В настоящем докладе рассмотрены принципы работы и примеры конструктивного оформления датчиков различных физических (температуры, давления, ускорения, влажности, скорости потока жидкости) и химических (газы и жидкости) воздействий, изготавливаемых по толстопленочной технологии (трафаретная печать) из легированного силикатного стекла с высокой электронной проводимостью или высоким коэффициентом термоэдс. Последнее обстоятельство представляется перспективным для многих датчиков, так как повышает их чувствительность к измеряемому параметру и упрощает последующую аппаратуру.

Как показали исследования, толстопленочные датчики из легированного силикатного стекла зачастую не уступают существующим стандартным датчикам, а в некоторых случаях даже превосходят их по диапазону измерений и точности. Другим достоинством толстопленочных датчиков является возможность сочетания чисто резистивных функциональных элементов с термоэлектрическими (например, в датчиках влажности или скорости потока газов, жидкости) в едином технологическом процессе, что повышает точность и воспроизводимость их параметров, существенно снижает цену.



На рисунке в качестве примера приведена конструкция микродатчика газа или давления, основанного на термоэдс и изготовленного из пленок сплавов n-Bi_2Te_3 и p-$(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_3$ при x = 0.77 [2]. Для изготовления такого датчика требуются всего четыре основные технологические операции нанесения и спекания – электродов, резистивного элемента, n-области и p-области. Такие датчики хорошо сочетаются с микропроцессорными системами сбора и обработки информации.

Литература

1. J.Fraden /Handbookofmodernsensors: physics, designs, andapplications.–3rded. Springer-Verlag, NewYork, 2004. – 608 pp.
2. A.Boulouz,A.Giani, B.Sorli,L.Koutti, A.Massaq,and F.Pascal-Delannoy / Fabrication of Thermoelectric Sensor and Cooling Devices Based on Elaborated Bismuth-Telluride Alloy Thin Films// Journal of Materials **2014** (3), Article ID 430410, 8 pages. http://dx.doi.org/10.1155/2014/430410.
3. D. R.Patil, L. A. Patil and D. P.Amalnerkar / Ethanol gas sensing properties of Al2O3-doped ZnO thick film resistors// Bull. Mater. Sci., **30** (6), 2007, pp. 553–559.
4. M. S. Wagh, G. H. Jain, D. R. Patil, S. A. Patil and L. A. Patil/Modified Zinc Oxide Thick Film Resistors as NH3 Gas Sensor//Sensors and Actuators B, **115,** 2006, 128-133. doi:10.1016/j.snb.2005.08.030
5. D.R. Patil, L.A. Patil/Cr2O3-modified ZnO thick film resistors as LPG sensors//Talanta **77** (4), 2009, 1409-1414.
6. M. Hrovat, D.Belavi, Z. Samardija, J. Holc/A characterisation of thick film resistors for strain gauge applications// J. of Materials Science **36(**11), 2001, 2679-2689.
7. Abdurakhmanov G./ On the conduction mechanism of silicate glass doped by oxide compounds of ruthenium (thick film resistors). 1. Diffusion and percolation levels//World J. Condensed Matter Physics **1**(2),2011, 19-23.
8. Abdurakhmanov G./On the Conduction Mechanism of Silicate Glass Doped by Oxide Compounds of Ruthenium (Thick Film Resistors). 2. Nanocrystals in the Glass and Charge Carrier's Localization//American Journal of Materials Science. **1**(1), 2011, 12-17.
9. Abdurakhmanov G./On the Conduction Mechanism of Silicate Glass Doped by Oxide Compounds of Ruthenium (Thick Film Resistors). 3. The minimum of temperature dependence of resistivity// World J. Cond. Matter Phys. **4** (3) 2014, 166-178.
10. Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano. Ed. D. M. Rowe. Taylor and Francis Group, Boca Raton, 2006. - 954 pp.

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК GAAS/CAF$_2$ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

Б.Е.Умирзаков, М.К. Рузибаева, З.А. Исаханов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз.
Ташкент, Узбекистан, E-mail: isakhanov@aie.uz, тел.: 262-85-44

Свойства нанопленочных систем во многом определяются глубиной проникновения первичных и выхода вторичных электронов. Известно [1], что зависимость коэффициента истинно-вторичных электронов (ИВЭ) δ от энергии первичных электронов E_p проходит через максимум. Значение энергии E_{pm}при котором δ имеет максимальное значение δ_m для металлов и элементарных полупроводников лежит в пределах 300 – 500 эВ, а для диэлектриков – 500 - 800 эВ.

В данной работе впервые определена глубина зоны выхода истинно-вторичных и фотоэлектронов и исследованы оптические свойства нанопленокGaAs разной толщины нанесенных на поверхность CaF_2. На рис. 1 приведены зависимости максимального значения коэффициента δ_m(энергия E_p= 450 эВ) и квантового выхода фотоэлектронов Y(длина волны фотонов λ = 6700 Å)от толщины пленки GaAs, нанесенной на поверхность CaF_2 (110). Зависимость δ_m(d) можно условно разделить на три области. В первой области d = 0 – 20 Å с ростом толщины пленки GaAs значение δ_m резко уменьшается. Во второй области от ~ 20 до 80 Å зависимость δ_m(d) проходит через максимум при d = 40 – 50 Å. В области d = 50 – 150 Å с ростом d значение δ_m монотонно уменьшается. При d> 150 Å значение δ_m практически не изменяется. Отметим что, вторично-эмиссионная эффективность GaAs значительно меньше, чем вторично-эмиссионная эффективность CaF_2 (для GaAs δ_m = 1,9, а для CaF_2 – 9). Поэтому формирование пленки GaAs/CaF_2 приводит к уменьшению δ_m. Что касается появления максимума в области d = 40 – 50 Å этот эффект пока еще не имеет своего объяснения.

Однако, результаты ОЭС показали, что при осаждении GaAs на поверхности CaF_2 происходит частичное разложение CaF_2 и на поверхность GaAs диффундирует некоторое количество несвязанных атомов Ca. В области d≈40-50 Å поверхностная концентрация Ca была наибольшей и составляла ~ 0,2-0,3 монослоев. По видимому, это приводит к уменьшению работы выхода поверхности, следовательно, происходит некоторое увеличение коэффициента δ_m. С дальнейшим ростом d поверхностная концентрация Ca резко уменьшается и при d≥60-70 Å на оже-спектре пики Ca практически не обнаруживаются. Уменьшение eφ должно также привести к увеличению квантового выхода фотоэлектронов. По-видимому, в области d<40-50 Å скорость уменьшения Y за счет увеличения толщины GaAs значительно больше, чем увеличение Y за счет уменьшения eφ. Таким образом,на графике зависимости Y(d) аномальные максимумы не обнаруживаются.

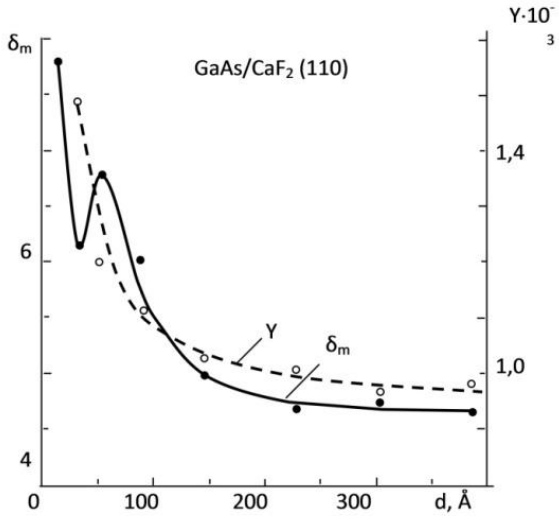


Рис.1. Зависимости максимального значения коэффициента ИВЭ δ_m и квантового выхода фотоэлектронов Y от толщины пленки GaAs нанесенной на поверхность CaF_2 (110).

Литература

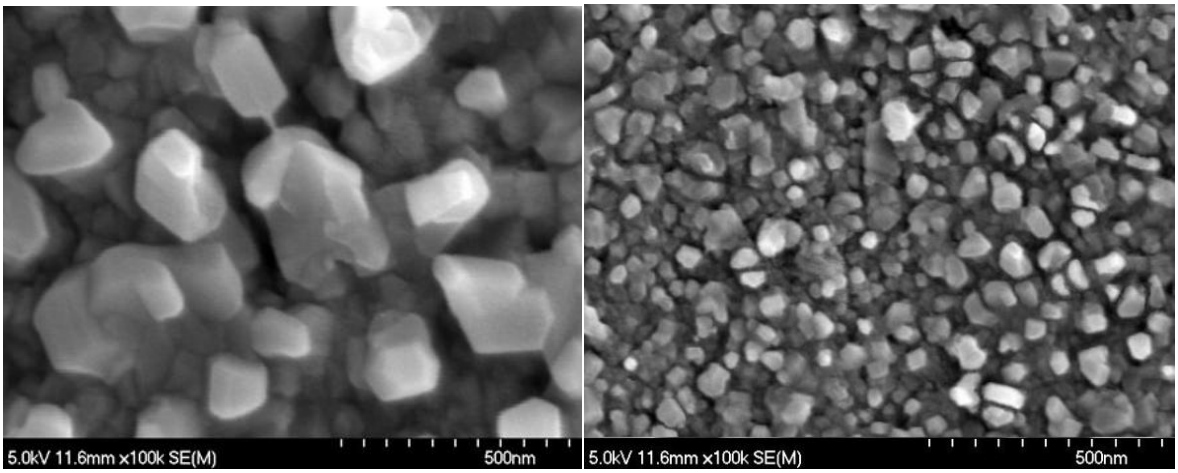
1. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия./М.: Наука. 1969. 305с.

ИЗУЧЕНИЕ СОСТАВА И СТРУКТУРЫ TIN,ИМПЛАНТИРОВАННЫЙ ИОНАМИ O_2^+

З.А.Исаханов, Б.Е.Умирзаков, З.Э.Мухторов, С.Б.Донаев, А.С.Халматов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз.
100125, ул.Дурмон йули, г.Ташкент, 262-85-44, E-mail: isakhanov@aie.uz

Данная работа посвящена изучению влияния бомбардировки ионов O_2^+ и последующего отжига на морфологию, энергетическую зонную и кристаллическую структуру поверхности TiN. Исследования проводились с использованием комплекса методов: Электронная оже-спектроскопия (ЭОС), Фотоэлектронная спектроскопия (ФЭС), Растровая электронная микроскопия (РЭМ), Атомно-силовая микроскопия (АСМ) и Вторично-ионная масс-спектрометрия (ВИМС). Имплантация ионов O_2^+ проводилась с энергией E_0=0,5-5 кэВ при дозе $D \geq 10^{16} cm^{-2}$.Перед исследованием образцы TiN обезгаживались при T=1800К, в условиях сверхвысокого вакуума ($P \approx 10^{-7}$ Па).



а) *б)*

Рис.1. РЭМ изображение поверхности:а – TiN;б –Ti-N-O.

На рис.1 приведены РЭМ-изображения поверхности TiN. Видно, что поверхностная область необлученного образца представляет собой отдельные монокристаллические блоки с размерами от 100 до 200-250 нм.Анализ результатов АСМ показало, что среднее значение высоты рельефа составляет ~145 нм.

Имплантации ионов O_2^+ в зависимости от энергии и дозы ионов приводила к заметному изменению состава, структуры и свойств поверхностных слоев TiN. Наиболее существенные изменения наблюдались при низких энергиях ($E_0 \leq$2-3 кэВ) и высоких дозах ($D>10^{16} см^{-2}$) облучения. При этом поверхностная область полностью разупорядочивается, а в оже-спектре наряду с пиками TiN появляются пики характерные для Ti-N-O и несвязанных атомов N и O. Постимплантационный отжиг при T≈950-1000К в течение 30 мин. приводил к кристаллизацию приповерхностных слоев и образованию сплошной пленки трехкомпонентного соединения Ti-N-O (рис.1б). Как видно из рис.1б, при этом, как в случае TiN, в приповерхностной области формируется отдельные монокристаллические блоки, однако их размеры 3-5 раза меньше, чем в случае TiN. Результаты ОЭС и ВИМС показали, что в последнем случае концентрации атомов Ti, N и O на поверхности соответственно составляет 49, 29, 22 ат·%. Можно полагать, что после нагрева при T=1000К формируется поликристаллическая пленка с примерным составом $TiN_{0,6}O_{0,4}$. Дальнейшие увеличение температуры приводит к уменьшению концентрации кислорода.

На рис.2 приведены фотоэлектронные спектры Ti, TiN и $TiN_{0,6}O_{0,4}$, полученных при $\hbar\omega$=10,8 эВ. За начало отчета взята энергия Ферми E_F чистой поликристаллической пленки Ti. При этом, энергетическое положение E_F этих образцов совпадает. Видно, что начало КЭР (кривой энергетического распределения) фотоэлектронов TiN на ~0,5 эВ, а $TiN_{0,6}O_{0,4}$ на ~0,6 эВ смещены в сторону меньших энергий относительно КЭР чистого титана.

Это показывает, что TiN и $TiN_{0,6}O_{0,4}$ является узкозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны $E_g \approx$0,5 и 0,6 эВ соответственно. На КЭР фотоэлектронов чистого Ti обнаруживается три максимума, обусловленных возбуждением электронов из 4s ($E_{св} \approx$-1,2 эВ), 3d ($E_{св} \approx$-4,5 эВ) и 4s+3d ($E_{св} \approx$-3,4 эВ) состояний Ti.

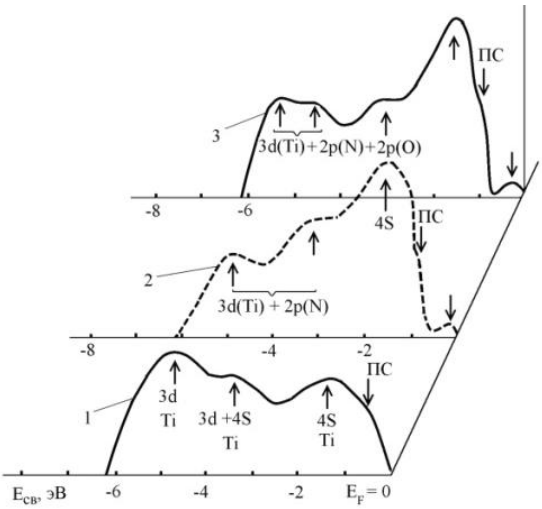


Рис.2. Фотоэлектронные спектры: 1-чистого Ti, 2-TiN и 3-$TiN_{0,6}O_{0,4}$ полученных после имплантации ионами O_2^+.

В случае TiN на спектре содержится максимумы при энергиях $E_{св}$≈-2; -3,2 и -4,9 эВ. Первое, по-видимому, связано с возбуждением электронов 4s состояний титана, а второй и третий пики гибридизацией энергетических уровней 3d титана и 2p азота. Образование $TiN_{0,6}O_{0,4}$ приводил существенному уширению третьего максимума, а положение и форма первого и второго максимумов существенно не меняются. По нашему мнению, третий максимум возникает вследствие гибридизации уровней 3d титана, 2p азота и 2p кислорода. Образование соединение титана азотом и кислородом существенно изменяет плотности состояний валентных электронов Ti. Несмотря на это можно полагать, что во всех случаях формирования 1-го максимума связано с возбуждением 4s электронов Ti. Наличие особенности вблизи E_F объясняется возбуждением электронов из поверхностных состоянии (ПС). Кроме того, для пленок TiN и $TiN_{0,6}O_{0,4}$ вблизи E_F формируется малоинтенсивные максимумы, что могут быть связаны образованием очень узкой примесной зоны на потолке запрещенной зоны.

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ НА ИХ МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХМПО.

К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов

Физико- технический институт НПО «Физика- Солнце» АН РУз.
г.Ташкент. Kudrat@uzsci.net

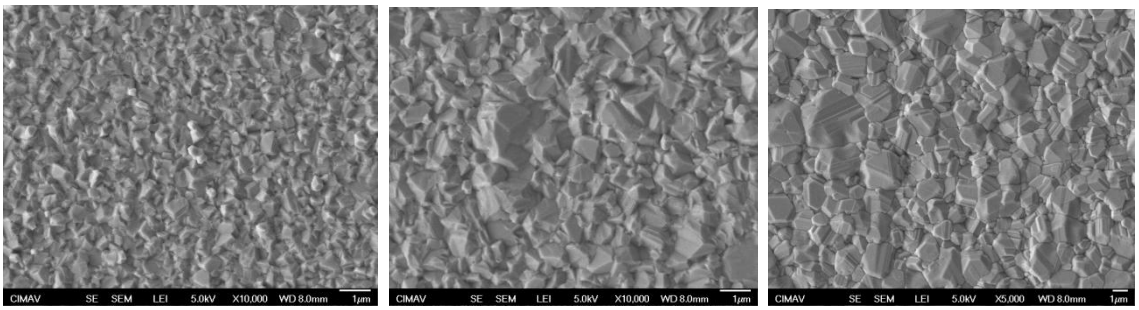
В настоящее время наибольшая эффективность среди тонкопленочных солнечных элементов достигнута на структурах n-CdS/p-CdTe и к.п.д. составляет 20-21% соответственно с толщиной поглотитель слоя 10 мкм [1,2]. Эффективность ультратонкого солнечного элемента на основе теллурида кадмия достигались до 12% [3].

В данной работе исследуются морфологические и структурные свойства пленок CdTe выращенных методом ХМПО с близким стехиометрического состава с изменением толщины поглотителя слоя CdTe.

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 Южной Флориды.

Снимки сканирующего электронного микроскопа для всех образцов показаны на рисунке1. Как видно на рисунке образцы, осажденные на стеклянных подложках с различными толщинами (0.5- 2 мкм), имеют разную микроструктуру – мелкозернистые и крупнозернистые поликристаллы. Уменьшение толщины образцов от 2 мкм до 0,5 мкм приводит к уменьшению размера зерен пленок, и образцы имеют мелкозернистые поликристаллы. Размера 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 [4]. При увеличение толщины образцов в процесса роста увеличиваются размеры зерен пленок (2-3 мкм. рис.1.в) и образцы имеют крупнозернистые поликристаллы. Увеличение размера зерен пленки приводит к уменьшению плотности границ зерен, впоследствии улучшаются электрические свойства образцов [4].

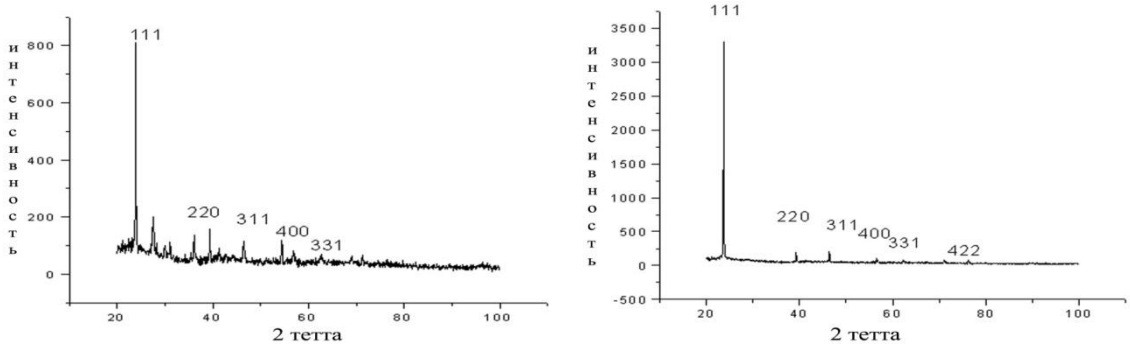


а) *б)* *в)*

Рис.1. Растровые снимки сканирующего электронного микроскопа для пленки CdTe с близким стехиометрическим составом Cd/Te~ 1,0; толщины пленки а) d ~ 0,5 б) d~ 1,0 в) d~ 2,0 полученных при температуре подложки 500^{0}C соответсвенно.

Рентгеновская дифракция для образцов, полученных при различной толщины, характеризуется присутствием ярко выраженного пика при 2θ = 23.7^0. 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= 6.481Å (точность 0.093%).

На основе анализа изображений сканирующего электронного микроскопа и рентгеноструктурного анализа показаны, что пленки CdTe с различной толщиной (0,5- 2мкм), имеют различные кристаллические структуры. При этом морфология образцов с толщиной 2 мкм желательна для изготовления фотовольтаических приборов, вследствие поликристалличности и сфалеритной структуры с ориентацией (111), размерами зерен 2-3 мкм.



а) *б)*

Рис.2. Рентгеновские спектры для пленок CdTe с различной толщиной. а) d ~ 2; б) d ~ 0,5 ; 1,0

Литература

1. Gloeckler, M. ; First Solar, Inc., Perrysburg, OH, USA ; Sankin, I. ; Zhao, Z. CdTe Solar Cells at the Threshold to 20% Efficiency Photovoltaics, IEEE Journal of (Volume:3 , Issue: 4) Oct. 2013
2. US thin-film giant First Solar achieves 21% *efficiency* in *cadmium telluride solar cell. http://investor.firstsolar.com/*
3. N.R. Paudel, K.A. Wieland, A.D. Compaan. Ultrathin CdS/CdTe solar cells by sputtering. Solar Energy Materials and Solar Cells**,** Volume 105, October 2012, Pages 109–112
4. 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.

ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТЬ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХМПО.

К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов.

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

г.Ташкент. Kudrat@uzsci.net

В настоящее время наиболее эффективные тонкопленочные солнечные элементы созданы на основе полупроводниковых материалов CdTe, Cu (In,Ga) Se_2, рекордные значения к.п.д. которых составляют 20- 21 % и 19-21 % соответственно [1,2].

Тонкоплёночные солнечные элементы CdS–CdTe имеют потенциал для повышения эффективности до 25%–30%. Прежде чем это произойдет, необходимо развить более глубокое понимание основных свойств материалов и процессов при изготовлении фотоэлектрических структур готовых элементов.

Одним из ключевых проблем, является изготовление плёнок p-CdTe с низким удельным сопротивлением. Эту задачу можно решить с помощью собственных или несобственных точечных дефектов. Собственные точечные дефекты сильно зависят от состава пленок CdTe. Таким образом, производство пленок CdTe с контролируемым составом в процессе роста очень важно.

В данной работе были изучены влияния собственных точечных дефектов на электропроводимость пленок теллурида кадмия полученных методом химическим молекулярно пучкового осаждением (ХМПО), контроля соотношения металлических и халкогендных компонента в паровой фазе во время процесса роста.

Плёнки CdTe различного состава были изготовлены новым и дешёвым методом ХМПО при атмосферном давлении в потоке водорода. В качестве исходного вещества были использованы элементы Cd и Te с чистотой 99,999%. Состав пленок теллурида кадмия контролировался изменением отношения интенсивности молекулярных пучков металла и халкогена в паровой фазе. Все пленки были осаждены на стеклянных подложках при температуре подложки 600 ^{0}C. Было исследовано 4 образца, изготовленных в соотношении ИМП Cd / Te равному 0,78, 0,86, 0,94 и 1,02.

Для изучения поведения собственных точечных дефектов были измерены температурные зависимости электропроводности теллурида кадмия различного состава методом Ван-дер-Пау. Энергия ионизации данных пленок определялась из этих зависимостей. Полученные результаты представлены в таблице 1.

Таб.1.

Электропроводности пленок CdTe различного состава

	Cd/Te ~0,78	Cd/Te ~0,86	Cd/Te ~0,92	Cd/Te ~1,02
σ (293) Ом·см$^{-1}$	$3\cdot10^{-5}$	$2.5\cdot10^{-5}$	$2.5\cdot10^{-6}$	$1\cdot10^{-6}$
ΔE (при высоких T), эВ	E_v +0.49	E_v +0.47	E_V + 0.17	E_V + 0.21
дефект (ΔE_1)	V_{Cd}''	V_{Cd}''	V_{Cd}'	V_{Cd}'
ΔE (при низких T), эВ	E_V + 0.11	E_V + 0.12	E_V + 0.11	E_V + 0.11
дефект (ΔE_2)	V_{Cd}'	V_{Cd}'	V_{Cd}'	V_{Cd}'
тип проводимости	p	P	p	p

Как видно из таблицы, образцы имеющего соотношения состава Cd/Te-0,78 и 0,86 обладают высокой электропроводностью. По нашим расчетам здесь должны присутствовать два энергетических уровня с энергией ионизации E_v + 0,12 эВ и E_c +0,49 эВ. Для определения природы этих уровней требуется проведение дополнительных экспериментальных измерений более сложными методами. Поэтому, мы провели сопоставление наших результатов с данными приведенными в работе [3,4] в которой подробно описана природа аналогичных уровней. Мы полагаем, что первый энергетический уровень с энергией ионизации E_v + 0,12 эВ соответствует мелкому акцепторному уровню, который относится к однозарядной вакансии кадмия V_{Cd}' [4], а второй энергетический уровень E_v +0,49 эВ, по-видимому, соответствует глубоким акцептором, которые связаны двукратного ионизованного вакансия кадмия V_{Cd}''[3]. Данный энергетический уровень является акцепторным уровнем, что должно привести к повышению электропроводности пленки. Избыток теллура отношение интенсивностей молекулярных пучков металл и халкогена в паровой фазе, при

получении пленки приводит к появлению двукратного ионизованного вакансия кадмия V_{Cd}'' которая приводит к увеличению электропроводности.

Как показано в таб.1. электропроводности образцов имеющих близко стехиометрического состава Cd/Te-0,94 и 1,02 уменьшалось. На этих образцов также были рассчитаны энергетических уровня с энергией ионизации E_v + 0,12 эВ и E_c +0,21 эВ. Возникновение этих энергетических уровней обусловлено образованием однократно ионизованного вакансия кадмия (V_{Cd}') которые дают акцепторные свойства [3]. Уменьшение электропроводности в этих образцах связаны исчезновением двукратного вакансия кадмия (V_{Cd}'') пленок CdTe с близким стехиометрическим составом.

Литература

1.M. Gloeckler, I. Sankin, Z. Zhao (2013). "CdTe Solar Cells at the Threshold to 20%".IEEE Journal of Photovoltaics 3 (4): 1389–1393. doi:10.1109/jphotov.2013.2278661

2. US thin-film giant First Solar achieves 21% *efficiency* in *cadmium telluride solar cell. http://investor.firstsolar.com/*

3. Медведев С.А., Мартынов В.Н., Кобелева С.П. Собственные точечные деффекты в нелегированном CdTe. //Кристаллография. -1983. Том 28. Стр. 556-561.

4. Максимовский С.Н., Кобелева С.П. О доминирующих собственных точечных дефектах в CdTe. // Неорганические материалы. 1986. Том 22. № 6 стр. 922-924.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ЛАБОРАТОРИИ ПО ПРОВЕДЕНИЮ СЕРТИФИКАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ НА БАЗЕ МЕЖДУНАРОДНОГО ИНСТИТУТА СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

О.М. Турсункулов, Н.А. Матчанов, А.А. Хакимов, Умаров Б.Р., Маликов М.А.

Международный институт солнечной энергии

100084, ул. Бодомзор йўли 2б, г. Ташкент, E-mail: - oybtm09@gmail.com

Развивающаяся солнечная энергетика любой страны, в т.ч., и Узбекистана, становится важнейшей субструктурой общей энергетической системы страны, позволяя экономить запасы ископаемых источников получения энергии, и, в первую очередь, природного газа.

Для страны, наращивающей свой «солнечный» потенциал большими темпами, задача по созданию как можно более полного технического и технологического отраслевого инструментария является актуальной. Контроль работы солнечных энергетических станций, их компонентов, отдельных узлов и частей, способность в кратчайшее время проверить их работоспособность и, при необходимости, произвести необходимый ремонт, устранить недостатки и поломки – вот такая задача становится на первый план для обеспечения нашей страны надежной солнечной энергетикой. Исходя из вышеизложенного, становится очевидной острая необходимость иметь специализированный инструмент для оценки качества компонент фотоэлектрических станций, как импортируемых в страну, так и производимой в самой стране. Таким инструментом будет создание в регионе лаборатории по контролю качества и сертификации технической продукции, которая будет способствовать, обеспечению страны действующими стандартами, нормами и другими документами по стандартизации, сертификации в области солнечной энергетики.

Наличие функционирующей в Узбекистане сертификационной лаборатории будет одной из главных предпосылок для успешного экспорта модулей за рубеж, являясь, к тому же, отличной базой для разработки и совершенствования метрологического обеспечения, независимости и уверенности Узбекистана в вопросах метрологии и калибровки компонентов солнечных станций, путем соответствующей подготовки национальных кадров, а также фильтром для поступающей некачественной продукции солнечных технологий в Республику.

В настоящей работе изложены базовые критерии создания и этапы организации в Узбекистане аккредитованной лаборатории по сертификации фотоэлектрических солнечных модулей на базе Международного института солнечной энергии.

Создание такой лаборатории позволит обеспечить в стране международный уровень контроля качества модулей, наличие нормативных документов, включающих следующие необходимые критерии:

- обеспечение страны действующими международными стандартами, правилами, нормами и другими документами по стандартизации, сертификации, метрологическому обеспечению и управлению качеством отрасли солнечной энергетики;

- оценка уровня качества продукции с возможностью оценки уровня брака и анализа причин его возникновения в фотовольтаических модулях с последующей разработкой технико-

технологических и организационно-экономических мероприятий по их предупреждению и устранению;

- практическое освоение современных методов контроля, измерений, испытаний и управления качеством, эксплуатации современных контрольно-измерительных средств, включая разработку локальных поверочных схем по видам и средствам измерений, а также проведение поверок, калибровок, ремонта и юстировки средств измерений;

- координацию работ по стандартизации качества продукции по местным и международным проектам солнечных технологий в Республике Узбекистан.

- обеспечение единства применяемых в Республике Узбекистан стандартов для фотовольтаических модулей, а также внедрение эталонов и государственных стандартных образцов, технических условий, инструкций в соответствии с международными стандартами.

- проведение систематической проверки с целью обновления применяемых в Республике стандартов, технических условий и других документов по стандартизации и сертификации и обеспечения соответствия их показателей международному уровню развития, требованиям внутреннего рынка импортируемой продукции и требованиям качества экспортируемой продукции фотоэлектрических систем.

- выполнение регулярной проверки, хранение и эксплуатация эталонов и калибровочных приборов, систематическое проведение калибровочных и метрологических работ лабораторного оборудования и устройств. Проверка и поддержание высокого уровня специалистов и операторов, эксплуатирующих оборудование для метрологии и сертификации фотоэлектрических панелей.

Все это приведет к возможности активного участия Узбекистана в разработке будущих международных проектов по солнечной энергетике на внешних рынках, обеспечив эффективный инструментарий для разработчиков и инженеров страны во внутренних (национальных) и международных проектах, позволив увеличить приток инвалюты в страну

Для создания вышеуказанной лаборатории, на первом этапе, целесообразно принять и внедрить следующие международные стандарты Международной Электротехнической Комиссии (МЭК): 61646, 61730, 61215. Последующими этапами в создании лаборатории являются: документальная разработка требований к испытаниям, соответствующим международным стандартам для получения международной аккредитации, составление базы данных по нормативным документам, стандартам, процедурам и требованиям на основе зарубежного опыта, выбора установок, монтажа и наладки оборудования для проведения испытаний. В заключительный этап входит определение метрологической и калибровочной баз для обеспечения работы оборудования и разработка программы подготовки специалистов по эксплуатации соответствующего оборудования, включая прямого и сравнительного анализов их научно-технических параметров.

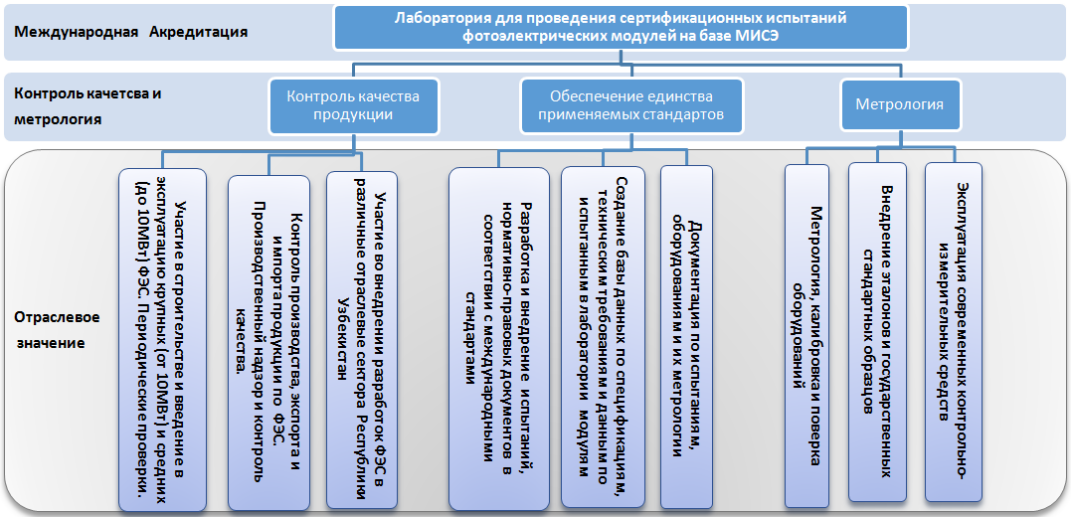


Рис 1. Схема функциональности и развития лаборатории по проведению сертификационных испытаний фотоэлектрических модулей на базе Международного института солнечной энергии

Успешное осуществление такого проекта позволит обеспечить как независимость страны в указанных вопросах, так и тесное многовекторное сотрудничество в международных энергетических проектах в качестве солидного партнера, имеющего весь необходимый и достаточный инструментарий.

РОЛЬ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ В СОЗДАНИИ НОВЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

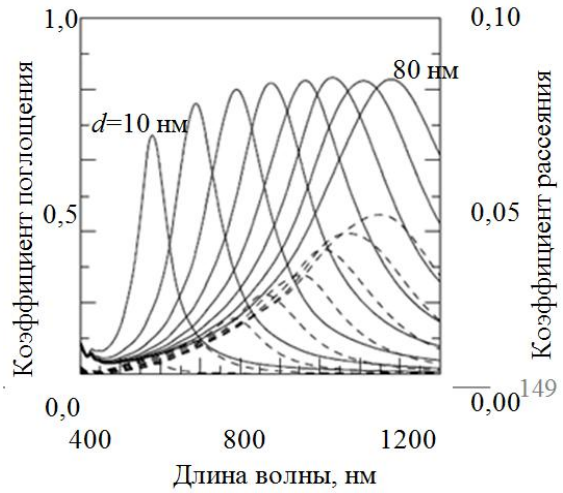
К.М. Мукимов, Ш.М. Шарипов

НИИ прикладной физики при Национальном университете Узбекистана
г.Ташкент, Студенческий городок, 3А; тел.: (99871) 227-19-76; e-mail: ofic.iaph2010@gmail.com

Сегодня нанотехнологии рассматриваются как один из важнейших факторов научно-технического прогресса общества в 21 веке. В связи с этим большое внимание уделяется развитию нанонауки как основы нанотехнологий. Важное место в развитие нанонауки и нанотехнологий занимает компьютерное моделирование низкоразмерных квантовых структур. Компьютерное моделирование является важным инструментом в разработке теории наноструктур и интерпретации экспериментальных данных, а также мощным инструментом в прогнозировании новых материалов с уникальными свойствами.

Роль компьютерного моделирования становится особенно важной в современных условиях, когда непрерывное осуществление инноваций является главным фактором конкурентного преимущества экономики любого государства. В современных условиях промышленным предприятиям для поддержания конкурентного преимущества необходимо непрерывно и быстро осуществлять усовершенствование продукции на основе новых материалов и технологий, превосходящих прежние. Поэтому разработка новых материалов и технологий методом проб и ошибок в реальном технологическом процессе уходит в прошлое как длительный процесс, требующий больших затрат средств и времени. Компьютерное моделирование, позволяющее за небольшое время рассмотреть тысячи вариантов состава и технологических условий получения нового материала, обеспечивает большую экономию средств и позволяет в короткий срок вывести на рынок новую продукцию.

В частности велика роль компьютерного моделирования в разработке наноматериалов с плазмонным резонансом. Эти материалы имеют большой потенциал для дальнейшего развития электроники (например, для создании интегральных схем с уникальными характеристиками). На основе указанных наноматериалов могут быть разработаны биосенсоры для биологии (определение нуклеиновых кислот, белков и метаболитов), медицины (скрининг лекарственных веществ, выявление антител и антигенов, диагностика инфекций), химии (мониторинг объектов окружающей среды, количественный анализ растворов и дисперсных систем). Эти материалы могут быть применены для визуализации и уничтожения раковых клеток, причем, в отличие от химеотерапии, без нанесения вреда здоровым клеткам. Чтобы эти применения вошли в практику, необходимо знать как связаны свойства этих материалов с их составом и другими характеристиками для осуществления управляемого синтеза, в результате которого полученный материал будет иметь свойства, отвечающие требованиям их практического применения. Например, для применения на практике технологии визуализации и уничтожения раковых клеток надо найти способ увеличить интенсивность оптических сигналов и спектральный контраст раковых и обычных клеток. В этом отношении перспективными являются материалы с плазмонным резонансом в виде наностержней или нанооболочек. Изменяя отношение длины наностержня к его поперечному размеру можно сдвигать частоту плазмонного резонанса в длинноволновую область спектра, а в слоистых наночастицах типа «ядро-оболочка» можно управлять плазмонным поглощением, изменяя радиус ядра и толщину оболочки.



В качестве примера на рисунке приведены полученные модельными расчетами спектры поглощения (сплошные линии) и рассеяния (пунктирные линии) хаотически ориентированных серебряных нанооболочек с полостью при толщине оболочки из Ag 2 нм в зависимости от размера *d* полости. Из рисунка хорошо видно, что положение плазмонного резонанса в спектре существенно зависит от размера полости. Этот расчет, во-первых, показывает, что, синтезируя нанооболочки,

можно получить материал с заданным положением полосы плазмонного резонанса, а, во-вторых, дает нужные для синтеза параметры.

Помимо возможности смоделировать наноматериал до того как он будет синтезирован, компьютерное моделирование низкоразмерных квантовых структур помогает уточнять и развивать теоретические представления о физических процессах в наноматериалах, а в ряде случаев дает возможность обнаружить свойства, которые на данный момент не могут быть выявлены экспериментально, что в свою очередь способствует созданию новых наноматериалов.

Таким образом, актуальным является развитие в нашей стране работ по компьютерному моделированию низкоразмерных квантовых структур с целью создания новых наноматериалов путем управляемого синтеза, а также включение его основ в обучение студентов в соответствующих вузах.

СИНТЕЗ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА ВОССТАНОВЛЕНИЕМ АСКОРБИНОВОЙ КИСЛОТОЙ В ПРИСУТСТВИИ ЦИТРАТА НАТРИЯ

К.М. Мукимов, Ш.М. Шарипов, Т.С. Асилов

НИИ прикладной физики при Национальном университете Узбекистана
г.Ташкент, Студенческий городок, 3А; тел.: (99871) 227-19-76; e-mail: ofic.iaph2010@gmail.com

В настоящее время интенсивно ведутся исследования по синтезу наночастиц металлов с плазмонным резонансом ввиду широких перспектив их практического применения в электронике, биологии, медицине и других областях. В этих исследованиях большое внимание уделяется вопросам синтеза наночастиц Ag методом химического восстановления, применяя различные вещества, служащие восстановителями, а также различные вещества, служащие стабилизаторами, предотвращающими агрегацию получаемых наночастиц. Продуктами синтеза являются коллоидные растворы наночастиц Ag, которые могут применятся или как таковые, или для получения твердофазных наноструктур.

Одним из наиболее часто применяемых восстановителей является цитрат натрия ($C_6H_5O_7Na_3$), который одновременно выполняет роль стабилизатора наночастиц. Получение наночастиц с помощью цитрата натрия требует применения высоких температур для ускорения процесса образования наночастиц, поэтому синтез ведут, нагревая исходный состава до кипения. Обычная процедура синтеза наночастиц Ag с помощью цитрата натрия включает приготовление водного раствора нитрата серебра ($1\cdot10^{-3}$ моля $AgNO_3$ в 500 мл деионизированной воды), его нагрев до кипения и добавление в него по каплям 5 мл 1%-ного водного раствора цитрата натрия при интенсивном перемешивании (см, например, [1]). Примерно через 20 мин раствор приобретает светло-желтую окраску, а в спектре оптической плотности этого раствора появляется полоса при 420 нм, что свидетельствует о присутствии в растворе наночастиц Ag. Процесс восстановления ионов серебра завершается через 45-60 мин. Выполненные нами исследования с раствором, отобранным через 20 мин после начала синтеза, показали, что для завершения процесса синтеза при комнатной температуре требуется около 2,5 месяца, при этом максимум полосы плазмонного резонанса сдвигается к 440 нм [2].

Аскорбиновая кислота ($C_6H_8O_6$) также может использоваться для синтеза наночастиц Ag в качестве восстановителя. В отличие от цитрата натрия образование наночастиц Ag с применением аскорбиновой кислоты является быстропротекающим процессом при комнатной температуре. На рис. 1 показан спектр оптической плотности раствора наночастиц Ag (кривая 1), синтезированных нами при комнатной температуре с применением аскорбиновой кислоты в присутствии цитрата натрия. Процедура синтеза включала приготовление растворов нитрата серебра с цитратом натрия так, как описано выше, и добавления в полученную смесь $1\cdot10^{-4}$ моля аскорбиновой кислоты. Уже через 10 мин после добавления аскорбиновой кислоты раствор приобрел характерную светло-желтую окраску, а в спектре оптической плотности появилась полоса с максимумом при 430 нм. Из сравнения этого спектра со спектром оптической плотности раствора наночастиц Ag (рис. 1, кривая 2), синтезированных нами по обычной процедуре (с применением цитрата натрия и с нагревом до температуры кипения), следует, что применение аскорбиновой кислоты позволяет получить наночастицы с меньшим разбросом по размеру, о чем свидетельствует меньшая ширина полосы плазмонного резонанса в спектре оптической плотности, а также с меньшей долей крупных наночастиц, о чем свидетельствует значительно меньшая оптическая плотность в длинноволновом крыле этой полосы. Для подтверждения этих выводов были выполнены расчеты в рамках теории Ми [3] зависимости спектра экстинкции сферической наночастицы Ag от ее размера (рис. 2; возле

кривых указан размер наночастицы). Как следует из этих расчетов, с увеличением размера наночастицы полоса плазмонного резонанса в спектре испытывает сначала красный сдвиг без существенного изменения формы (кривая 2), а затем изменяет форму (кривая 3) с сильным вкладом в длинноволновой области спектра вследствие проявления квадрупольных взаимодействий.

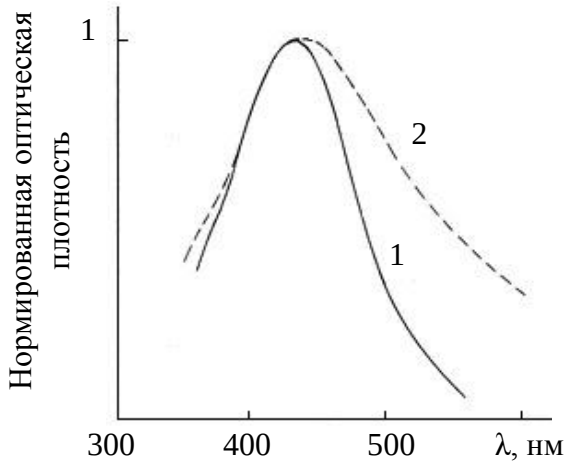


Рис. 1

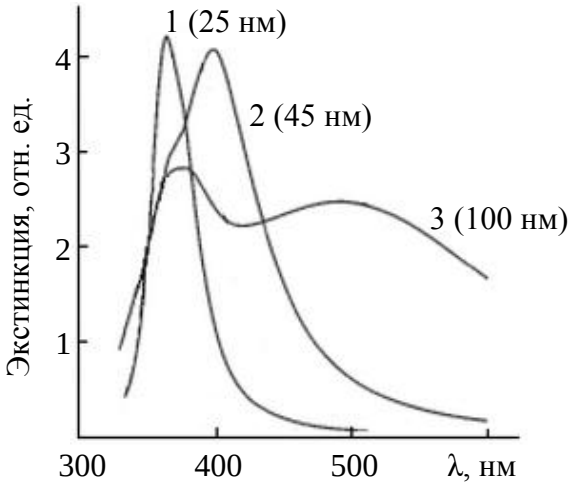


Рис. 2

1. Šileikaite A., Puišo J., Prosyčevas I., Tamulevičius S. // Materials Science (Medžiagotyra) 2009. Vol. 15. P. 21-27.
2. Мукимов К.М., Шарипов Ш.М., Асилов Т.С. // Доклады АН РУз (в печати).
3. Mi G. // Ann. Phys. 1908. Vol. 25. P. 377.

УСТРОЙСТВО ГАММА-СПЕКТРОМЕТР-ДОЗИМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ

Ф.Г.Муллагалиева[1], Джанклич М.[2], Б.С.Раджапов[2]

[*]*Специализированное конструкторско-технологическое бюро при институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз*

[**] *Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Узбекистан*

fmullagalieva@mail.ru

Гамма и рентгеновские-лучи представляют для человека наибольшую опасность, так как они одни из наиболее проникающих видов ионизирующих излучений. В частности источником гамма-лучей является и Солнце.

Развитию рентгена - игамма -спектрометрии существенно способствовало изобретение твердотельных детектирующих системы (ТДС), включающих сцинтилляционные кристаллы и полупроводниковые фотодетекторы

Детекторы рентгеновского и гамма излучений широко представлены на мировом рынке. Однако большая потребность в устройствах, рассчитанных на измерение радиационного излучения в области низких фонов.

Для таких отраслей экономики как строительство, производство строительных материалов, для СЭС, предприятий по добыче нефти, газа, угля и др. необходим контроль и обнаружение рентгеновского и гамма излучения в области до 100 фонов.

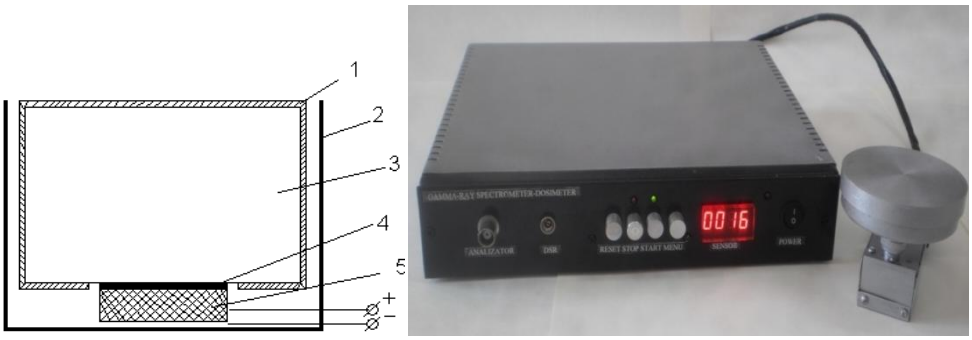
Разработанное устройство представляет собой твердотельную детектирующую систему (ТДС): - пролетный Si(Li) p-i-n -фотодетектор - пластмассовый сцинтиллятор (марки POPOP).

Si(Li) *p-i-n* фотодетекторы изготавливались из кремния p-типа (ρ=1-5 кОм.см). с размерами чувствительной области 20x15x0,3мм, по специальной кремний-литиевойтехнологии[1,2].

Изготовленные Si(Li) *p-i-n* фотодетекторы при комнатной температуре T =25 ^{0}C рабочем напряжении $U_{обр}$=(18-30) В имеют темновой ток в пределах I=25-40 нА, емкость C=320 пФ, шумы $E_ш$=8-12 кэВ, энергетические разрешение по ^{226}Ra с энергии $E_γ$=7,65 МэВ составляю (0,2-0,4) % [3].

Разработанные и изготовленные системы сцинтиллятор - Si(Li) *p-i-n* фотодетектор при температуре T =25 °C и рабочем напряжении $U_{обр}$=(18-30)В имеют темновой ток I=25-40 нА, емкость C=320 пФ, шумы $E_ш$=8-12 кэВ, энергетические разрешение по ^{137}Cs с энергии E_γ=662 кэВ составляется (8-10) %. [4].

На рис.1. (а, б) показано фото гамма-спектрометра- дозиметра(а) и конструкция ТДС-системы сцинтиллятор - Si(Li) *p-i-n* фотодетектор в разрезе(б).



а) *б)*

Рис 1 а, б. Гамма-спектрометр-дозиметр (а) и конструкция ТДС в разрезе -(б) 1-Al фольга d=50 мкм, 2-общий корпус системы СЦ-Si(Li), 3-пластмассовый сцинтиллятор(марки POPOP),4-специальная оптическая смазка, 5-Si(Li)-p-i-n детектор.

Гамма-спектрометр-дозиметркак показали исследования электрофизических и радиометрических характеристик системы сцинтиллятор - Si(Li) *p-i-n* фотодетекторы пригоден для дозиметрии и спектрометрии заряженных частиц в широком энергетическом диапазоне от малых ~10 кэВ и до больших до ~10 МэВ.

Устройство представляет собой носимый прибор, изготовленный в виде моноблока с встроенным блоком питания, с жидкокристаллическим дисплеем для отображения информации и переключателями управления.

Литература

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 Techiques.-NewYork, 2007, Vol. 50, No. 4, pp. 452-454.
3. Муллагалиева Ф.Г., Салуи Е.А., Раджапов Б. С., Максудов А.У. Разработка и изготовления Si(Li) p-i-n – фотодетекторы //Международная Конференция «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» посвященная 70-летию Физико-технического института НПО «Физика-Солнце» АН РУз, 14-15 ноября 2013 Ташкент. стр. 185.
4. Муллагалиева Ф.Г., Муминов Р.А., Раджапов С.А. Исследование электрофизических и радиометрических характеристик системы Si(Li) p-i-n–фотодетектор-пластмассовый сцинтиллятор // 6thInternationalPhysicalElectronicsConference. October 23-25 2013. стр. 195.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ CS И МОЛЕКУЛ ТРИЭТИЛАМИНА В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОРОГОВ

А.Ш.Раджабов

ИИП и ЛТ АН РУз, Ташкент,
Академгородок, ул. Дурмон Йули, 33. E-mail:aie.uz

Изучение поверхностной ионизации (ПвИ) многоатомных молекул (органических и биоорганических соединений) не только расширяло представление о самом явлении ПвИ, но и существенно увеличили возможности его практического использования [1].

При этим практически совершенно неизученной остается ПвИ многоатомных молекул в области пороговых температур ионизирующихся частиц, когда при понижении температуры эмиттера наблюдается резкое уменьшение тока ионов, вызванное влиянием степени покрытия поверхности ионизируемых частиц на работу выхода эмиттера Исследования в этой области представляют не только теоретический интерес, например, для выявления природы адсорбционных центров, но и практический, для расчетов ионных двигателей.

Исследования производилось с использованием, модифицированный на базе МХ–1320, ПвИ масс-спектрометра. Выбор адсорбента (эмиттера) и адсорбатов определился по тем критериям, что термоэмиссионные характеристики адсорбента (окисленного W) и кинетические характеристики термодесорб-ции адсорбента на этих поверхностях хорошо изучены, которые удовлетворяют условию «легкой» ионизации $(\varphi - V) >> kT$ [1, 2]. Поток атомов Cs на поверхности термоэмиттера направлялся с помощью испарителя – кварцевая ампула с молибденовым нагревателем, внедренной в толщу стенки ампулы. Поток молекул триэтиламина на поверхность эмиттера создавались через систему напуска паров жидких и газообразных веществ, давления которое управлялось с помощью дозирующего вентиля.

На рис.1. представлено температурный зависимость тока I(T) ионов $(M\text{-}H)^+$ и Cs^+ при раздельной и совместной адсорбции молекул ТЭА и Cs. Первой и второй кривой которой соответствует для I(T) для $(M\text{-}H)^+$ и Cs^+ получено при совместной адсорбции Cs и ТЭА, а третий I(T) для $(M\text{-}H)^+$ ионов получены при раздельной адсорбции молекул ТЭА. Видно, что при присутствие атомов цезия на поверхности эмиттера порог ионизации частиц (M-H) увеличивается в сторону высоких температур.

В докладе приведены результаты изучения температурных зависимостей и токов ионов и $(M\text{-}H)^+$ триэтиламина (ТЭА) при раздельной и совместной адсорбции молекул Т ЭА и атомов Cs, демонстрирующие их взаимовлияние в области пороговых температур ионизации. Обсуждается возможные принципы такого влияния связанное с изменением работы выхода адсорбента.

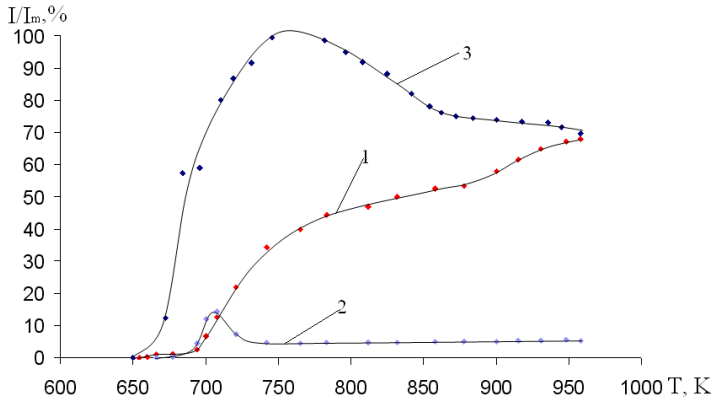


Рис.1. Зависимость I(T) ионов $(M\text{-}H)^+$ и Cs^+ при раздельной и совместной адсорбции молекул ТЭА и Cs.

1 - Зависимость I(T) для $(M\text{-}H)^+$ при совместной адсорбции с Cs и ТЭА; 2 - Зависимость I(T) для Cs^+ при совместной адсорбции Cs и ТЭА; 3 - Зависимость I(T) для $(M\text{-}H)^+$ ионов при раздельной адсорбции (после исследование совместной адсорбции)

Летература

1. Rasulev U.Kh., Zandberg E.Ya. Progress in Surface Science, 28, № 3÷4, 181 – 412 (1988).
2. Rakhmanov G., Rasulev U.Kh., Saidumarov I. Surface a. Interface Analyses, 38, 219 – 223 (2006).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОДЕСОРБЦИИ ПРИ ДИССОЦИАТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ИОНИЗАЦИИ МОЛЕКУЛ ТЕБАИНА НЕСТАЦИОНАРНЫМИ МЕТОДАМИ.

Г.Т.Рахманов

ИИП и ЛТ АН РУз, Ташкент,
Академгородок, ул. Дурмон Йули, 33. E-mail:aie.uz

Нестационарные процессы поверхностной ионизации (ПвИ) при исследовании поверхностной ионизации атомов и многоатомных частиц позволяют получить сведения о кинетики гетерогенных процессов: времени жизни адсорбированных атомов и молекул по отношению к их термодесорбции в виде нейтральных частиц и ионов, соответствующие энергии активации термодесорбции и энропийных множителей в кинетическом уравнении непрерывности поверхностной концентрации, а также кинетических характеристик гетерогенной реакции диссоциации на поверхности твердых тел [1; 2].

При диссоциативной ПвИ многоатомных ПвИ многоатомных частиц вероятность убыли молекул на поверхности в отличие от адсорбции атомных частиц зависит как от констант скоростей

термодесорбции частиц в заряженном и нейтральном состоянии, так и от их диссоциации в адсорбированном слое: $K = K^{+}(T) + K^{0}(T) + K^{g}$, где $K^{g} = \sum_{i} K_{i}^{g}$ – константа скоростей химических на поверхности, $K^{+}(T)$ – константа скорости термодесорбции частиц в заряженном состоянии; $K^{0}(T)$ – константа скорости термодесорбции частиц в нейтральном состоянии.

Рассмотрение нестационарных процессов ПвИ, метода модуляции потока (ММП) и метода модуляции напряжения (ММН) в единых условиях адсорбции многоатомных частиц на поверхности твердого тела [1] показало: а) в случае ММН при диссоциативной ПвИ молекул по спаду ионного тока определить константу скорости термодесорбции частиц в заряженном состоянии $K^{+} = C\exp\left[-\frac{E^{+}}{kT}\right]$; б) в случае ММП спад ионного тока в общем случае зависит от всех процессов, приводящих к убыли молекул и регистрируемых частиц. Если получаемые в эксперименте зависимости логарифма ионного тока от времени линейны, то это означает что, в этом случае основную роль играет один из процессов приводящих к убыли частиц на поверхности.

Так как в ММН всегда определяется константа термодесорбции нейтральных и заряженных частиц, то сопоставляя между собой полученные обоими методами можно определить какой из случаев имеет место в эксперименте, т.е. какой из случаев является лимитирующим.

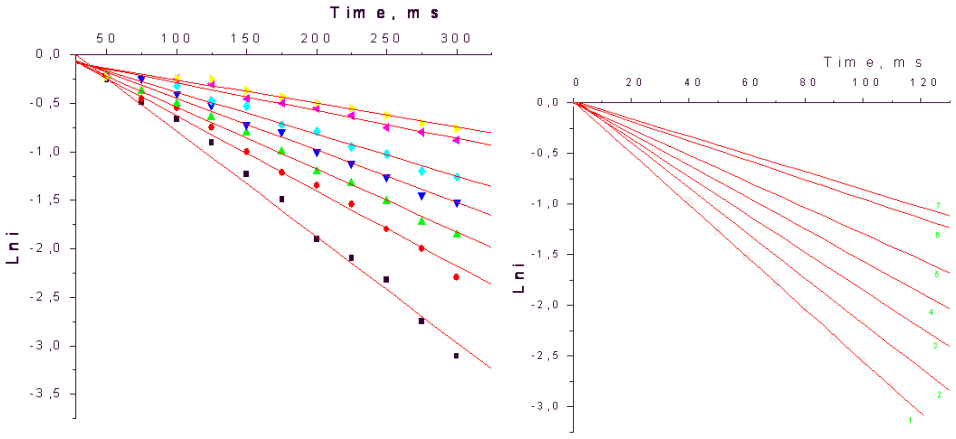


Рис.1 Зависимость $\ln i_i(t) = f(t)$ *радикала* $C_{11}H_{12}ON^{+}$ *при адсорбции молекул тебаина. а) ММН; в) ММН.*

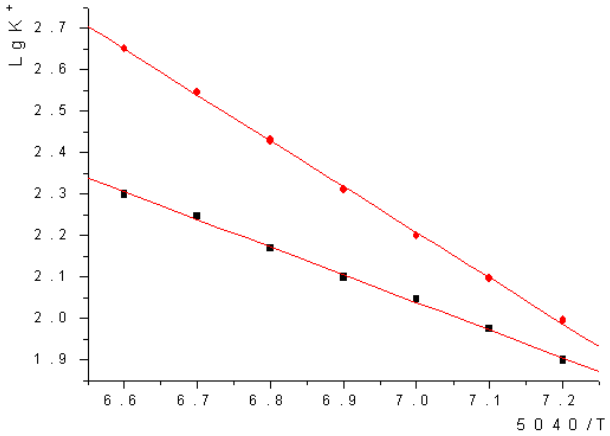


Рис.2 Зависимость $\lg K = f\left(\frac{5040}{T}\right)$ *радикала* $C_{11}H_{12}ON^{+}$ *при адсорбции молекул тебаина.*

В настоящей работе приведены результаты исследования кинетических характеристик радикалов $C_{11}H_{12}ON^{+}$ $m/z = 174$ при адсорбции молекул тебаина ($C_{19}H_{21}O_3N$ с $m/z = 311$) на поверхности окисленной вольфрамовой ленты изотермическими методами нестационарных процессов ПвИ – ММП и ММН.

На рис.1 приведены результаты исследования нестационарными методами ПвИ зависимости $\ln \Delta i(t) = f(t)$. По этим зависимостям были определены константы скорости термодесорбции

радикала $C_{11}H_{12}ON^+$. Из полученных результатов видно, что время жизни (константы скорости) радикалов полученные ММН и ММН отличается друг от друга. Это показывает что, кинетических характеристик полученных в ММП можно отнести к кинетическим характеристикам гетерогенной реакции диссоциации молекул.

Сравнивая результатов поученных обоими построили графики Аррениуса $\lg K = f\left(\frac{5040}{T}\right)$ при диссоциативной ПвИ радикала $C_{11}H_{12}ON^+$ при адсорбции молекул тебаина эксперимента (рис.2). По этим графикам были определены энергии активации и предэкпоненциальные множители в обоих методах: ММН $E^+ = 1.75 \pm 0.1 эВ, \lg C = 12.1 \pm 1$; ММП $E^+ = 1.54 \pm 0.1 эВ, \lg C = 10.1 \pm 1$. По рассмотрению, полученные результаты методом МН мы отнесли к кинетическим характеристикам термодесорбции ионов радикала $C_{11}H_{12}ON^+$, а результаты полученные методом МП - гетерогенной реакции диссоциации радикала $C_{11}H_{12}ON^+$на поверхности окисленной ленты.

Литература

1. Э.Г. Назаров, У.Х. Расулев. Нестационарны процессы поверхностной ионизации. Ташкент, «ФАН», 201 стр.,1992 г.
2. Rakhmanov G.T., Rasulev U.Kh., Saidumarov I.M.. Application of surface ionization to determine rate constant and activation energy of dissociation reactions of nitrogen base polyatomic molecules on W oxides, Surface and Interface Analisis, Vol. 38, 2006, P.219-223.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $GA_{1-X}AL_XPP$-N- СТРУКТУР

М.Ф.Рахматуллаева, У.Х.Тахиров

Ташкентский университет информационных технологий
ул. А.Темура, 108, г.Ташкент.

Исследование электрических свойств имеет важное значение в изучении полупроводников, так как они, с одной стороны, позволяют определить ряд важных параметров полупроводников и дают сведения о процессах рекомбинации неравновесных носителей; с другой стороны, результаты исследования электрических и фотоэлектрических свойств служит основой при создании фотоэлектрических приборов (1,2).

Одной из первых работ, в которой исследованы электрические свойства $Al_{0.12}Ga_{0.88}P/GaP$ гетероструктуры является работа, рассмотренная ещё 70-годы. Из зависимости прямого тока от напряжения при различных температурах был определен закон протекания тока, который характеризуется соотношением

$$I \sim \exp\left(\frac{qU}{\eta kT}\right) \qquad (1)$$

где η=8÷10 при U=1.2 В (300 К).

Анализ этих характеристик показывает, что в твердых растворах $Al_{0.12}Ga_{0.88}P/GaP$ доминирующим механизмом прохождения тока является туннилирование.

Еще есть работа, которая приведены результаты исследований p-n и p-n-p-n структур на основе нелегированных слоев GaP полученных методом жидкостной эпитаксии. В зависимости от условий выращивания были получены нелегированные слои как n , так и p - типов проводимости, в которых концентрация варьировалась в пределах $5 \cdot 10^{14} \div 4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, а макс. Значения подвижности при комнатной температуре составляли μ_n=250 см^2/В·с и μ_p=150 см^2/В·с.

Для исследования электрофизических свойств эпитаксиальных слоев и p-n – переходов на их основе были изготовлены n^+-n^o-p^+ и p^+-p^o-n^+ структуры, Исследования температурной зависимости обратной ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) высоковольтных диодных структур, показали, что токи утечки при U=200 В составляют j=10^{-7} А/см^2 и j=10^{-2} А/см^2 при 20°С и 450°С соответственно. Обратный ток лишь при температурах T>200 ^{o}С определяется тепловой генерацией в слое объемного заряда и описывается степенной зависимостью I~$U^{0.5}$.

Результаты проведенных исследований показали, что использование эпитаксиальных слоев нелегированного GaP в качестве базовых областей диодных и динисторных структур позволило резко увеличить блокируемые напряжения без существенного увеличения потерь в пропускном направлении.

Структуры изготавливались жидкофазной эпитаксией и были двух типов: пластически и упруго деформированные. Для того, чтобы иметь возможность создавать только упруго деформированные структуры, были выяснены условия перехода от упругой к пластической деформации.

Таким образом, создавая кристаллизуя упруго- деформированных $Ga_{1-x}Al_xPp$-n структур разного состава от 0 до 0.8 можно создать высокоэффективные фотоприемники чувствительные в УФ области спектра.

Литература

1. Баранов А. Н., Именков А.Н., Капранчук О.П. и др. Длинноволновые светодиоды на основе гетеропереходов $InAs_{1-x-y}Sb_xP_y$ / InAs (λ=3.0 -4.8 мкм при 300 К) с широко зонным «окном». // Письма в ЖТФ – 1990, том. 16, вып. 16. – с. 242-247.
2. Именков А.Н., Капранчук О.П. и др.// Длинноволновые светодиоды на основе GaInAsSb не смешиваемости (λ=2.4 -2.6 мкм при Т=300 К).// Письма в ЖТФ – 1990, том. 16, вып. 24. – с. 19-24.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $GA_{1-X}AL_XPP$-N - СТРУКТУР

М.Ф.Рахматуллаева

Ташкентский университет информационных технологий
ул. А.Темура, 108, г.Ташкент.

Современная оптоэлектроника охватывает спектральный диапазон от далекой инфракрасной до ультрафиолетовой области спектра. Развитие ультрафиолетовой фотоэлектроники ставит задачу найти возможность изготовлять *p-n* – структуры со спектром фоточувствительности, который начинался бы с границы ультрафиолетовой области, т.е. с $h\nu = 3.1$ эВ.

Поскольку ширина запрещенной зоны E_gне у одного из соединений A^3B^5салмазоподобной решеткой не достигает необходимой величины, то изучается возможность использовать не прямозонные полупроводники A^3B^5, имеющие пороговую энергия прямых оптических переходов E_o, равную 3.1 эВ и обеспечить такие условия, при которых фототок определялся бы носителями, возникающими только за счет прямых оптических переходов.

В твердых растворах $Ga_{1-x}Al_xP$приизменение состава ширина запрещенной зоны изменяется слабо – от 2.27 до 2.45 эВ, тогда как минимальная энергия прямых оптических переходов изменяется существенно – 2.78 до 3.6 эВ. Так как минимальная энергия прямых оптических переходов в твердом растворе $Ga_{1-x}Al_xP$ может соответствовать УФ области (3.1 эВ), а коэффициент поглощения при прямых оптических переходах существенно выше, чем при непрямых, имеет смысл изучить возможность использования этих твердых растворов с целью создания фотоприемников УФ области спектра.

Структуры изготавливались жидкофазной эпитаксией и были двух типов: пластически и упруго деформированные. Для того, чтобы иметь возможность создавать только упруго деформированные структуры, были выяснены условия от упругой к пластической деформации.

Квантовая эффективность упруго деформированных $Ga_{1-x}Al_xPp$-n – структур существенно выше чем пластически деформированные. Эффективность в максимуме спектра упруго деформированных структур, составляет 0.5÷0.6 эл/ фотон (рис. 1) и 3 раза выше чем в пластически деформированные. Это обусловлено тем, что диффузионнаядоина дырок в структурах без пластической деформации оказалось в несколько раз больше.

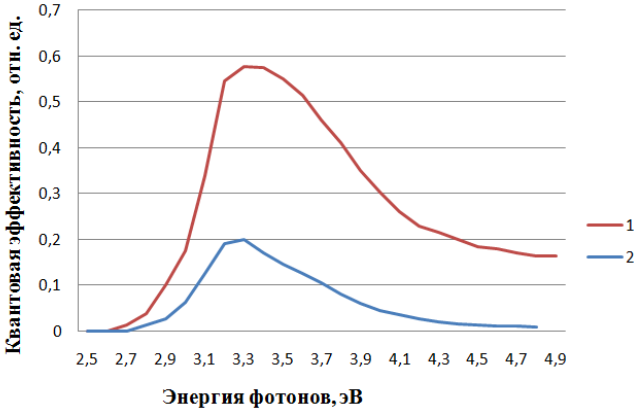


Рис.1. Спектры квантовой эффективности упругодеформированных (1) и пластически деформированных (2) структур.

Таким образом, создавая, кристаллизуя упруго - деформированных $Ga_{1-x}Al_xPp$-n – структур разного состава от 0 до 0.8 можно создать высокоэффективные фотоприемники чувствительные в УФ области спектра.

Литература

1. Юнусов М.С., Абдурахмонов Ю.Ю., Объедков Е.В., М.Ф.Рахматуллаева. Исследование электрических и фотоэлектрических свойств варизонных $Ga_{1-x}Al_xPp$-n – структур. // Изв. АН УзССР, сер. физ. –мат. Наук, 1990 №5. – с.63-66.

ВЛИЯНИЕ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ SI-СТЕКЛО

С.И. Власов, П.Б. Парчинский, Б.Х. Кучкаров

Национальный Университет Узбекистана
Ташкент 100174, e-mail: vlasov@uzsci.net

Исследованию воздействия протонного облучения на параметры трехслойных структур посвящено достаточно большое число работ, но все они рассматривают процессы, происходящие на межфазной границе раздела Si – SiO_2. Целью настоящей работы являлось изучение влияния протонного облучения на параметры межфазной границы раздела полупроводник-стекло. В качестве объекта исследования использовалась межфазная граница, сформирована при нанесении на поверхность кремния (КЭФ-5, с кристаллографической ориентацией <100>) диэлектрического покрытия. В качестве покрытия использовалось свинцово-боросиликатное стекло типа РЬО -$Si0_2$ - B_20_3 –Al_2O_3 - Ta_20_5 (РЬО- 47%, $Si0_2$-34%, B_20_3 -15%, $A1_20_3$ -3% Ta_20_5 -1%) , нанесенное на поверхность пластин Si из мелкодисперсной шихты, с последующим оплавлением (T = 680 C ^{0}) и отжигом (T = 470 C ^{0}) [1]. Толщина слоя стекла составляла 2000-2500 ангстрем. Изготовленные структуры подвергались облучению протонами дозой 1,5 МэВ протон/см^2.

Основными контролируемыми параметрами исследуемых структур являлись высокочастотная (150 кГц) C-V характеристика и рассчитанное по этой характеристики энергетическое распределение плотности поверхностных состояний по ширине запрещенной зоны Si. На рисунке 1 приведена расчетная (сплошная зависимость) и экспериментальные (зависимости 1-3) C-V характеристики исследуемых структур, нормализованных к ёмкости слоя стекла. Зависимость 1 соответствует контрольной структуре. Зависимость 2 соответствует структуре подвергнутой облучению протонами. Сдвиг C-V зависимостей в сторону отрицательных напряжений указывает на наличие положительного заряда, локализованного на межфазной границе раздела, либо встроенного в структуру стекла вблизи границы раздела [2-4].

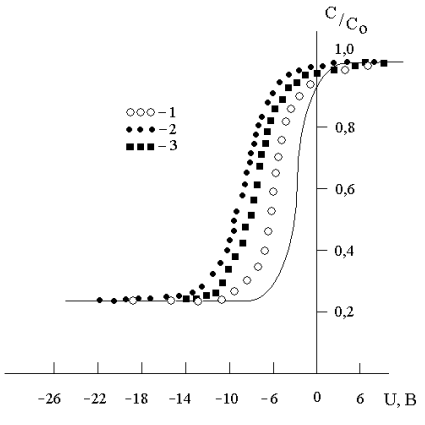


Рис.1. C-V характеристики исследуемых структур.

Из сравнения зависимостей 1 и 2 следует, что после протонного облучения величина указанного заряда увеличивается, что указывает на увеличение плотности поверхностных состояний, обусловленных увеличение числа оборванных валентных связей вблизи границы раздела полупроводник – стекло. На рисунке 2 приведено дифференциальное распределение плотности поверхностных состояний по ширине запрещенной зоны Si, рассчитанное согласно [2], по зависимостям, приведенным на рисунке 1. Экспериментально установлено, что термическая обработка изготовленных структур, при температуре 250^{0}C в течении 40 минут приводит к уменьшению положительного заряда и, следовательно, к уменьшению плотности поверхностных состояний (зависимости 3 на рисунках 1 и 2).

Межфазная граница раздела Si-свинцово-боросиликатное стекло характеризуется достаточно большими (хотя и меньшими по сравнению с границей Si-SiO_2) раздела механическими напряжениями, обусловленными различием коэффициентов линейного расширения Si и стекла. [5]. Наличие механических напряжений способствует разрыву валентных связей при воздействии облучения и увеличению величины положительного заряда локализуемого на границе раздела. Последующая термическая обработка облученных структур способствует некоторому восстановлению оборванных валентных связей, что приводит к уменьшению положительного заряда, локализованного вблизи межфазной границы раздела. Сравнение полученных результатов с данными работ [5,6] позволяет сделать следующее заключение: физические механизмы, приводящие к формированию поверхностных состояний под воздействием облучения на межфазных границах Si-SiO_2 и Si- свинцово-боросиликатное стекло указанного состава имеют аналогичную природу.

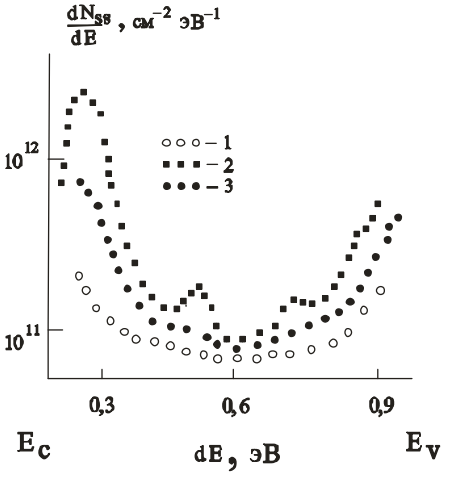


Рис. 2. Дифференциальное распределение плотности поверхностных состояний по ширине запрещенной зоны Si

Литература

1. П.Б. Парчинский, С.И. Власов, У.Т. Тургунов. Свойства пассивирующих покрытий на основе свинцово-боросиликатных стекол. Неорганические материалы. 2002. Т.38.вып.6. С.750.
2. В.А. Гуртов. Твердотельная электроника.ПГУ.2004.С 312.
3. С.И. Власов, А.В. Овсянников. Скорость поверхностной генерации носителей заряда по границе раздела полупроводник - стекло. Электронная обработка материалов. 2008. № 1. С. 91.
4. Е.А. Боброва, Н.М. Омельяновская. Особенности вольт-фарадных характеристик МОП структур, обусловленные зарядом в окисле. ФТП.2008, т.42, вып. 11.С.1380
5. П.Б. Парчинский, С.И. Власов, А.А. Насиров. Влияние γ -облучения на характеристики границы раздела кремний - свинцово-боросиликатное стекло. ФТП. 2004.Т.38.вып.11.С.1345.
6. С.И. Власов, А.А. Насиров, С.З. Зайнабидинов, П.Б. Парчинский, В. Абдуазимов. Узбекский физический журнал. 1994. №2.С.31.

ИЗУЧЕНИЕ ДИФФУЗИИ ЙОДА В ХЛОПКОВЫЕ ВОЛОКНА

Ж.Ж.Хамдамов, Б.Э.Тураев, С.У.Умарова, Н.К.Хакимова, Ш.Б.Норкулов, М.Ж.Хайдарова, А.Т.Мамадалимов

Национальный университет Узбекистана им. М. Улугбека
mamadalimov@rambler.ru

Совершенная и высокая структурная организация молекул природных волокон определяет их уникальные физические, физико-химические и эксплуатационные свойства. Наличие наноразмерных полимерных структур в хлопковых, шелковых и других природных волокнах, а также обнаружение в них полупроводниковых свойств послужит основой для разработки уникальных полупроводниковых приборов.

Устойчивость электрофизических свойств некоторых природных волокон при термоциклировании, точная обратимость полученных результатов и воспроизводимостьопределяет перспективу создания элементов электронной техники.

Данная работа посвящена изучению диффузии молекул йода в хлопковые волокна.Для синтетических полимеров явление диффузии изучено довольно подробно [1,2]. Здесь использованы методы определения коэффициента диффузии по количеству вещества, сорбированного за определенный промежуток времени t и в состоянии сорбционного равновесия. Данный метод определения коэффициента диффузии в полимерах считается наиболее точным.

Однако, подобные способы не всегда приемлемы для природных полимеров. В работе описан оригинальный метод определения коэффициента диффузии – D, с использованием времени половинного насыщения по формуле

$$D = 0{,}04939 \cdot {l^2}/{t_{1/2}},$$

где *l*-граница распространения диффундирующего вещества: t – время протекания диффузии в полимерном веществе до насыщения, соответственно $t_{1/2}$ - половина этого времени.

Для определения коэффициента диффузии йода в хлопковом волокне (ХВ) сорта АТМ-1 нами использовано выше приведена формула. Взят образец в виде пучка хлопковых волокон, уложенных параллельно друг другу и склеенных на конце, навеской в 3 мг. Один конец образца помещали в 10% спиртовым раствором йода, который диффундировал вдоль волокна. В течение определенного времени измеряли расстояние распространения йода. Кинетика этого явления исследовалась при различных температурах, до насыщения ХВ йодом.

Был рассчитан коэффициент диффузии йода в ХВ для каждой из рассматриваемых температур. Зависимость *lg*D=f(1000/T) линейная. Таким образом, с увеличением температуры коэффициент диффузии йода в ХВ растет экспоненциально. Вычисленная энергия активации процесса диффузии йода оказалась равной 1.18 эВ. Коэффициент диффузии йода при t^0 C = 20 и 60, соответственно, имеют значения 10^{-10}и $5 \cdot 10^{-8} cm^2/c$.

Для того, чтобы легировать ХВ йодом, сначала ХВ тщательно расчесывались мелкой расческой (с периодом остриев 0,5 мм), затем, вырезались со стороны семена. Далее ХВ промывались в этиловом спирте, сушили при 40^0 C и вводились в стеклянную трубку диаметром 1-4 мм, причем ХВ с вырезанной стороны пропитаны 10% спиртовым раствором йода.

В пропитанном состоянии образцы ХВ при температуре 20-90^0C находились в течение 15-600 минут, затем вынимая ХВ сушили в камере в присутствии поглотителя - селикогеля, в течение 1 часа. Затем, для того чтобы на результаты измерения не влияли влажность окружающей среды ХВ, пропитанные йодом, после высушки, размещали в плоский кварцевый или стеклянный корпус, длиной 10 мм.

Удерживание йода в образцах контролировали, непосредственно, измерением их массы (m) по времени (t) при комнатных условиях. Опыты проводили на аналитических весах марки ВЛР-200. Полученные результаты в виде зависимости массы образцов от времени показывают, что резкое снижение массы происходит в начальном этапе в течение 5-12 часов. Далее практически не наблюдается изменение массы.

При этом снижение массы легированных образцов, приближается к массам исходных образцов, но имеются заметное различие, которой показывает удерживание йода на образцах. По расчету содержания йода в образцах составляет от 2 до 8 %.

Таким образом, йод в результате диффузионных процессов проникает в глубь хлопкового волокна, тем самым создает условия для делокализацийквазисвободных электронов, которые повышают электропроводность ХВ на несколько порядков.

Литература

1. А.Андрианов и др. Материалы III-Всесоюзной конф. по диффузионным явлениям в полимерах. Рига, 1977. т.1., с. 61.
2. А.Я. Малкин., А.Е. Чалых. Диффузия и вязкость полимеров. Методы измерения. М. «Химия», 1979. 303 стр.

СПЕКТР «ОСЛАБЛЕННЫХ» ПОЛЯРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.Эшпулатов, У.И.Азимов, Д.Ш.Хужанова

Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий
140100, Самарканд, ул.Шохрух Мирзо, 47А +998915482399, barat50@bk.ru

При выполнении условия$\omega_{LO} = j\omega_{eH}$(1)возникает эффект Джонсона-Ларсена[1], где ω_{LO}-предельная частота продольного оптического (LO) фонона, ω_{eH}=(|e|H/c*m_e) –циклотронная частота, m_e– эффективная масса электрона, c – скорость света в вакууме, H – напряженность магнитного поля, e – заряд свободного электрона, j – число.

Эффект Джонсона-Ларсена называют также магнетополяронным резонансом, а образую-щиеся при условии (1) состояния в полупроводниках – магнетополяронами.В случае «классического» эффекта Джонсона-Ларсена j – целое число. При некоторых дробных значениях j возникает так называемый «ослабленный» магнетополяронный эффект[2]. В этом случае термы пересекающихся в

точках соответствующих условию (1), характеризуются величинами $\Delta N \geq 2$ (где N- число фононов), реальные прямые переходы между ними с испусканием одного фонона невозможны. Поскольку термы пересекаются, их расщепление неизбежно, но для вычисления величины расщепление нужно учитывать переходы между пересекающимися термами через виртуальные промежуточные состояния или учитывать в операторе электрон-фононного взаимодействия малые двухфононные вклады.

В настоящей работе проведен анализ теории возмущений методом квантовой теории поля [3] с помощью диаграмм Фейнмана для массового оператора. Виртуальные состояния характеризуется с сохранением импульса, но не сохранением энергии. Показано, что величины расщепления термов в случае «ослабленных» поляронов оказывается существенно меньше, чем в случае поляронов при целыхj. Вклады переходов через промежуточные виртуальные состояния в величины расщепления термов более высокого порядка по константе связи Фрелихаα чем $\alpha^{1/2}$.

Литература:

1. E.J. Johnson, D.M. Larsen. Phys.Rev.Lett. **16**, 15, 655 (1966).
2. И.Г. Ланг, Л.И. Коровин, С.Т. Павлов. ФТТ, **47**, вып**. 9,** 1704 (2005).
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика, T.IV, «Наука», М. 1968, стр.350.

ЧЕТЫРЕХФОНОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.Эшпулатов[1], Э.У.Арзикулов[2], М.Файзуллаев[1]

[1] *Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий,*
140100 Самарканд,ул.Шохрух Мирзо 47А, +998915482399, barat50@bk.ru

[2] *Самаркандский государственный университет,*
140104 Самарканд, Университетский бульвар 15

Электрон-фононное взаимодействие в системах пониженной размерности обсуждается в литературе с самого начала формирования физики низкоразмерных систем как самостоятельной области физики твердого тела. Уже в известном обзоре Андо, Фаулера и Стерна 1985 года [1] на примере двумерной электронной системы в кремнии рассматривалось влияние акустических фононов на подвижность электронов инверсионного канала. В низкоразмерных системах на основе A_3B_5 (так же, как и объемных образцах) существенный интерес представляют поляронные эффекты, обусловленные оптическими фононами.

В работах [2-4] была развита теория многофононного резонансного комбинационного рассеяния света (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 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 $\omega_{LO} \cong \Omega$ или $\omega_{LO} \neq \Omega$ ($\omega_{LO} -$ частота $LO -$ фононов, $\Omega -$ циклотронная частота электрона).

Проанализируем на основе приведенных в работах [3,4] формул для функций Грина частотную зависимость тензора рассеяния. В частотном интервале

$$\omega_g + \omega_{oe} - {}^{9\Omega}/_{2} \leq \omega_l < \omega_g + \omega_{oe} + {}^{11\Omega}/_{2} \qquad (1)$$

(где $E_g = \hbar\omega_g$ – ширина запрещенной зоны, ω_l - частота возбуждающего света, $\hbar\omega_{0e}$ – энергия размерного квантования в зоне проводимости) в результате прямого рождения электронно–дырочной пары (ЭДП) электрон и дырка оказываются на уровнях $n = 4$. В этих условиях возможен как двухфононный, трехфононный, так и четырехфононный процесс.

Частотная зависимость тензора рассеяния в случае второго ФП в канале прямого рож-дения электронно-дырочной пары (ЭДП), при $\omega_{LO} \cong \Omega$ определяется функцией

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

где $\vartheta = \Gamma/\sqrt{\eta}$, $\eta = (\alpha_0 / 2)\,(\Omega / \omega_{LO})^{1/2}$, $\Gamma = [\omega_l - \omega_g' - (9/2)\Omega]/\omega_{LO}$, $\omega_g' = \omega_g + \omega_{0e}$, (3)

α_0 - безразмерная константа электрон-фононной связи.

В случае прямой аннигиляции ЭДП, частотная зависимость определяется функцией

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

Суммируя оба вклада получим, что второму ФП соответствует

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

где S_2^0 определен в [9], ω_s – частота рассеянного света.

Согласно (2), (4) и (5) второе ФП состоит из восьми пиков, четыре из них связаны с прямым рождением ЭДП и четыре – с прямой аннигиляцией. Частоты, соответствующие максимумам пиков, равны

$$\omega_{\pm1} = \omega_l + \omega_g' + (9/2)\Omega \pm 0{,}55\sqrt{\eta}\ \omega_{LO}; \quad \omega_{\pm2} = \omega_l + \omega_g' + (9/2)\Omega \pm 0{,}87\sqrt{\eta}\ \omega_{LO}; \quad (6)$$

$$\omega_{\pm3} = \omega_l + \omega_g' + (9/2)\Omega \pm 1{,}436\sqrt{\eta}\ \omega_{LO}; \quad \omega_{\pm4} = \omega_l + \omega_g' + (9/2)\Omega \pm 1{,}505\sqrt{\eta}\ \omega_{LO}; \quad (7)$$

Расстояние между максимумами соседних пиков равно

$$\omega_{+4} - \omega_{+3} = 0{,}07\sqrt{\eta}\ \omega_{LO}; \ \omega_{+3} - \omega_{+2} = 0{,}566\sqrt{\eta}\ \omega_{LO}; \ \omega_{+2} - \omega_{+1} = 0{,}32\sqrt{\eta}\ \omega_{LO}; \quad (8)$$

$$\omega_{+4} - \omega_{+3} = \omega_{-3} - \omega_{-4}; \quad \omega_{+3} - \omega_{+2} = \omega_{-2} - \omega_{-3}; \quad \omega_{+2} - \omega_{+1} = \omega_{-1} - \omega_{-2};$$

Вычисления показывает, что положение восьми пиков четвертого ФП совпадает с положением пиков второго и третьего ФП в том же частотном интервале (1).

В канале прямого рождения с ростом магнитного поля: при μ =($\lambda/\sqrt{\eta}$) = 0,05, пики ФП расположены в точках $\vartheta_{\text{лев2}} = -1{,}6$, $\vartheta_{\text{лев1}} = -0{,}7$, $\vartheta_{\text{пр1}} = 0{,}48$, $\vartheta_{\text{пр2}} = 1{,}3$, (т.е. сместятся в сторону меньших частот) соответственно с относительными интенсивностями $I_{\text{лев2}}$ =2,9,

$I_{\text{лев1}}$ =49,5; $I_{\text{пр1}}$ =48,07, $I_{\text{пр2}}$ =6,76; а в канале прямой аннигиляции пики расположены в точках $\vartheta_{\text{лев2}} = -1{,}62$, $\vartheta_{\text{лев1}} = -0{,}97$, $\vartheta_{\text{пр1}} = 0{,}8$, $\vartheta_{\text{пр2}} = 1{,}4$ (и в этом случае смещения в сторону меньших частот), относительные интенсивности же имеют значения $I_{\text{лев2}}$ =2,9, $I_{\text{лев1}}$ =47,11; $I_{\text{пр1}}$ =56,74, $I_{\text{пр2}}$ =1,5. Таким образом, с ростом магнитного поля пики ФП смещаются в сторону меньших ϑ и интенсивности левого бокового уменьшается, тогда как центрального пика увеличивается. Центральный правый пик уменьшается по интенсивности, а бокового увеличивается сравнительно. Они также смещаются в сторону меньших ϑ.

Работа выполнена при финансовой поддержки гранта фундаментальных исследований Республики Узбекистан (Ф2-ФҚ-0-47339 Ф2-015).

Литература

1. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985)
2. Л. И. Коровин, С. Т. Павлов, Б. Э. Эшпулатов, ФТТ , 1993, **35**, №6, с. 1562- 11576.
3. Л. И. Коровин, С. Т. Павлов, Б. Э. Эшпулатов, ФТТ , 1993, **35**, №9, с.2379 - 2392.
4. L. I. Korovin, S. T. Pavlov, B. E. Eshpulatov. Phys. Low – Dim. Struct. 1994, **4/5**. p. 83 – 85.

ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ CU_2ZNSNS_4 МЕТОДОМ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

А.Юсупов[1], К.Адамбаев[2], З.З.Тураев[2]

[1]*Ташкентский автомобильно-дорожный институт*
[2]*Национальный университет Узбекистана*

Блогодаря распространненности, доступности и безвредности компонентов в последнее время возрос интерес к системе Cu_2ZnSnS_4(CZTS)[1-3]. Она рассматривается как перспективный материал для изготовления дешевых фотоэлектрических преобразователей. Для этой цели в оснавном используются их поликристаллические тонкие пленки. Строение кристаллитов и межкристаллитные слои существенно влияют на свойства поликристаллических пленок[2,3]. Исследование выращивания объемных поликристаллов дает допольнительную информацую о возможности получения совершенных пленок и их структурном строении.

В работе приводятся результаты исследований процесса выращивания объемных поликристаллов CZTS, а также их структуры. Процесс выращивания поликристаллов CZTS изучался методом направленной кристаллизации. Были использованы кварцевые ампулы, откаченные до ~10^{-4} мм.рт.ст. с исходной загрузкой компонентов соединения. Состав исходной загрузки рассчитывался, исходя из атомного веса её компонентов и стехиометрической формулы синтезируемого соединения.

Для предотвращения взрыва контейнера из-за большего давления паров серы прецесс увеличения температуры проводился постепенно начиная с 250^0 С. При этой температуре проводился отжиг в течении 30 мин., затем с прибавлением каждого 150^0 С отжиг прозводился в течении 20 мин. Проводился заключительный термический обжиг исходной загрузки при температуре 1000^0 С, в

течении 45 минут. Затем производили процесс направленной кристаллизации с понижением температуры со скоростью в среднем 5-7 град./мин.

Исследовалось структурное строение кристаллов CZTS. На рис.1 показана микрофотография поверхности пластин образца CZTS. Как видно из рисунка, кристалл CZTS имеет поликристаллическую структуру с характерными размерами зёрен кристаллитов. Исследование морфологии выращенных слитков показало, что образцы обладают поликристаллической структурой с размерами зерен кристаллитов в диаметре 100-120, а в длину -240-270 мкм. Причем размеры зёрен увеличивались с уменьшением скорости роста кристаллов.

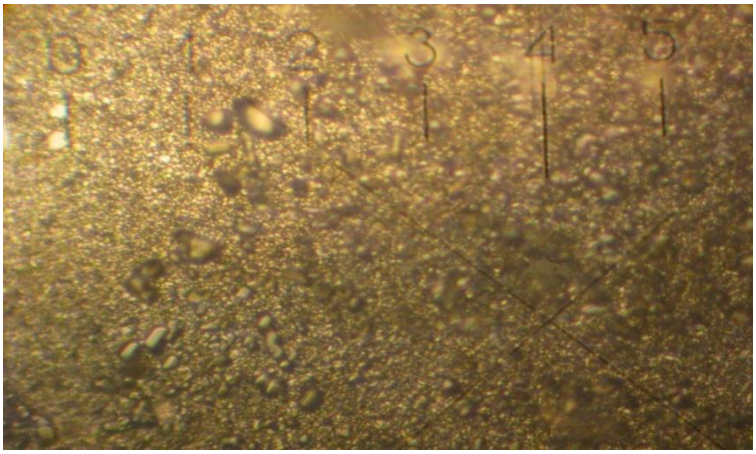


Рис.1. Микрофотография поверхности пластин образца CZTS.

Изучались спектры отражения рентгеновских лучей в образцах CZTS. На рис.2 приведен спектр отражения рентгеновских лучей образца CZTS. Как видно из рис.2, в спектрах,в основном, наблюдаются пики, соответствующие четырем плоскостям CZTS: (112), (220), (312), (200) и (110). Самая большая интенсивность имеет пик соответствующий плосткости (112), что свидетельствует о преобладании кристаллитов с этой ориентацией. Интенсивности наблюдаемых пиков несколько различались от образца к образцу, что может быть связано с особенностью роста поликристаллов CZTS.

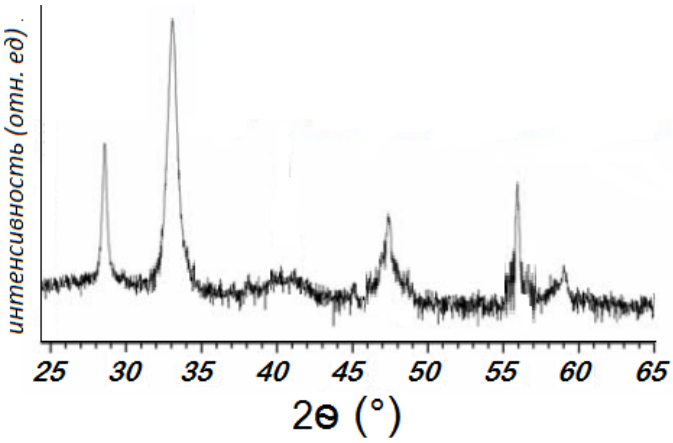


Рис.2.Спектры отражения рентгеновских лучей в образцах CZTS.

Исследовано влияние режимов роста на структуры поликристаллов CZTS. Процесс выращивания производися при различных температурах, предворительного отжига, начало кристаллизации и скоростях роста. Анализ полученных результатов показает, что размеры зерен кристаллитов зависит от режима роста, с увеличением скорости роста линейные размеры кристаллитов уменьшается.

Изучение электрических свойств CZTS показали, что образцы обладают дырочным типом проводимости. В соединениях CZTS вакансии меди (V_{Cu}), являются наименее глубокими уровнями (~ 0,02 – 0,08 эВ) [4,5]. Однако, наиболее стабильным дефектом в них является замещение катионов цинка катионами меди (Cu_{Zn}), энергия ионизации данного дефекта ~ 0,10 – 0,15 эВ [4,5]. При этом оба данных дефекта образуют акцепторные уровни, что определяет *p*-тип проводимости Cu_2ZnSnS_4, а

низкая энергия их формирования предопределяет низкую вероятность получения соединений с *n*-типом проводимости [5].

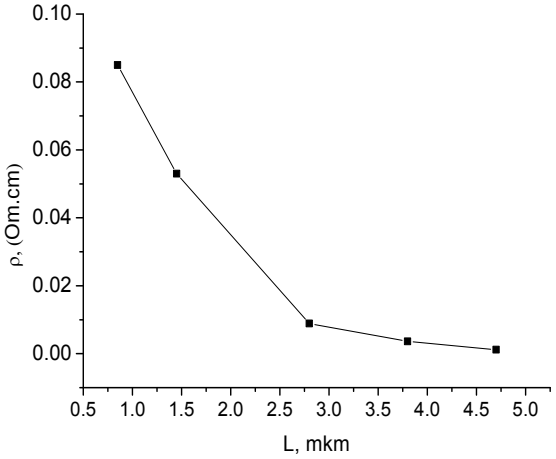


Рис.3.Распределение удельного сопротивление по длине слитка CZTS.

Удельное сопротивление образцов изменялось в пределах 0,0012 - 0,1 Ом.см. На рис. 3 приведено распределение удельного сопротивление по длине одного из выращенного слитка CZTS. Из рисунка видно, что по длине слитка удельное сопротивление уменьшается, что, по-видимому, связано с сегрегацией имеющихся в расплаве примесей.

Таким образом, полученные результатыпоказывают, что поликристаллическиеCu_2ZnSnS_4 дырочного типа проводимости могут быть выращены методом направленной кристаллизации.Размер зерен кристаллитов в поликристаллах составляет порядка 250 мкм и зависит от режима роста. Уделное сопротивление образцов составляет в пределах от 0,001 до 0,12 Ом.см, его величина существенно зависит от стехиометрии соединения.

Литература

1. H. Katagiri ,Tech. Dig. Photovoltaic Sci. Eng. Conf. Miyazaki, 1996,№9, 745 .
2. Teodor K. Todorov , Jiang Tang , Santanu Bag , Oki Gunawan , TayfunGokmen , Yu Zhu ,and David B. Mitzi . Adv. Energy Mater.2013,№3, 34–38.
3. A.S. Opanasyuk, D.I. Kurbatov, M.M. Ivashchenko, J.Nano- Electron. Phys.,2012, v.4,№ 1, 01024(3).
4. Chen S., Gong X. G., Walsh A., Wei S.-H. Applied Physics Letters, 2010, vol. 96, p. 021902(1-3).
5. Chen S., Walsh A., Gong X.-G., Wei S.-H. Advanced Materials, 2013, vol. 25, p. 1522-1539.

ОПТИЧЕСКИЕ, СТРУКТУРНЫЕ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ НАНОСТРУКТУР НИТРИДА НИОБИЯ

Д.Р.Джураев

Бухарский государственный университет

200000, г.Бухара, ул. М.Икбол, 11, тел.: 8-365-223-82-63, E-mail: djuraev2002@mail.ru

В данной работе приводятся результаты исследований оптических, структурных и сверхпроводящих свойств тонкопленочных наноструктур нитрида ниобия со столбчатой структурой. В работе экспериментально установлено, что концентрация электронов проводимости пленок нитрида ниобия стехиометрического состава в 100 раз меньше, чем у чистого ниобия и в 30 раз меньше, чем у соединений со структурой А15, что указывает на меньший вклад электронов проводимости, чем вклад межзонных переходов. Обнаружено аномально большое изменение квадрата плазменной частоты - ω_{p1}^2 (увеличение в 2,4 раза), при высоких температурах (295÷600 К) для пленок нитрида ниобия, которое объясняется предложенной гипотезой теплового переброса электронов из основного состояния второй полосы через малую щель в зону проводимости.

Несмотря на то, что в середине 80-ых годов прошлого века были открыты металлооксидные высокотемпературные сверхпроводники, проблема изучения сверхпроводников со структурой В1 продолжает оставаться актуальной до сих пор, пока нет ясного ответа на вопрос, почему у металлооксидных сверхпроводников столь высокие критические температуры перехода в сверхпроводящее состояние ($T_к \geq 100$ К) [1-3]. Поэтому результаты, полученные для материалов со

структурой B1 углубляют наши представления о физике явления сверхпроводимости, позволяют сделать определенные выводы о направлении дальнейших исследований. Необходимо отметить, что по ряду параметров на сегодняшний день сверхпроводники со структурой B1 превосходят даже металлооксидные сверхпроводящие материалы [4,5].

Соединение нитрида ниобия со структурой B1 обладает рядом интересных свойств, делающих изучение его важным как с научной, так и с практической точки зрения. Нитрид ниобия сочетает высокие сверхпроводящие свойства с очень низкой статической электропроводностью, слабо меняющейся с температурой. Он устойчив к внешним воздействиям, включая действие агрессивных сред, и малочувствителен к радиационным воздействиям. Область практического применения нитрида ниобия очень широка [3,4]. Несмотря на это, исследование его оптических свойств оставалось малоизученным.

Одной их важных сверхпроводящих характеристик любого сверхпроводника является его энергетическая сверхпроводящая щель Δ. Она определяет верхний частотный предел использования его в различных приборах и устройствах. Нами были исследованы исследований сверхпроводящей щели соединений нитрида ниобия с температурами сверхпроводящего перехода T_c>16 К. В работе в широком диапазоне напряжений U выполнены систематические туннельные исследования нитрида ниобия со структурой B1, позволившие получить значения Δ, установить их корреляцию с T_c, получить температурную зависимость Δ(T), а также обнаружить структуру графика зависимости $d^2I(U)/dU^2$ в за щелевой области напряжений U до 30 мэВ (I - ток туннельного перехода (ТП).

Исследования оптических свойств материалов, обладающими этими свойствами, дают важную информацию об энергетических спектрах электронных структур, в основе которого лежит квантовый характер взаимодействие света с твердыми телами, что приводит к возникновению в оптических спектрах характерных особенностей при энергиях световых квантов, соответствующих оптическим переходам между энергетическими уровнями (или зонами) атомов вещества.

Совместная постановка задачи исследований оптических спектров данного материала на наш взгляд, диктуется как фундаментальным характером решаемых задач - рассматриваемого соединения являются удобными модельным объектом как для целей физики твердого тела, оптики твердых тел, так и ожидаемым широким практическим применением рассматриваемой пленки в качестве высокоэффективного отражающего покрытия в ИК - области спектра [5].

Работа выполнена в рамках проекта фундаментальных исследований Ф2-ФА-Ф0383.

Литература

1. Джураев Д.Р., Кузьмичев Н.Д., Мотулевич Г.П. Определение электронных характеристик нитрида ниобия оптическим методом.//Труды ФИАН, 1988, Т.190, С.108-127.
2. Джураев Д.Р., Мотулевич Г.П. Туннельные исследования плёнок нитрида ниобия со структурой B1.//Труды ФИАН, 1988, Т.190, С.158-173.
3. Cheng-Lin Huang, Chih-Huang Lai, Po-Hao Tsai, Hsing-An-Huang, Jing-Cheng Lin, and Chiapyng Lee Characteristics of Reactively Sputtered Niobium Nitride Thin Films as Diffusion Barriers for Cu Metallization.//Electron.Matter.Lett., Vol. 9, No.5 (2013), pp.593-597.
4. И.В.Пентин, К.В.Смирнов, Ю.Б.Вахтамин и др. Быстродействующий терагерцевый приёмник и инфракрасный счетчик одиночных фотонов на эффекте разогрева электронов в сверхпроводниковых тонкопленочных наноструктурах.//Физика, электроника, нанотехнология, Труды МФТИ, 2011, том 3, №2, С.38-42.
5. Uwe S. Pracht, Eric Heintze, Conrad Clauss, Daniel Hafner and others Electrodynamics of the Superconducting State in Ultra-Thin Films at THz Frequencies.//IEEE Transactions on THz Science and Technology, 2013, pp.1-12.

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД И МОДУЛИРОВАННАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА МОНОКРИСТАЛЛА A – FE_2O_3:GA

Д.Р. Джураев[1], Л.Н.Ниёзов[1], Б.Ю.Соколов[2], Ш.Ш.Файзиев[1]

[1]*Бухарский государственный университет*

[2]*Национальный университет Узбекистана им.Мирзо Улугбека*

200000, г.Бухара, ул. М.Икбол, 11, тел.: 8-365-223-82-63, E-mail: djuraev2002@mail.ru

В работе приводятся результаты исследования модулированной магнитной структуры монокристалла α – Fe_2O_3:Ga под внешним воздействием.

Экспериментальным исследованием полевой зависимости магнитного линейного двулучепреломления (МЛД) в монокристалле α – Fe_2O_3:Ga обнаружено, что при намагничивании

кристалла в базисной плоскости вблизи направлений, перпендикулярных осям C_2, в области полей магнитного насыщения МЛД изменяется немонотонным (скачкообразным) образом. Наблюдаемая особенность полевой зависимости МЛД связывается с перестройкой магнитной структуры α – Fe_2O_3:Ga в процессе намагничивания.

На основе термодинамического потенциала с градиентными членами, учитывающими магнитные неоднородности среды, проведено феноменологическое описание основных свойств и условий существования модулированной магнитной фазы кристалла α – Fe_2O_3, допированного диамагнитными ионами Ga. Показано, что основные результаты проведенного теоретического рассмотрения индуцированного внешним магнитным полем фазового перехода из однородного магнитного состояния кристалла в модулированное не противоречат имеющимся экспериментальным данным.

Известно, что примечательной особенностью процесса технического намагничивания кристалла гематита, допированного диамагнитными ионами галлия (α – Fe_2O_3:Ga), является возникновение в некотором интервале внешнего магнитного поля $H_1 \leq \Delta H \leq H_2$ длиннопериодической пространственной модуляции параметра магнитного порядка этого легкоплоскостного слабого ферромагнетика [1,2]. Выполненные в [1,2] исследования показали, что модулированная магнитная структура (ММС) α – Fe_2O_3:Ga появляется при температуре $T > 260$ К при ориентации вектора H вблизи трех направлений в легкой (базисной) плоскости кристалла, перпендикулярных осям C_2. При намагничивании α – Fe_2O_3:Ga в этих направлениях вращение вектора ферромагнетизма m (антиферромагнетизма l, по определению, $l \perp m$) в базисной плоскости происходит не совсем обычным образом: после завершения процесса смещения доменных границ сначала кристалл монодоменизируется и локальные векторы m оказываются ориентированными вдоль одной из трех (направление которой наиболее близко к направлению H) осей C_2; затем при $H = H_1 \approx 6$ Э происходит переход магнитной структуры кристалла из однородной в пространственно модулированную, устойчивую в интервале ΔH ; после чего при $H = H_2 \approx 16$ Э кристалл вновь переходит в однородное магнитное состояние с $m \parallel H$. Как показано в [2], ММС α – Fe_2O_3:Ga имеет вид статичной поперечной спиновой волны, линейно поляризованной в базисной плоскости [3], в которой азимут локального вектора m осциллирует около направления H (соответственно азимут вектора l осциллирует около перпендикулярного H направления).

Следуя работе [2], для описания ММС α - Fe_2O_3 : Ga воспользуемся феноменологической теорией фазовых переходов, основывающейся на исследовании термодинамического потенциала кристалла с неоднородным распределением параметра порядка. Так как, ММС возникает при ориентации вектора H вблизи трех направлений, перпендикулярных осям C_2, причем направление волнового вектора k не зависит от H и T, рассмотрение удобно провести в прямоугольной системе координат, одна из осей которой параллельна вектору $k \parallel H$ (ось X). При этом учтем, что в разложении термодинамического потенциала слабых ферромагнетиков по степеням параметра порядка слагаемыми, содержащими вектора ферромагнетизма m (антиферромагнетизма l, по определению $m = M_1 + M_2$, $l = M_1 - M_2$, $l \perp m$, где M_1, M_2 – подрешеточные магнитные моменты) можно пренебречь по сравнению с членами, зависящими от l .

Нами предложенная модель возникновения ММС позволяет непротиворечиво описать (на качественном уровне) всю совокупность имеющихся результатов экспериментального исследования неоднородной магнитной фазы монокристалла α - Fe_2O_3 : Ga .

Работа выполнена в рамках проекта фундаментальных исследований Ф2-ФА-Ф0383.

Литература:

1. Азаматов З.Т., Караев А.Т., Соколов Б.Ю., Федоров Ю.М. Модулированная магнитная структура слабого ферромагнетика α–Fe_2O_3:Ga.//Журнал технической физики. 2001. Т.71. В.3. С. 84-87.
2. Соколов Б.Ю. Модулированная магнитная структура ромбоэдрических слабых ферромагнетиков α–Fe_2O_3:Ga и $FeBO_3$:Mg.//Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2004. Т.126. В.2(8). С. 472-482.
3. Федоров Ю.М., Лексиков А.А., Аксенов А.Е. Магнитооптические явления в ромбоэдрических антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом.//Физика твердого тела. 1984. Т.26. В.1, С. 220-226.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИСКУССТВЕННЫХ ОПАЛОВ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ОТЖИГОМ

Р.Ю.Рахимов, С.С.Курбанов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз
rakhimbergan74@mail.ru

Ключевые материалы и технологии всегда играли большую роль в истории цивилизации, определяя не только уровень развития производительных сил, но и во многом – социальный прогресс в обществе. В конце XX века многообещающим ключевым материалом стали наночастицы, обещающие произвести революционные изменения во всех областях науки, производства, национальной безопасности, медицины, быта и отдыха. Но, надо сказать, что год за годом появляются новые наноматериалы, исследования свойств которых могут открыть новые горизонты перед человечеством. Поэтому исследование различных, в том числе оптических, свойств наноматериалов (фотонных кристаллов, левых сред, плазменных структур и т.д.) является весьма актуальной задачей. Фотонные кристаллы вызывают особый интерес среди исследователей, как с точки зрения фундаментальной науки, так и в отношении их возможных многочисленных технических приложений. Чтобы успешно манипулировать отражением и прохождением света через фотонный кристалл, необходимо научиться эффективно, воздействовать показателями преломления составляющих его элементов, их коэффициентами поглощения, а также геометрическими характеристиками структуры (период кристаллической решетки). Наиболее перспективными являются трехмерные фотонные кристаллы, в частности опаловые матрицы. Искусственный опал, представляющий собой периодическую упорядоченную плотную упаковку сфер стеклообразного SiO_2 субмикронного диаметра. При этом пустоты между сферами занимают до 26% полного объема. Меняя диаметр сфер диоксида кремния (от 0,1 до 1 мкм), в опалах возможно перестраивать энергетическое положение запрещенной фотонной зоны (от ультрафиолетового до ближнего инфракрасного спектрального диапазона). Эти поры соединены между собой каналами, что создаёт возможности заполнения пустот другими веществами, существующими в атмосферном воздухе.

В настоящей работы мы сообщаем об исследование спектральных характеристик люминесценции искусственных опалов, возникающий после их отжига на воздухе при температуре 500^0С. Как было сообщено ранее [1], в необработанных образцах искусственного опала под воздействием УФ излучения наблюдается люминесценция, спектр которой содержит два максимума в районе 400 нм и 500 нм и занимает область 350÷800 нм. Люминесценция затухает не экспоненциально с характерным временем 10-100 нс. Анализ спектра позволил идентифицировать коротковолновую полосу люминесценции с центрами свечения, образованными в объеме диоксида кремния, а длинноволновую с поверхностными центрами свечения. Обнаружено, что после отжига в образцах опала появляется наряду с быстрой компонентой медленная коспонента, имеющая время послесвечения несколько секунд. Медленная компонента отсутствует в образцах, выдержанных при этой же температуре в вакууме. Спектр медленной компоненты люминесценции состоит из явно выраженной одной полосы в районе 550 нм. Изменением времени задержки регистрации люминесценции оценено время затухания медленной люминесценции. Оно составляет примерно 50 микросекунд и не зависит от размеров сфер искусственного опала.

Предполагается, что полоса люминесценции в районе 550 нм обусловлена поверхностными центрами свечения искусственного опала и во время высокотемпературного отжига происходит испарение сорбированных молекул воды и более легких элементов с поверхности наносфер диоксида кремния и заменяются другими элементами. Эти процессы приводят к созданию нового ансамбля поверхностных центров свечения с большим временем затухания.

Литература

1. Kurbanov S.S., Shaymardanov Z.Sh., Kasymdzhanov M.A., Zakhidov E.A., Khabibullaev P.K., Kang T.W. Physica B **403** (2008) 1916–1921.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕГРЕГАЦИИ ФОНОВЫХ МЕТАЛЛОВ (FE,TI) ПРИ ПЕРЕПЛАВКЕ ТЕХНИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Атабаев И.Г., Хажиев М.У, Кабулов Р.Р., Жураев Х.Н., Амонов К.А., Джумабаев Д.К.

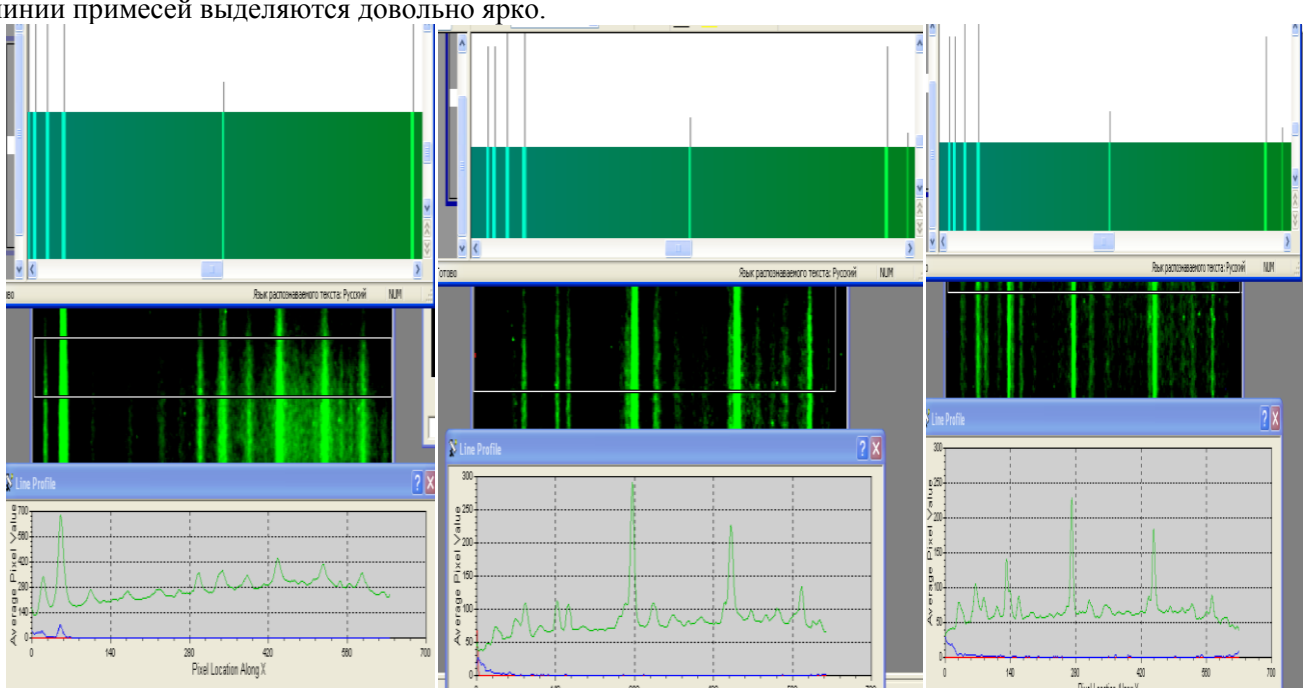
Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз
e-mail: atvi@uzsci.net, mardonbek@uzsci.net

Физические способы очистки солнечного кремния и изготовления полупроводниковых структур и солнечных элементов в значительной мере основаны на сегрегационных явлениях. Сегрегация - изменение физического состояния гетерофазной среды в условиях термодинамического равновесия. Предельная растворимость примесей и их сегрегационный коэффициент являются фундаментальными физическими характеристиками в материаловедении, отражающими равновесие между различными фазами (переход твердая-жидкая или газ-твердая фаза и т.п.). Предельная растворимость примеси - это наивысшая концентрация примеси выше которой в материале начинается образование кластеров и включений примесной фазы.

На предельную растворимость примеси оказывают влияние присутствие других примесей. Большой цикл теоретических и экспериментальных работ по взаимному влиянию примесей на их растворимость в жидких расплавых металлов и полупроводников, а также в полупроводниковых твердых растворах проведен в ФТИ в лаборатории академика М.С.Саидова [1]. Показано, что в зависимости от ионных радиусов примесей, их зарядовых состояний в матрице, предельная растворимость примесей может меняться в значительных пределах. Установлено, что примесные атомы с одинаковым зарядом в матрице взаимно уменьшают их растворимость [2,3].

Следует отметить, что практически все теории твердых растворов полупроводник –примесь рассматривают системы с относительно малой концентрацией примеси. Как только концентрация примесей начинает превышать предельную концентрацию внутри матрицы начинают образовываться включения второй фазы или преципитаты примесей. В техническом кремнии, например имеются включения углерода, железа и других технологических металлов.

В данной работе исследована сегрегация при переплавке технического кремния с применением оптическая эмиссионная спектроскопия на модифицированной установке СЛ-13. Было исследовано влияние переплавки на технический кремний двух типов (США и Китайский). Переплавка осуществлялась на установке Tri-Arc Melting Furnace with Crystal Puller в течении 1÷4 минуты методом электронно-лучевой зонной плавки. На рисунках a,b,c приведены оптические эмиссионные спектры излучения в области длин волн 5202÷5405 Å для кремния полупроводниковой чистоты (a), технического кремния до (b) и после плавления (c). В этой области имеется только три эмиссионные спектральные линии с относительно слабым коэффициентом излучения. На их фоне эмиссионные линии примесей выделяются довольно ярко.



а) кремний полупровод-никовой чистоты. *в) технического кремния до переплавки* *с) после плавления*

При расшифровке эмиссионных спектров следует учитывать факт, что для многих примесей излучательные линии могут лежать близко друг к другу. Нами с учетом положений пиков и их коэффициента излучения идентифицировано наличие: в образце чистого кремния (рис.a) кроме эмиссионных линий кремния видны линии фосфора (правая часть от центра рис.a). В образце b)

(технический кремний до переплавки) видны линии излучения железа, титана, меди, кальция и фосфора. В образце с) (технический кремний после переплавки) наблюдались те же линии излучения железа, титана, меди, кальция и фосфора, но амплитудные значения излучательной линии относительно кремниевый линии увеличивались. Что наводить на мысль о том, что в результате переплавки примеси с объема продифундировали на поверхность кремния.

Анализ спектров показал, что пик связанный с железом немного возрастает (5÷10%), остальные пики, связанные с титаном и кальцием, уменьшаются на 20÷40%. В связи с тем, что коэффициенты сегрегации титана и железа очень малы (~10^{-5}) переплавка кремния должна приводить к перераспределению примесей и увеличению их концентрации на поверхности. Однако, как видно из полученных данных, несмотря на малое время переплавки (всего 1÷4 минуты) концентрация титана и кальция ощутимо падает, и только концентрация железа слегка возрастает. Видимо, это связано с тем, что технический кремний кроме растворенных примесей содержит включения железа и титана. Так как предельная растворимость железа намного меньше, чем для титана ($3*10^{16}$ см$^{-3}$ и 10^{18} см$^{-3}$, соответственно) то сегрегация железа происходит намного сильнее чем для титана.

Литература

1. Саидов М.С. Растворимость в германии, кремнии и обобщенный момент // Доклады АН РУз. 1962, №5. с.19-22
2. Atabaev I.G. The Influence of Current Carries on Shallow Impurity Limited Silubility in Semiconductors. Defect and Diffusion Forum, v. 103-105, pp. 329-333. SCITEC Publications Ltd. Proc. of the 1st National Confrence on Defects in Semiconductors. St. Petersburg, Russia, Apr. 26-30, 1992
3. Атабаев И.Г. Предельная растворимость мелких примесей в полупроводниках. ФТТ,1996, N 8, с.2337-2342.

ОСОБЕННОСТИ КАСКАДНЫХ GAAS/SI СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ДВУСТОРОННЕЧУВСТВИТЕЛЬНЫМИ УЗКОЗОННЫМИ *p-n* ПЕРЕХОДАМИ

М.А.Абдукадыров, А.С.Ганиев

Ташкентский университет информационных технологий
г. Ташкент, ул. А.Тимура, 108, т. 2386557 a_and_z@bk.ru

Каскадные фотопреобразователи (КФП) с двусторонним освещением перспективны в улучшении удельных энергетических характеристик фотоэлектрических систем. Ввиду возрастания несбалансированности токов широко- и узкозонных p-n переходов в условиях двустороннего освещения в КФП следует увеличить количество узкозонных элементов, что позволяет снизить электрические потери при коммутации p-n переходов.

КФП содержит широкозонный элемент (ШЭ) на основе nGaP/n$Al_{0,75}Ga_{0,25}As$ /nGaAs/pGaAs/$p^+Al_{0,75}Ga_{0,25}As$. Суммарная толщина p- и nGaAs состасляет ~ 3мкм. Узкозонный элемент (УЭ) состоит из двух последовательно соединенных Si p^+-p-n^+ структур с толщиной n^+-слоя ≤ 0,5мкм. ШЭ и УЭ снабжены токосъемными контактами в виде двусторонних контактных сеток, сформированных к фронтальным p^+AlGaAs n^+Si слоям, а также к подложке. УЭ работает как на прямое, так и отфильтрованное ШК излучение благодаря двусторонней чувствительности. Обе поверхности структур имели просветляющие слои. Соотношение площадей ШЭ и каждого УЭ равно 2, причем ШЭ электрически соединен с УЭ.

Ввиду пологого края поглощения положение максимума спектра ФЧ Si p-n переходов зависить от глубины залегания p-n перехода. В этой связи расположение p^+-p Si перехода под ШЭ достаточной толщины преобразуя, отфильтрованного GaAs p-n переходом, ИК излучения способствует смещению максимума спектра ФЧ в более длинноволновую область. Фактор смещения максимума спектра в сочетании с прозрачной конструкции ШЭ в спектральном диапазоне $h\nu$<1,45 эВ заметно повышает ток Si p-n переходов. Доля тока в каждом УЭ, получаемая за счет длинноволнового излучения ($h\nu$ < 1,45), достигала 6 мА/см^2, что составляет 28% тока ШЭ. Плотность тока УЭ повышалась путем прямого освещения со стороны мелкозалегающего p-n^+ перехода. При освещении прямым солнечным светом плотность тока УЭ ~ 37 мА/см^2, что в 1,75 раза больше, чем ток GaAs p-n перехода при их одинаковой площади. Поэтому, прямое освещение Si p^+-p-n^+ перехода со стороны n^+- слоя обеспечивает 72% тока каждого УЭ относительно тока ШЭ, приближая тем самым, ток каждого p^+-p-n^+ перехода до тока GaAs перехода с величиной ~ 21,5 мА/см^2. Таким образом, КФП при двустороннем освещении имеет сбалансированность напряжении и тока GaAs/AlGaAs структур с двумя Si p^+-p-n^+ переходами.

III. ВОЗОБНОВЛЯЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ И ГЕЛИОМАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ

THE HEAT TRANSFER COEFFICIENT FROM THE LIGHT-ABSORBING HEAT-EXCHANGE PANEL TO THE COOLANT IN FLAT-PLATE SOLAR COLLECTORS AND ABSORBERS FOR THE LIQUID COOLANT HEATING

N.R. Avezova, R.R. Avezov

Physical-Technical Institute of SPA "Physics-Sun", Uzbekistan Academy of Sciences, Uzbekistan.
100084, Tashkent. Tel: (+998) 71-2354242; E-mail: avezov@uzsci.net

Introduction

Steady growth of World production and consumption of flat-plate solar water collectors in recent years puts on the agenda of their certification documents being designed in a single format, which is necessary for constructors and producers on their further improvement. The consumers should orientate in the nomenclature of the produced collectors, compare them and choose the most suitable design to meet their needs.

Calculations

To determine the specific heat output of flat solar water collectors and absorbers for heating the fluid heat transfer via calculation method the following expression was proposed:

$$q_{us} = К_{ref_{\text{р}-f}}\left(\bar{t}_{\text{р}} - \bar{t}_f\right), \qquad (1)$$

where $К_{ref_{\text{р}-f}}$ - heat transfer coefficient of heat exchange to its ray-absorbing panel to the system in its heat-removing channels; $\bar{t}_{\text{р}}$ – working temperature of the light-absorbing heat-exchange panels; $\bar{t}_f$ - mass mean temperature of the coolant, circulating in the heat-removing channels of the considered heat-exchange panel.

The $К_{ref_{\text{р}-f}}$ value is determined from the formula:

$$К_{ref_{\text{р}-f}} = \frac{\eta_{hp}\ К_{ref_{\text{р}-a}}}{1-\eta_{np}}, \qquad (2)$$

where η_{hp} –coefficient of thermal efficiency of the light-absorbing heat-exchange panel; $К_{ref_{\text{р}-a}}$ - given unit area of frontal surface of the collector housing; $К_{ref_{\text{р}-a}}$- the total coefficient of heat losses into the environment.

Results of computational studies to determine the value of $К_{ref_{\text{р}-f}}$ (that depends on η_{hp} and $К_{ref_{\text{р}-a}}$) by the formula (2) shows that, ceteris paribus (for structural dimensions and thermal properties of materials manufacturing ray-absorbing heat exchange panel) the value $К_{ref_{\text{р}-f}}$ depends mainly on the value of the coefficient of convective heat transfer inner wall surface of the heat sink channel ($\alpha_{k_{in}}$) and depends very little on $К_{ref_{\text{р}-a}}$.

Approximate expressions for the determination of values for $К_{ref_{\text{р}-f}}$ in the sheet-pipe light-absorbing heat-exchange copper panels case that are having a 0.11 m inter-tubular distance, thickness light-absorbing plate of 0.25 mm and wall heat removing channels of 0.50 mm, respectively. The results obtained on the basis of processing the computational studies data have the following view:

$$К_{ref_{\text{р}-f}} = 52{,}3 + 0{,}115\left(\eta_{hp} К_{ref_{\text{р}-a}}\right), \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot °\text{C}) \ . \qquad (3)$$

The maximum relative error of calculations obtained via the expression (3) is 0.2%.

The calculations results make for the dependence of $К_{ref_{\text{р}-f}}$ determination on the $\alpha_{\text{с}_{\text{вн}}}$ at $К_{ref_{\text{р}-a}} =$ 7,5 and 25,0 $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot °\text{C})$ are given in Table 1.

Table 1

$K_{ref_{p-a}}$, $Вт/(м^2 \cdot °C)$	$\alpha_{c_{in}}$, $Вт/(м^2 \cdot °C)$					
	200	400	600	800	1000	1200
7,5	35,1379	53,0816	63,9967	71,3644	76,5807	80,5282
25	35,6942	54,3934	65,8792	73,6923	79,2987	83,5549

The analysis of the results is showing that:

- the $К_{ref_{\text{р}-f}}$ value's dependence on the $К_{ref_{\text{р}-a}}$ value is insignificant. So, with a growth of the $К_{ref_{\text{р}-a}}$ values from 3,5 $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot °\text{C})$ (for high-quality collectors with the single layer translucent and selective light-absorbing coating on the surface of the heat-exchange panel) to 25,0 $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot °\text{C})$ (for flat-plate solar

absorbers with insignificant bottom heat insulation), i.e. with the $К_{ref_{р-а}}$ value increasing in 7,14 times, and $К_{ref_{р-f}}$ rising only in 3,1%.

- the $К_{ref_{р-f}}$ value dependence on the $\alpha_{c_{in}}$ value is more significant, than its dependence on the $К_{ref_{р-а}}$ value. At the possible range of $\alpha_{c_{in}}$ values changes from 200 to 1200 $Вт/(м^2 \cdot °C)$, i.e. in 6 times, the $К_{ref_{р-f}}$ values are growing in 2,29 times at the $К_{ref_{р-а}} = 7{,}5\ Вт/(м^2 \cdot °C)$ an also in 2,34 times at the $К_{ref_{р-а}} = 25{,}0\ Вт/(м^2 \cdot °C)$.

Insignificant dependence of $К_{ref_{р-f}}$ value on the $К_{ref_{р-а}}$ value changes is primarily explained by its formation mechanism, i.e. picture from thermal processes occurring in the interior of the heat exchange elements of light-absorbing panel.

Conclusions

To build upon existing methods of thermal design and testing of flat solar collectors and absorbers for heating the fluid heat transfer, the introduction to the practice of their thermal calculation and heat transfer coefficient of heat exchange to their light-absorbing panel system in its heat-removing channels was proposed. Insignificant dependence of this parameter of the light-absorbing heat exchange panels on their destination at a specified (or desired) coolant flow through them allows you to enter the appropriate marking in their certification documents.

References

1. Duffie J.A., Beckman W.A.. Solar Engineering of Thermal Processes. New York: A Wiley-Interscience Publication, 1991. – 919 p.

РАСЧЕТ ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ ГЕРМЕТИЧНОЙ ВОЗДУШНОЙ ПРОСЛОЙКИ ДВУХСЛОЙНОГО ПЛЕНОЧНОГО СВЕТОПРОЗРАЧНОГО ОГРАЖДЕНИЯ ГЕЛИОТЕПЛИЦ

А.Абдуллаев, Ш.К.Ниязов, Р.У.Эльмуратов, М.М.Комилов, Б.А.Абдуллаев

Гулистанский государственный университет

г. Гулистан. тел (83672) 25-45-72,e-mail: glsu_infj@tdu.uz Abdullayev1948@inbox.uz

Одним из путей экономии топливно-энергиетических ресурсов, идущих на отопление теплиц и повышения эффективности исследования солнечной энергии в них, является замена однослойного светопрозрачного пленочного ограждения на двухслойное и трехслойное с воздушой прослойки между ними. Как следует из отношения $\frac{K^{рк}_{огр(1)}}{K^{рк}_{огр(2)}}$ и $\frac{K^{рк}_{огр(2)}}{K^{рк}_{огр(3)}}$, относительное теплотехническое качество двухслойного светопрозрачного оргаждения для радиационно-конвективной составляющей тепловых потер через светопрозрачные пленочные ограждения теплиц зависит о правильного выбора значения термического сопротивления воздушной просолйки $(R_{вп})$, находящейся между двумя слоями пленок.

В свою очередь, значение $(R_{вп})$, как следует зависит от $\alpha^{изл}_{вп}$ и $\alpha^{конв}_{вп}$, соответственно, толщины $(\delta_{вп})$ и формы рассматриваемой прслойки и средней температуры воздуха в ней.

Значения коэффициента лучистого теплообмена $\alpha^{изл}_{вп}$ в воздушыных прослойках двухслойных светопрозрачных пленочных оргаждений теплиц где $\delta_{вп} << d_{вн} \approx d_{нар,}$ зависит в основном от разности температур в рассматриваемой прослойки $(t_{пл_{вн}} - t_{пл_{нар}})$ теплофизических свойств излучающих пленочных покрытий, образующих данную прослойку $(\varepsilon_{пр})$.

$$\alpha^{изл}_{вп} = \frac{\varepsilon_{пр}\sigma(T^4_{пл_{вн}} - T^4_{пл_{нар}})}{t_{пл_{вн}} - t_{пл_{нар}}}. \qquad (1)$$

Для инжерных расчетов формула (1) может быт представлен в виде

$$\alpha^{изл}_{ап} = \varepsilon_{вп}\sigma \cdot 10^8 (0{,}81 + 0.01 t_{вп}),\ Вт/(м^2\,^0C) \qquad (2)$$

где

$$\varepsilon_{пр} = \left[\frac{1}{\varepsilon_{пл_{вн}}} + \frac{1}{\varepsilon_{пл_{нар}}} - 1 \right]^{-1}; \quad (3) \qquad \bar{t}_{вп} = 0{,}5 \lfloor t_{пл_{вн}} + t_{пл_{нар}} \rfloor. \quad (4)$$

С учетом значения постоянной Стефана-Больцмана (σ), при $\varepsilon_{пл_{вн}} = \varepsilon_{пл_{нар}} = 0{,}25$ выражение (2) для рассматриваемого двухслойного светопрозрачного ограждения может быть представлена виде

$$\alpha_{вп}^{изл} = 0{,}6561 + 0{,}0081\bar{t}_{вп}.Вт/м^2\,{}^0C \qquad (5)$$

Коэффициент конвективного теплообмена в воздушных прослойках $\alpha_{вп}^{изл}$ двухслойных светопрозрачных пленочных ограждений, имеющих полуцилиндрическую форму, в отличие от $\alpha_{вп}^{изл}$, зависит от многих факторов, главными из которых является толщина рассматриваемой прослойки и разность температур в ней.

Процессы переноса тепла свободной конвекцией в горизонтальной, наклонной и вертикальной герметичных воздушных прослойках, имеющих прямоугольную форму, хорошо изучены. Задача определения критической толщины указанных прослоек при наличии информации о коэффициентах теплообмена на наружной и внутренней поверхностях стенко, образующих прослойку, сводится к установлению графической зависимости одного из трех параметров $\alpha_{вп}^{конв}$, $R_{вп}$ или $K_{огр}^{рк}$ от их толщины.

К сожалению, процесс переноса тепла свободной конвекцией в горизонтально расположенных цилиндрических и тем более полуцилиндрических прослойках, т.е. в кольцевых зазорах, по сравнению с плоскими изучены мало. Имеются лишь несколько сообщений, в которых рассмотрены отдельные задачи свободной конвекции в горизонтальных цилиндрических прослойках. В полуцилиндрических герметичных воздушных прослойках свободная конвекция развивается по схеме, изображенной на рис.1.

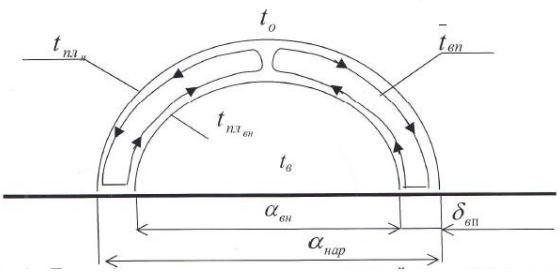


Рис.1.Принципиальная схема развития естественной конвекции в горизонтальных полуцилиндрических воздушных замкнутых кольцевых прослойках двухслойных светопрозрачных ограждений гелиотеплиц.

Согласно результатам опыта теплиц с двухслойными пленочными покрытиями в течение которого внутренние поверхности пленочных ограждений покрыты конденсатом водяных паров, существенно меньше, чем при отсутствии такого.

Работа выполнена в рамках задания гранта ИОТ-2014-3-5 Республика Узбекистан.

Литература

1. 1.Р.Р.Авезов, Х.Х.Махкамов, Ш.К.Ниязов, А.Абдуллаев. Тепловая оптимизация толщины герметичной воздушной прослойки пленочых светопрозрачых ограждений гелиотеплиц и парников полуцилиндрической формы //Гелиотехника.-2000.-№2.-С.20-29.
2. 2.Ш.К.Ниязов, А.Абдуллаев. Зависимость коэффициента пропускания инфракрасного излучения водяной конденсатой пленки на внутренних поверхностях светопрозрачных покрытий гелиотеплиц и парников от ее толщины // Гелотехника.-2001. -№4. –С. 68-71.ы

ПЕРСПЕКТИВЫ СОЛНЕЧНЫХ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ ЗДАНИЙ НА ОСНОВЕ АБСОРБЦИОННЫХ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН.

А.И.Анарбаев, Р.А.Захидов, Р.Шамсиев

Институт энергетики и автоматики АН РУз
100125 Ташкент, Дурмон йули, 29.anizan6004@umail.uz

В настоящее время в условиях жаркого климата республики широкое использование энергоемких компрессорных систем для охлаждения помещений ведет к проблемам больших

перегрузок на энергосистему республики в летний период. На рис.1 представлен график энергетической нагрузки для дома 200 м^2 расположенного в г. Ташкент со средним утеплением. В течение года нагрузка по кондиционированию дома составляет 14292,8 кВтч и превышает нагрузки по отоплению - 11838,8 кВтч.

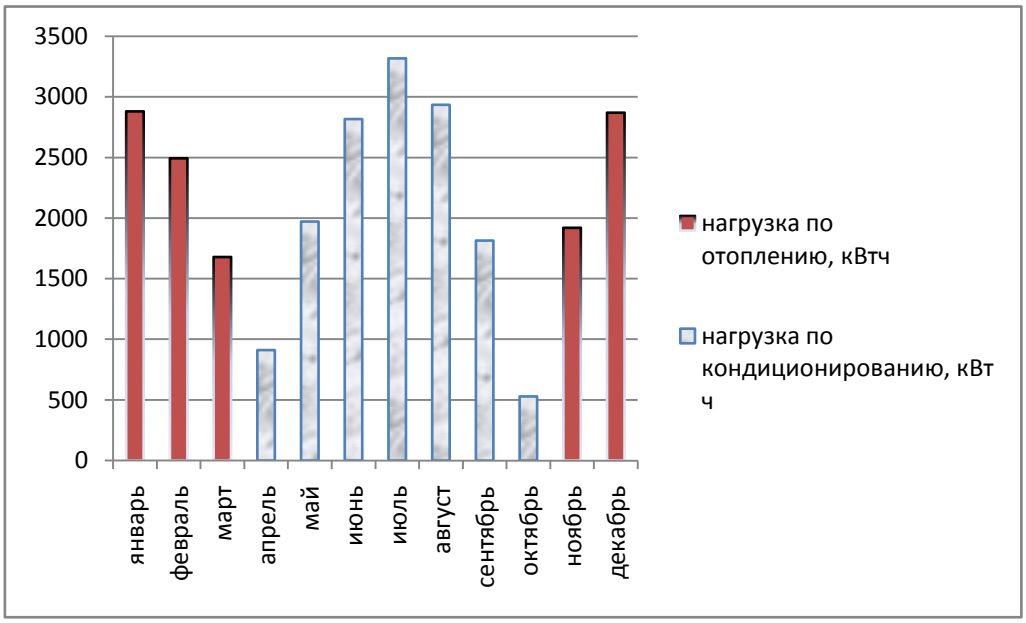


Рис.1 Энергетическая нагрузка дома 200 м^2, г.Ташкент.

Решение данной проблемы видится в переходе к энергоэффективным технологиям хладоснабжения с привлечением солнечных источников энергии, тепловых насосов и абсорбционных холодильных машин. Такие системы нагрева и охлаждения домов, работающие независимо от электричества или газовой сети и выдающие в качестве побочного продукта горячую воду, позволяют на 90% сократить затраты на поддержание необходимой температуры в зданиях.

Холодильные установки с использованием солнечного тепла в зависимости от способа охлаждения могут быть компрессорного и абсорбционного типов [1].

В компрессорном устройстве обычных сплит систем «зима-лето» в качестве движущей силы использована механическая энергия движения, создаваемая электромотором, который приводит в действие компрессор. При использовании в качестве энергоисточника солнечного излучения компрессор работает на водяном паре. В этом случае, если воду использовать в качестве хладагента, необходим теплоприемник с фокусирующим коллектором, обеспечивающим высокотемпературный нагрев выше 220°С.

В абсорбционной холодильной установке подаваемая в генератор вода нагрета солнечным излучением до 80- 90°С. Обычно абсорбционная холодильная установка проектируется на более высокую температуру (120-150°С), но в результате технического усовершенствования, выполненного специально для гелиоустановок, стало возможным использование низкопотенциального тепла. Система охлаждения с использованием солнечного тепла основана, как уже говорилось, на свойстве бромистого лития поглощать водяные пары и способности воды легко испаряться, что делает данную установку достаточно дорогой. Нагретая солнечным излучением вода, применяемая в качестве источника тепла, подается в генератор. Хотя в описанных установках есть отличия, принцип работы их практически одинаков.

Недостатком абсорбционных бром-литиевых холодильных машин является сложность эксплуатации и опасность для здоровья технического персонала, связанная с утечкой ядовитого хладагента. Решение данной проблемы видится в разработке двухконтурной абсорбционной холодильная машина, отвод тепла от которой будет осуществляться водой. Таким образом тепло, обычно рассеиваемое АХМ в окружающий воздух, здесь будет использоваться на нагрев бака с водой. Использование в качестве хладогента второго контура обычной воды делает разработку безопасной в случае утечек. При этом потребление электроэнергии минимально: запитать надо лишь маломощный насос, перекачивающий хладогент.

Если удастся создать автономную систему солнечного охлаждения, то это не только позволит достичь окупаемости за несколько лет средств, вложенных в приобретение солнечных коллекторов и

другого оборудования, но и будет способствовать сокращению пиковой нагрузки потребления электроэнергии охлаждающими устройствами в летнее время. Такой научный поиск окажет влияние на развитие новых технических разработок и приведет к форсированию экспериментальных работ на пути их сближения с практикой.

Литература

1. Р.А.Захидов, А.И.Анарбаев. Перспективы развития солнечных систем кондициониро-вания воздуха в зданиях. // Международный журнал «Гелиотехника» 2013, №4.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИВЕДЕННОГО КОЭФФИЦИЕНТА СУММАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ГЕЛИОТЕПЛИЦ

А.Абдуллаев, Ш.Ниязов, Р.Элмуратов, Б.Абдуллаев, Х.Мирахмедов, М.Комилов

Гулистанский государственный университет

г. Гулистан. тел (83672) 25-45-72, e-mail: glsu_infj@tdu.uz Abdullayev1948@inbox.uz

В практике теплотехнического расчета гелиотеплиц обычно пользуются приведенным на $1м^2$ полезной площади, т.е. почвы гелиотеплиц (F_n) коэффициентом суммарных тепловых потерь, определяемым из отношения:

$$K_{пр} = \mathrm{Q_{тп}} / \mathrm{F_n}(t_в - t_0). \qquad (1)$$

Обще тепловые потери теплиц $(\mathrm{Q_{тп}})$ складываются из радиационно – конвективной $(\mathrm{Q^{рк}_{огр}})$, инфильтрационной $(\mathrm{Q_{инф}})$, кондуктивной – через грунт $(\mathrm{Q_{гр}})$ и сквозной лучистой – инфракрасный излучением $(\mathrm{Q^{скв}_{огр}})$ составляющих, т.е: $\mathrm{Q_{тп}} = \mathrm{Q^{рк}_{огр}} + \mathrm{Q_{инф}} + \mathrm{Q_{гр}} + \mathrm{Q^{скв}_{огр}}$. (2)

Значения $\mathrm{Q^{рк}_{огр}}, \mathrm{Q_{инф}}, \mathrm{Q_{гр}}$ и $\mathrm{Q^{скв}_{огр}}$ в (2) в свою очередь определяются из соответствующих формул:

$$\mathrm{Q^{рк}_{огр}} = K^{рк}_{огр} \cdot F_{огр}(t_в - t_0), \qquad (3)$$

$$\mathrm{Q_{инф}} = 0{,}01a(\rho_0 - \rho_в) \cdot \mathrm{Q^{рк}_{огр}}, \qquad (4)$$

$$\mathrm{Q_{гр}} = (F_n / R^{ср}_{гр})(t_{об} - t_0), \ (5)$$

$$\mathrm{Q^{скв}_{огр}} = E_{эф} = (E_p - \delta E_\alpha) \cdot \tau_{пл}\tau_{кн}\tau_n\tau_{нп}(1 - cn_0)F_n, \qquad (6)$$

где $t_{об} = \dfrac{155{,}73 - \varepsilon_{пр}\sigma(55{,}55 \cdot 10^8 - (T^{пл}_{вн})^4)}{\alpha_{об}}, {}^0C$ (7)

-обобщенная температура:

$$R^{ср}_{гр} = \frac{\pi d}{2\lambda_n \ln(\alpha_{об} d / \lambda_n)}, (м^2 \cdot {}^0C)/Вт \qquad (8)$$

-среднее сопротивление теплопередачи через грунт теплицы:

$$\lambda_{об} = \varepsilon_{пр}\sigma \cdot 10^8 + 10{,}002, Вт/(м^2 \cdot {}^0C), \qquad (9)$$

-обобщенный коэффициент теплоотдачи, $\sigma = 5{,}6697 \cdot 10^{-8} Вт/(м^2 \cdot K^4)$ -постоянная Стефана-Больцмана; d – ширина теплицы; E_p – собственное излучения поверхности листьев растений; E_0 – противоизлучение атмосферы; δ – относительный коэффициент поглощения поверхности листьев растений; $\tau_{пл}, \tau_{кн}, \tau_n, \tau_{нп}$ – соответственно, коэффициенты пропускания инфракрасного излучения пленочного ограждения, водяной конденсатной пленки на внутренней поверхности пленочного ограждения; слоя пыля и грязи на наружной поверхности пленочного ограждения, а также непрозрачных элементов каркаса гелиотеплиц; a – коэффициент инфильтрации; n_0 – облачность в долях от единицы; c – коэффициент, зависящий от широты местности. Поставляя (3)-(6) в (1), с учетом (8) получим

$$K_{пр} = \frac{F_{огр}}{F_n} \cdot K^{рк}_{огр}[1 + 0{,}01a(\rho_0 - \rho_в)] + K_{гр} + K^{скв}_{огр}, \qquad (10)$$

где

$$K_{огр}^{рк} = Q_{огр}^{рк} / F_{огр}(t_в - t_0) \quad (11)$$

- коэффициент тепловых потерь через пленочные света прозрачное ограждения гелиотеплиц.

$$K_{гр} = \frac{2(t_{об} - t_0) \cdot \lambda_n \ln \frac{\alpha_{об} d}{\lambda_n}}{\pi d (t_в - t_0)} \quad (12)$$

- коэффициент тепловых потерь через грунт гелиотеплиц

$$K_{огр}^{скв} = E_{эф} / (t_в - t_o) \quad (13)$$

- коэффициент тепловых потерь через пленочное светопрозрачное ограждение. Отношение $F_{огр} / F_n$ в (10) представляет собой коэффициент ограждения. Для пленочных светопрозрачных ограждения гелиотеплиц, имеющих полуцилиндрическую форму, $F_{огр} / F_n = \pi / 2 \cdot (1 + d / 2l)$. В частности, для теплиц с теплоизолированными торцевыми стенками или очень большим отношением значения l / d; $F_{огр} / F_n = \pi / 2 = 1{,}5708$. Выражения для определения $K_{огр}^{рк}$ в (10) зависимости от термических сопротивлений внутренней $(R_{вн})$ и наружной $(R_{нар})$ поверхностей светопрозрачного ограждения, а также воздушной прослойки $(R_{вп})$ можно пренебречь для однослойного пленочного ограждения

$$K_{огр(1)}^{рк} = (R_{вн} + R_{нар})^{-1}; \quad (14)$$

для двухслойного пленочного ограждения с воздушней прослойкой между слоями пленки

$$K_{огр(2)}^{рк} = (R_{вн} + R_{вп} + R_{нар})^{-1}. \quad (15)$$

При толщине пленки $\delta_{пл} = 0{,}1 \div 0{,}2 мм$ и ее коэффициенты теплопроводности $\lambda_{пл} = 0{,}40 \div 0{,}44 Вт/(м^2 \cdot {}^0 C)$, значение $R_{пл}$ составляет $0{,}0002 \div 0{,}0004 (м^2 \cdot {}^0 C) / Вт$. Значение $R_{вн}$, $R_{нар}$ и $R_{вп}$ в (14) и (15) определяются из соответствующих формул:

$$R_{вн} = \alpha_{вн}^{-1} = (\alpha_{вн}^{конв} + \alpha_{вн}^{изл} + \alpha_{вн}^{конд})^{-1}, \quad (16) \qquad R_{нар} = \alpha_{нар}^{-1} = (\alpha_{нар}^{конв} + \alpha_{нар}^{изл})^{-1}, \quad (17)$$

$$R_{вп} = \alpha_{вп}^{-1} = (\alpha_{вп}^{конв} + \alpha_{вп}^{изл})^{-1}. \quad (18)$$

Как следуют из (16) - (18), точность определения $R_{вн}$, $R_{нар}$, $R_{вп}$ через них $K_{огр(1)}^{рк}$ и $K_{огр(2)}^{рк}$ в основном зависит от точности определения составляющих коэффициентов теплообмена на внутренних и наружных поверхностях пленочного светопрозрачного покрытия.

Литература

1.А.Абдуллаев. Нестационарные тепловые режимы и оптимизация основных параметров пленочных гелиотеплиц полуцилиндрической формы. //Автореферат. к.т. Ташкент. 2007. 30 стр.

2.Р.Р.Авезов, Х.Х.Махкамов, Ш.К.Ниязов, А.Абдуллаев. Тепловая оптимизация толщины герметичной воздушной прослойки пленочых светопрозрачых ограждений гелиотеплиц и парников полуцилиндрической формы //Гелиотехника.-2000.-№2.-С.20-29.

ЮСТИРОВКА ФАЦЕТ СОСТАВНЫХ ГЕЛИОСТАТОВ И ФРЕНЕЛЕВСКИХ ЗЕРКАЛЬНЫХКОНЦЕНТРАТОРОВ

А.А.Абдурахманов, А.А.Кучкаров, Ю.Б.Собиров, М.А.Маматкосимов, Ж.З.Ахадов

Институт Материаловедения НПО “Физика-Солнце” АН РУз

E-mail: yuldash64@inbox.ru

Точность отражающей поверхностифацет оказывает существенное влияние на энергетическую характеристику Зеркально Концентрирующих Систем (ЗКС) [1]. В крупногабаритных фацетных, Френелевских ЗКС размерами10х10м, такая точность определяется неровностью самой поверхности и состоянием юстировки отдельных элементов - фацет. Существует множество методов юстировки фацет ЗКС [1-3]. Среднеквадратичное отклонение падающих лучей определяется как

$$2\sigma_1 + 2\sigma_2 \approx 4\sigma_1 = \Delta\alpha \quad (1)$$

где σ_1- погрешности отражающей поверхности изготовления отдельных фацет ЗКС, σ_2 - погрешности установки отдельных фацет на общей поверхности ЗКС, $\Delta\alpha$- среднеквадра-тичное отклонение падающих лучей.

Целью данной работы явилось выявление ошибок взаимного расположения оптических поверхностей, подвижка их для устранения ошибок и фиксация в заданном положения. Известно, что юстировка является неотъемлемой частью сборочного процесса, которая накладывает определенные требования на конструкцию составных фокусирующих гелиостатов. Поэтому уже на этапе конструирования необходимо решить параллельно две задачи.

1.Обеспечить технические характеристики составных фокусирующих гелиостатов, т.е. удовлетворить все требования, вытекающие из условий эксплуатации.

2.Удовлетворить требования технологии производства.

Принципы проведения первоначальной юстировки, контроля и до юстировки фацет размером 50x1000x5 мм составного плоского отражателя общим размером 10x10 м, с общей точностью отражающей поверхности (ОП) не более 3 угловых минут для разворота поступающего излучения, основаны на том, что нормали номинальной плоской поверхности коллинеарные. Если плоскую поверхность отражателя выставить горизонтально, то все нормали от единичных элементов должны быть параллельными между собой и перпендикулярными к плоскости горизонта.

Если на юстируемую фацету установить 2 уровня, расположенных перпендикулярно друг – другу, то при приведении этих уровней в нулевое состояние с помощью юстировочних винтов фацет, нормаль к поверхности расположиться перпендикулярно плоскости горизонта. Контроль направления нормали осуществляется с помощью отраженного лазерного луча, посылаемого на центр юстируемой фацеты с помощью плоских эталонных зеркал. При этом отраженный лазерный луч должен приходить на центрсоответствующей ячейки сетки (рис.1).

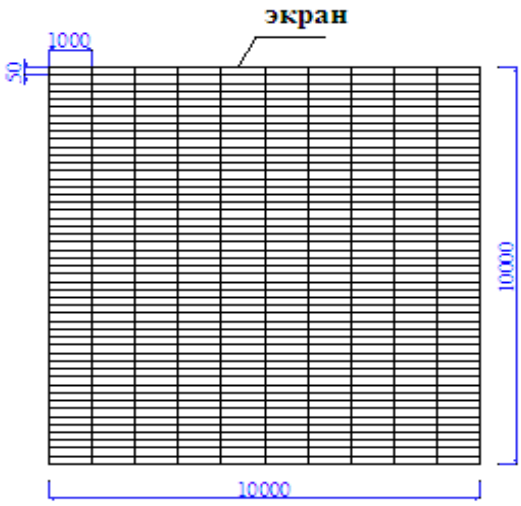


Рис.1. Экран

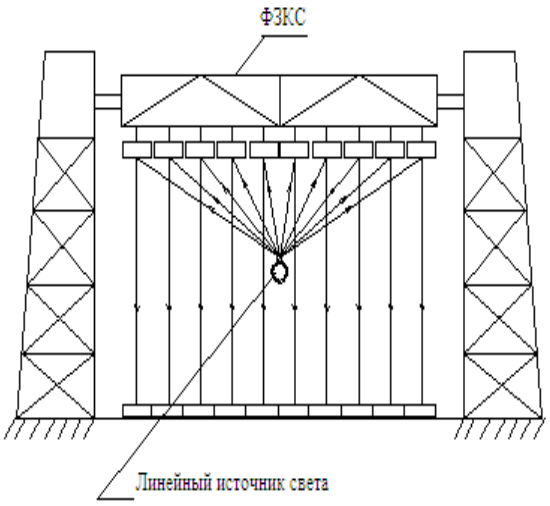


Рис.2. Методика юстировки фацет Френелевских ЗКС.

Юстировка и измерение отклонения плоских фацет составных фокусирующих гелиостатов проводится на установке, схема которой приведена на рис.2. Установка состоит из источника излучения и зрительных труб (ЗРТ-457). Сформированный линейный луч, отразившись от эталонного зеркала юстируемой фацеты, должен создавать в центре соответствующей ячейки сетки, установленной под отражателем, точечный след. Выбирается опорная крайняя фацета, расположенная в угле каркаса, и в центр ее поверхности направляется коллимированный лазерный луч с помощью эталонного зеркала. На опорную фацету с обратной стороны устанавливается устройство с двумя взаимного перпендикулярно расположенными уровнями. С помощью юстировочных винтов опорной фацеты добываются нулевого положения двух взаимно перпендикулярных уровней. Центр отраженного пучка должен совместиться с центром ячейки, соответствующей эталонному зеркалу.

Литература

1. Захидов Р.А. Технология и испытания гелиотехнических концентрирующих систем. Ташкент: Фан. 1978. 184 с.

2. А.А. Абдурахманов, Р.Ю. Акбаров, Ю.Б. Собиров,А.А. Юлдашев.Метод измерения и контроля оптико-геометрических характеристик зеркал и стекол. // Сборник докладов международной конференции «Возобновляемая энергетика 2003», Россия (Санкт-Петербург 2003) С.164-168.
3. С.А. Бахрамов, Ш.И. Клычев, А.А. Абдурахманов, Ю.Б. Собиров и др. Устройство для определения неточности подложек плоских зеркал. Патент РУз. № IAP 20080319. от 23.02.2011г.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ПЛОСКИХ СОЛНЕЧНЫХ ВОДОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ В ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ

Р.Р.Авезов[1], Н.Р.Авезова[1], А.У.Вахидов[2]

[1]*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз*
[2]*Каршинский инженерно-экономический институт*
E-mail: avezov@uzsci.net

Суммарные тепловые потери лучепоглощающих теплообменных панелей (ЛПТП) плоских солнечных водонагревательных коллекторов (ПСВК) в окружающую среду, отнесенные к единице площади фронтальной поверхности их корпусов ($F_{\text{фр}}$), определяются из выражения [1].

$$q_{\text{тп}_{\text{р-о}}} = \frac{Q_{\text{тп}_{\text{р-о}}}}{F_{\text{фр}}} = \text{К}_{\text{пр}_{\text{р-0}}}(\bar{t}_p - t_{\text{о}}). \quad (1)$$

где

$$\text{К}_{\text{пр}_{\text{р-0}}} = a\text{К}_{\text{с}_{\text{р-0}}} + \text{в}\text{К}_{\text{дн}_{\text{р-0}}} + \text{с}\text{К}_{\text{бс}_{\text{р-0}}}, \quad (2)$$

-приведенный к еденице площади фронтальной поверхности корпуса коэффициент суммарных тепловых потерь ПСВК;

$$a = \frac{F_{\text{с}}}{F_{\text{фр}}}; \ \text{в} = \frac{F_{\text{дн}}}{F_{\text{фр}}} \ \text{с} = \frac{(\delta_{\text{вп}_{\text{р-с}_1}} + \delta_{\text{с}})L_{cp}}{F_{\text{фр}}}; \quad (3)$$

$F_{\text{с}}$ и $F_{\text{дн}}$ – соответственно, площади теплообменных поверхностей светопрозрачного покрития (СП) и донной теплоизоляции корпуса; $\delta_{\text{вп}_{\text{р-с}_1}}$ и $\delta_{\text{с}}$ – соответственно, толщина замкнутой воздушной прослойки, заключенной между фронтальной поверхностью ЛПТП и внутренней поверхностью СП, и рассматриваемого СП; L - средний периметр верхней поверхности брусков боковых стенок корпуса; $\bar{t}_p$ - среднерабочая температура поверхности ЛПТП; t_o - температура окружающей среды;

$$\text{К}_{\text{с}_{\text{р-0}}} = \left(\frac{1}{\alpha^{\text{к}}_{\text{вп}_{\text{р-с}_1}} + \alpha^{\text{л}}_{\text{вп}_{\text{р-с}_1}}} + \frac{\delta_{\text{п}}}{\lambda_{\text{с}}} + \frac{1}{\alpha^{\text{к}}_{\text{нар}_{\text{с}_2\text{-о}}} + \alpha^{\text{л}}_{\text{нар}_{\text{с}_2\text{-о}}}}\right)^{-1} \quad (4)$$

-коэффициент суммарных (конвективных и лучистых) тепловых потерь ЛПТП через СП корпуса ПСВК;

$$\text{К}_{\text{дн}_{\text{р-0}}} = \left(\frac{\delta_{\text{из}_{\text{дн}}}}{\lambda_{\text{из}_{\text{дн}}}} + \frac{1}{\alpha^{\text{к}}_{\text{дн-о}} + \alpha^{\text{л}}_{\text{дн-о}}}\right)^{-1}, \quad (5)$$

-коэффициент тепловых потерь ЛПТП через донную теплоизоляцию корпуса коллектора;

$$\text{К}_{\text{бс}_{\text{р-0}}} = \left(\frac{1}{\alpha^{\text{к}}_{\text{р-бс}} + \alpha^{\text{л}}_{\text{р-бс}}} + \frac{\delta_{\text{из}_{бс}}}{\lambda_{\text{из}_{бс}}} + \frac{1}{\alpha^{\text{к}}_{\text{бс-о}} + \alpha^{\text{л}}_{\text{бс-о}}}\right)^{-1}, \quad (6)$$

-коэффициент тепловых потерь ЛПТП через тепловую изоляцию боковых стенок корпуса ПСВК; $\alpha^{\text{к}}_{\text{вп}_{\text{р-с}_1}}$ и $\alpha^{л}_{вп_{p-c1}}$ –сответственно, коэффициенты конвективного (к) и лучистого теплообмена через замкнутую воздушную прослойку, имеющую толщину $\delta_{\text{вп}_{\text{р-с}_1}}$; λ_c- коэффициент теплопроводности материала СП; $\alpha^{\text{к}}_{нар_{c_2-0}}$ и $\alpha^{л}_{нар_{c_2-0}}$ - соответственно, коэффициенты конвективного и лучистого теплообмена между наружной поверхностью СП и окружающей средой; $\delta_{\text{из}_{\text{дн}}}$ и $\lambda_{\text{из}_{\text{дн}}}$ - соответственно толщина слоя и коэффициент теплопроводности материала донной теплоизоляции корпуса; $\alpha^{\text{к}}_{бн-\text{о}}$ и $\alpha^{\text{л}}_{\text{бн-о}}$ – соответственно, коэффициенты конвективного и лучистого теплообмена между наружной поверхностью донной теплоизоляции корпуса коллектора и окружающей средой; $\alpha^{\text{к}}_{\text{р-бс}}$ и $\alpha^{\text{л}}_{\text{р-бс}}$ -соответственно, коэффициенты конвективного и лучистого теплообмена между фронтальной поверхностью ЛПТП и внутренней поверхностью тепловой изоляции боковых стенок корпуса; $\delta_{\text{из}_{\text{дн}}}$ и $\lambda_{\text{из}_{\text{дн}}}$ -соответственно толщина слоя и коэффициент теплопроводности материала теплоизоляции боковых стенок корпуса коллектора; $\alpha^{\text{к}}_{\text{бс-о}}$ и $\alpha^{\text{л}}_{\text{бс-о}}$ – соответственно, коэффициенты конвективного и лучистого теплообмена между наружной поверхностью боковых стенок корпуса ПСВК и окружающей средой.

Доминирующей составляющей $K_{пр_{p-0}}$ в (2) является $K_{c_{p-0}}$. В ПСВК с однослойным СП корпуса и с обычным (т.е. неселективным) лучепоглощающим покрытием на фронтальной поверхности ЛПТП на долю $K_{c_{p-0}}$ приходится более 75÷80 % значения $K_{пр_{p-0}}$.

Значения $К_{дн_{р-0}}$, $K_{бс_{p-0}}$ и $\frac{\delta_п}{\lambda_с}$, $\alpha^{к}_{нар_{c2-0}}$ и $\alpha^{л}_{нар_{c2-0}}$ в (4), очень мало зависят от $\bar{t}_p$ и t_o и в связи с этим при выполнении теплотехнических расчетов ПСВК их зависимостями $K_{пр_{p-0}}$ от $\bar{t}_p$ и t_o можно пренебречь. Как видно, задача определения зависимости от $\bar{t}_p$ и t_o может быть сведена к установлению зависимостей ; $\alpha^{к}_{вп_{р-с_1}}$ и $\alpha^{л}_{вп_{p-c_1}}$ в (4) от $\bar{t}_p$ и t_o.

В существующей практике теплотехнического расчета ПСВК значения $\alpha^{к}_{вп_{р-с_1}}$ и $\alpha^{л}_{вп_{p-c_1}}$ определяются из критериального уравнения [2].

$$Nu = 1 + 1{,}44\left[1 - \frac{1708}{Racos\alpha}\right]\left[1 - \frac{1708\,(sin\,1{,}8\alpha)^{1{,}6}}{Racos\alpha}\right] + \left[\left(\frac{Racos\alpha}{5830}\right)^{1/3} - 1\right] \qquad (7)$$

и выражения

$$\alpha^{л}_{вп_{p-c_1}} = \varepsilon_{пр}\sigma\left(\bar{T}_p^2 + T_{c_1}^2\right)(\bar{T}_p + T_{c_1})\,, \qquad (8)$$

где

$$Nu = \frac{\alpha^{к}_{вп_{р-с_1}}\delta_{вп_{р-с_1}}}{\lambda_{вп}} \qquad (9)$$

- критерий (число) Нусельта; $\lambda_{в_{вп}}$ - коэффициент теплопроводности воздуха в замкнутой воздушной прослойке;

$$Ra = \frac{\beta g\,(\bar{t}_р - t_{с_1})\delta_{вп_{р-с_1}}}{va} \qquad (10)$$

- критерий (число) Рэлея; α, λ, υ и β - соответственно, коэффициенты температуропроводности, теплопроводности, кинематической вязкости и объемного расширения воздуха в рассматриваемой воздушной прослойке при ее средней температуре, определяемой по

$$\bar{t}_{в_{вп}} = 0{,}5(\bar{t}_p + t_{c_1});$$

$g = 9{,}81 m/c^2$ - ускорение земной гравитации; $t_{с_1}$- температура внутренней поверхности СП;

$$\varepsilon_{пр} = \left(\frac{1}{\varepsilon_р} + \frac{1}{\varepsilon_с} - 1\right)^{-1} \qquad (11)$$

-приведенная степень черноты системы «лучепоглощающая теплообменная панель-светопрозрачное покрытие (ЛПТП–СП)»; $\sigma = 5{,}6697 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м^2 · К^4) –постоянная Стефана – Больцмана; ε_p и ε_c – соответственно, степени черноты (т.е. коэффициенты излучения) лучепоглощающего покрытия фронтальной поверхности ЛПТП и СП.

Значение температуры наружной поверхности СП корпуса ПСВК (t_{c_2}) при прочих равных условиях с одной стороны зависит от температуры его внутренней поверхности (t_{c_1}) и с другой – от коэффициентов конвективного ($\alpha^{к}_{нар_{c2-o}}$) и лучистого ($\alpha^{л}_{нар_{c2-o}}$) теплообмена между его наружной поверхностью и окружающей средой, определяемых из [3,4]

$$\alpha^{к}_{нар_{c_2-o}} = 5{,}7 + 3{,}8\,V, \text{Вт/(м}^2\ {}^{o}\text{C)} \qquad (12)$$

и

$$\alpha^{л}_{нар_{c_2-o}} = \varepsilon_с\sigma\left(T_{c_2}^2 + T_{нс}^2\right)\left(T_{c_2} + T_{нс}\right)\frac{t_{c_2} - t_{нс}}{t_{c_2} - t_o}\,, \qquad (13)$$

где V - скорость ветра, $м/с$; $t_{нс}$- температура небосвода.

Нами на основе итерационных расчетов по определению значения $\alpha^{к}_{вп_{p-c}} + \alpha^{л}_{вп_{p-c_1}}$ в зависимости от $\bar{t}_p$ (в диапазоне изменения от 40 до 60^oC) и t_o (в диапазоне изменения от 20 до 40^oC) для ПСВК площадью фронтальной поверхности корпуса $F_{фр} = 1{,}8м^2(1{,}5 \times 1{,}2)$ *с* однослойным СП и обычным (т.е. неселективным) лучепоглощающим покрытием на фронтальной поверхности ЛПТП при значениях $\delta_{вп_{р-с_1}} = 0{,}014\,м$ (оптимальная); $K_{дн_{p-0}} = K_{бс_{p-0}} = 1{,}62$ Вт/(м^2 · ^{o}C), *a*=*b*=0,93, *c*=0,053.

$\alpha^{к}_{нар_{c_2-0}} = 19{,}0\,Вт/(м^2 \cdot {}^oC)$ при ($V = 3{,}5\,м/с$), $\alpha^{л}_{нар_{c_2-0}} = 6{,}0\,Вт/(м^2 \cdot {}^oC)$, $t_{нс} = t_0$, $\varepsilon_{нс} = 1$, $\varepsilon_p = \varepsilon_c = 0{,}95$ установлена аппроксимационная формула

$$K_{пр_{p-0}} = 5{,}8426 + 0{,}0218\bar{t}_p + 0{,}0117t_0\,, \text{Вт/(м}^2 \cdot\ {}^oC) \qquad (14)$$

максимальная погрешность, которой составляет 0,1% по сравнению с результатами расчетов по формуле (2). При изменении значения $\bar{t}_p$ от 40 до 60^oC и t_o от 20 до 35^oC соответствующие значения $K_{пр_{p-0}}$, определенные по формуле (14), составляют от 6,95 до 7,58 $Вт/(м^2 \cdot {}^oC)$, которые приняты за основу при выполнении теплотехнических расчетов ПСВК в системах горячего водоснабжения [5].

Литература

1. Авезов Р.Р., Орлов А.Ю. Солнечные системы отопления и горячего водоснабжения. – Ташкент: Фан. 1998. – 288с.
2. Холландс, Юни, Рейтби, Коничек. Перенос тепла свободной конвекцией через наклонные воздушные слои// Труды американского общества инженеров-механиков. Сер. С. Теплопередача. 1976. Т.98. №2. –С. 43-49.
3. Мак-Адамс В.Х. Теплопередача. – М.: Металлургиздат. 1961. – 696с.
4. Duffie J.A., Beckman W.A. Solar Energy Thermal Processes. New York: A Wiley-Interscience Publication. 1991. -919p.
5. Авезова Н.Р., Авезов Р.Р., Вахидов А. и др. Ресурсные показатели плоских солнечных водонагревательных коллекторов в системах горячего водоснабжения. Часть 3. Исходные данные для расчетов, зависящие от весогабаритных и теплотехнических характеристик коллектора и оптических свойств светопрозрачного покрытия его корпуса//Гелитехника. 2013. №2. –С. 6-15.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ НЕКОНТРОЛИРУЕМЫХ БЫСТРОДИФФУЗИРУЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНЕВЫХ СЭ

Аскаров Ш.И., Шарипов Б.З., Салиева Ш.К., Шукурова Д.М.

Ташкентский государственный технический университет им. Абу Райхана Беруний.
Ташкент, Университетская, 2, т.(+99894)6244825, bashirulla@mail.ru.

В объеме любого совершенного монокристаллического кремния содержится достаточно большая концентрация (~ $2 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$) неконтролируемых быстродиффузирующих примесей (НБДП) находящихся в электрически неактивном состоянии. В процессе изготовления полупроводниковых приборов, когда кристаллы кремния подвергаются различным термическим отжигам, НБДП активно взаимодействуя с исходными примесями и дефектами кристаллической решетки, вносят в запрещенную зону кремния ряд глубоких донорных центров [1]. Эти центры участвуя в процессах рекомбинации существенно снижает время жизни неравновесных носителей тока как в объеме, так и в области p – n перехода, ухудшая тем самым параметры полупроводниковых приборов. В работе [2] были показаны возможности электрической нейтрализации ряда НБДП в кремнии путем химического связывания их с примесными центрами серы.

Настоящая работа посвящена изучению влияния предварительной электрической нейтрализации НБДП на характеристики кремневых СЭ. С этой целью пластины монокристаллического кремния марки КДБ с ρ = 10 Ом·см предварительно легировались серой из газовой фазы. После получения p – n перехода пластинки дополнительно подвергались к термообработке в течении 1 часа при температурах соответствующих температуре наиболее эффективного комплексообразования серы с золотом и железом [2]. Впоследствии СЭ изготовлялись по традиционной технологии. Для сравнения, были изготовлены также контрольные СЭ при тех же условиях, но без легирования серой.

Сравнительный анализ показал, что электрическая нейтрализация влияния НБДП способствует повышению к.п.д. кремниевых СЭ на 20% относительно контрольных.

Литература

1. М.К. Бахадырханов, Ш.И.Аскаров, Н.Норкулов и др. ФТП, 29 (8), 1396 (1995).
2. M.K. Bakhadirhanov, Sh. I. Askarov, N. Norkulov, Phus. Stat. Sol. (a), 142, 339 (1994).

РАЗРАБОТКА ФОКОНА ОБЛЕГЧЕННОЙ КОНСТРУКЦИИ

И.Г.Атабаев, Ю.Б.Собиров, М.М.Уринбоев

Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз
100084, ул.Бодомзор 2Б, г.Ташкент, Узбекистан.

Фоконы как вторичные концентраторы широко рекомендуются в гелиотехнике [1÷5] для использования в технологических процессах. Однако, при использовании фоконов как вторичных концентраторов имеется ряд проблем:

- при использовании совместно с широко апертурными концентраторами фоконспособен концентрировать только излучение с апертурным углом менее 30°, излучение с большим апертурным углом поглощается на стенках фокона;
- при больших концентрациях светового потока даже при высоком коэффициенте отражения порядка 0,9 часть энергии поглощается и вызывает нагрев фокона и его деформацию;
- поэтому часто фоконы изготавливают из достаточно толстостенных металлов с высокой теплопроводностью.

Следует отметить, что коэффициент отражения металлов падает с температурой [], поэтому важно обеспечить хороший отвод тепла, причем потоки тепла могут достигать сотен ватт на см2. Оценка показала, что при использовании обычных сталей или металлов толщина стенки фокона при охлаждении водой должна быть порядка 0,5- 1,0 мм. При большей толщине стенок фоконов из-за недостаточного темпа теплоотвода тонкий слой отражающей поверхности фокона может иметь повышенную температуру и, соответственно, низкий коэффициент отражения.

Рис.1. Фокон, установленный в фокальную зону БСП.

Учитывая вышесказанное, нами изготовлен конический водоохлаждаемыйфокон из тонкостенного металлического листа (0,5 мм) с коэффициентом отражения 60%. Фокон имеет следующие геометрические характеристики: входное отверстие 200 мм, выходное отверстие 400 мм, длина 500 мм. Внутренняя часть фокона покрыта отражающей пленкой с коэффициентом отражения до 90%. Следует отметить, что в связи с наличием неровностей металлического листа на котором расположена отражающая пленка, часть отраженного излучения рассеивается и, в связи с этим, коэффициент отражения направленного излучения в реальности находится в интервале 60-80%.

Разработанный фокон был установлен в фокальную зону Большой Солнечной Печи (БСП) тепловой мощностью 1000 кВт Узбекистана [6] (см. Рис.1.). В процессе работы фокон охлаждается холодной водой и расход охлаждаемой воды через фокон и защитный экран составлял 0,4 л/с. Полагая, что тепло в воду в основном поступает из фокона, с учетом плотности падающего излучения оценили суммарный коэффициент отражения стенок фокона покрытых пленкой, которая составила величину порядка 25%.

Распределение энергии на выходе фокона измерили Системой технического зрения (СТЗ) [7], в качестве диффузно-отражающего экрана использована термостойкая ткань типа КТ-11.

Эксперименты с фоконом в условиях БСП (широко апертурный концентратор 72°) показали, что основная энергия концентрируется у выхода фокона и при удалении экрана от выходного отверстия лучи сильно расходятся. Чтобы получить изображение вторично концентрированного пятна, приходится наклонить экран на несколько градусов. На рис.2 приведен график распределения относительной энергии (изолиний яркостей) полученные с помощью СТЗ. Как видно, применение

фокона позволяет не только повысить концентрацию излучения, но и получить центральную область с однородным энергетическим потоком.

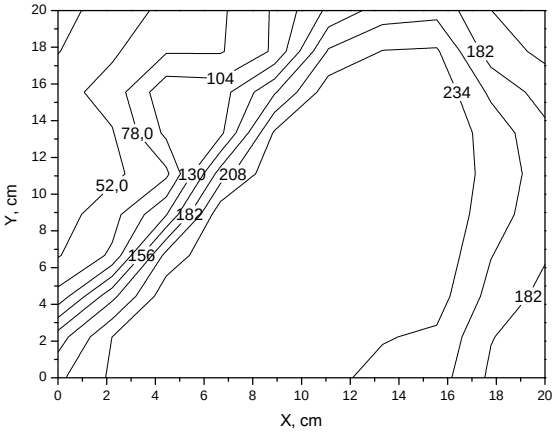


Рис.2. Изолиний яркостей, полученные фоконом легкой конструкции в фокальной зоне БСП.

Проведены предварительные испытания фокона. Установлено, что данная конструкция может быть использована в качестве вторичного концентратора в фокусе БСП, в условиях сильно концентрированного солнечного света. В связи с сильной расходимостью излучения на выходе фокона, испытуемые образцы рекомендуется располагать либо внутри фоконалибо непосредственно у выхода фокона.

Литература

1. Баранов В.А., Свойства параболоторическихфотоконов. ОМП. 1965, № 6, с 37-41.
2. Баранов В.А. Сочетания фоканов и фоклинов с приемниками излучения. Гелиотехника 1977, №1, с32-37.
3. Баранов В.К. Параболоторическийфокон как вторичный концентратор солнечной энергии. Гелиотехника, 1977, №5, с 18-25.
4. Р.А. Захидов Т.А. Огнева, Клычев Ш.И. А.А. Вайнер, А.Ш. ХоджаевИсследование энергетических характеристик параболоторическихфоконов.Гелиотехника, 1984, № 3, с.30-40.
5. Х.Ахмедов, Р.А. Захидов, Т.А. Огнева, Ш.И. Клычев, Исследование оптико-энергетических характеристик конусных концентраторов. Гелиотехника, 1991 №3, с 29-33.
6. С.А. Азимов. // Гелиотехника 1986. №6. С.3.
7. А.А. Абдурахманов, Р.Ю. Акбаров, Ю.Б. Собиров, А.А. Юлдашев. Применение Системы Технического Зрения на большой солнечной печи. Гелиотехника 1998. №1. С.49-52

РАЗРАБОТКА СТЕНДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И.Г.Атабаев, М.М.Уринбоев

Институт Материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз
100084, ул.Бодомзор 2Б, г.Ташкент, Узбекистан.

Высокотемпературные материалы это материалы, которые плавятся при температурах выше 1800^0С[1]. Для достижения таких температур нужны специальные печи с термически стойкими нагревателями (карбидкремниевые, вольфрамовые, молибденовые, работающие в вакууме). Использование таких нагревательных печей при высоких температурах не всегда целесообразно хотя бы потому что при этом расплав материала может загрязняться материалом нагревателя. Кроме того, при работе на таких печах не всегда имеется возможность осуществить закалку расплава с высокой скоростью [2].

Фокальное пятно БСП имеет диаметр до 1 м. Согласно оптико-энергетическим параметрам печи вцентральной части размером до 0,2 м концентрация солнечного излучение может достигать 700 Вт/см^2. Такая плотность излучения, согласно теории излучения абсолютно черного тела соответствует температуре 3346^0С. В реальности изза процессов отражения излучения, степени черноты объектов, геометрических условий достижимая температура намного меньше. Недостатком БСП является отсутствие однородности распределения температуры в исследуемых объектах: при лучистом нагреве максимальная температура наблюдается на поверхности образца, градиент температуры может достигать нескольких тысяч градусов на сантиметр. Для измерения

характеристик материалов в зависимости от температуры необходимо создание таких условий эксперимента и оборудование, обеспечивающих однородность распределения температуры по всему образцу, проводить измерения высоких температур пирометром, регистрировать оптических и других характеристики.

Для изучения процессов плавления или синтеза высокотемпературных материалов необходимо иметь информацию о следующих характеристиках: - температурная зависимость степени черноты и излучательной способности материалов до и после плавления;

- температура плавления материалов от их состава;
- фазовых переходов в ходе нагревания (плавления) и остывания (кристаллизации);
- определить степень чистоты материалов;
- определить электрические свойства высокотемпературных материалов;
- изучение теплофизические свойств материалов и др.

Для реализации однородных условий эксперимента нами предлагается использовать аналог модели абсолютно черного тела (АЧТ), который представляет собой «черный ящик», стенки которого нагреваются излучением. Так как стенки нагреваются до высокой температуры потери тепла, в основном, происходят за счет излучения, плотность которого пропорциональная четвертой степени температуры тела [3]:

$$j = \sigma T^4 \qquad (1)$$

σ=5,67·10^{-8} Вт/(м²·К^4) постоянная Стефана-Больцмана.

Для уменьшения потерь через излучения «черный ящик» окружен водоохлаждаемым зеркалом, отражающая поверхность которого изготовлена на базе алюминиевой пленки с коэффициентом отражения до 90%.

Материал «черного ящика» должен выдерживать высокие температуры (температуру плавления выше 2500-3000С), выдерживать термоциклирование до высоких температур (хотя бы несколько раз), т.е. не иметь никаких фазовых переходов в необходимом диапазоне температур. Наиболее доступным материалом с такими свойствами является графит. В нашем институте ранее проводились эксперименты на БСП с использованием графитовых тиглей для получения карбида кремния [4]. Несмотря на то, что графит горит на воздухе, тигли можно было использовать несколько раз.

Таблица №1

Плотность теплового излучения АЧТ

Ф, Вт/см^2	Т, К	t, ^{0}С
700	3346	3073
400	2913	2640
350	2815	2542
200	2447	2174
100	2063	1790

На рисунках приведены чертежи и фотография стенда установленного в фокусе БСП.

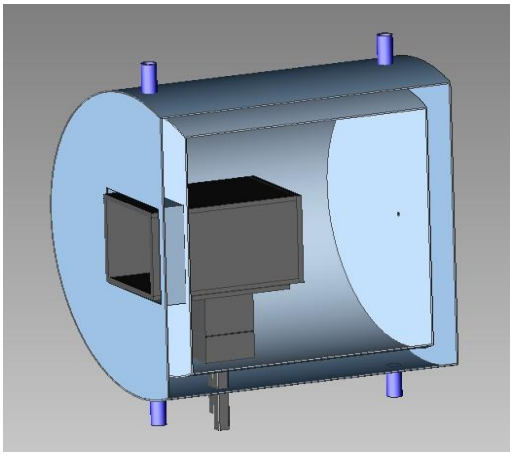


Рис 1. Эскиз разреза «черного ящика» и стенд установленный в фокусе БСП

Проведены предварительные испытания стенда. Показано, что данная конструкция может быть использована для измерений в фокусе БСП, в условиях сильно концентрированного солнечного

света. Проведены измерения зависимости температуры «черного ящика» от плотности падающего излучения.

Литература

1. Голубева, И.Л. Интегральные нормальные степени черноты жидких металлов и сплавов. Диссертация 01.04.14, кандидат тех.наук.М.2000.
2. В.Е. Зиновьев. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справочное издание. 1989. М., Металлургия.
3. Х. Кухлинг. Справочник по физике. 2 изд., Мир, Москва, 1985.
4. НурматовШ.Р. Разработка однозеркальных солнечных высокотемпературных технологических установок и технологии синтеза карбидов. Диссертация кандидат тех.наук. Т.2011.

О ПОТЕНЦИАЛЕ ВЕТРОВОЙ ЭНЕРГИИ В УЗБЕКИСТАНЕ

И.Г.Атабаев, Н.П.Гуламова, Ш.А.Файзиев

Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз
100084, ул.Бодомзор 2Б, г.Ташкент, Узбекистан. atvi@uzsci.net

Энергия ветра относится к возобновляемым источникам энергии. Ветер характеризуется различными показателями. Это и среднемесячная и среднегодовая скорость, максимальная скорость в порыве (это важно для устойчивости электростанции), направление ветра, турбулентность (структура воздушного потока, создающая градиенты горизонтальной и вертикальной плоскости), изменение скорости ветра в единицу времени, плотность, фаза ветра. Ветры континентальные более порывистые и часто меняют свое направление. А те, которые возникают на морском побережье, более спокойные. Все эти факторы необходимо учитывать при создании ветростанции.

Ресурсы ветряной энергии на планете оцениваются на порядок выше, чем ресурсы гидроэнергии всех рек Земли. Так как плотность энергии ветра растет пропорционально третьей степени скорости ветра ($N = \frac{pSv^3}{2}$, p – плотность воздуха, S –площадь сечения, v – скорость ветра), то именно эта характеристика является определяющей при оценке ресурсов ветровой энергии. Воздушные потоки у поверхности земли/моря являются ламинарными — нижележащие слои воздуха тормозят расположенные выше. Этот эффект резко снижается уже на высотах больше 100 метров, хотя заметен до высоты 1 км. Вот почему мощность высотных (80-100 метров) потоков ветра на порядок выше приземных.

Ветряные мельницы, которые использовались для получения электрической энергии, появились в Дании в девятнадцатом веке. Самые крупные из них были до 24 метров в высоту и имели мощность до 25 кВт. Чем выше расположен генератор, тем больше может быть диаметр лопастей и тем больше освобождается площадей на земле для другой деятельности. Современные генераторы уже вышли на рубеж высоты 80-100 м., и их количество резко растёт в мире. Ветрогенератор начинает производить ток при ветре 3 м/с. Максимальная отдача энергии ветра на современных установках достигается при скорости ветра 15 м/сек.

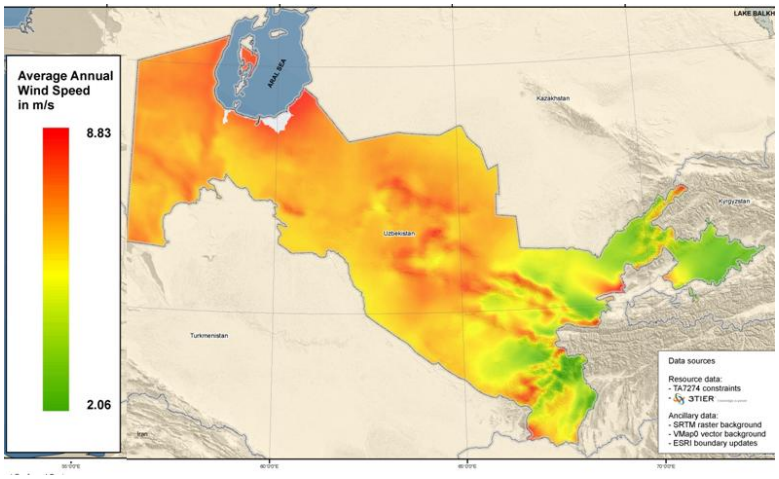


Рис.1. Среднегодовая скорость ветра в различных регионах Узбекистана.

Согласно расчетам, сделанных на основе спутниковых данных на высоте 20 метров среднегодовая скорость ветра выше 6 м/сек наблюдается в территории охватывающей до 10% площади Узбекистана. А на высоте 80 и 100 метров среднегодовую скорость ветра выше 6 м/сек наблюдается уже на свыше 50% территории Узбекистана. На рисунке 1 приведены среднегодовые скорости ветра по различным регионам Узбекистана. Как видно, основной потенциал ветровой энергии расположен на северо-западе республики. Так как в этих регионах суммарный поток солнечной энергии невелик, то для этих территорий Ветроэлектростанции – это единственный в настоящее время возможный экономически выгодный выход для удаленных районов, которые мало обеспечены электроэнергией.

Следует отметить, что технический потенциал ветра зависит также от тарифов на электроэнергию, вырабатываемой ветрогенераторами. Например, согласно оценкам, при только при тарифе порядка 0,07-0,09 USD/кВтч ветроэлектростанции в Узбекистане могут быть окупаемыми и установленная мощность может достигать 100 МВт. При тарифе порядка 0,15 USD/кВтч становится возможным строительство ветростанций суммарной мощностью в десятки ГВт. Так как существующие тарифы на электроэнергию в Узбекистане намного ниже, могут возникнуть сомнения в перспективах использования ветровой (а также и солнечной фотоэлектрической) энергии. Однако, учитывая с одной стороны развитие технологий преобразования ветровой и солнечной энергии, а с другой стороны рост себестоимости электроэнергии получаемой из традиционных источников энергии, становится очевидным необходимость развития возобновляемых источников энергии в Узбекистане.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ОПТИМИЗАЦИИ ОБЪЕМОВ ТЕПЛОВЫХ АККУМУЛЯТОРОВ В СОЛНЕЧНОЙ СУШИЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ

Ж.С.Ахатов, А.С.Халимов

Физико-технический институт НПО “Физика-Солнце” АН РУз
100084, ул.Бодомзор йули 2Б, г.Ташкент, Узбекистан. halimov@uzsci.net

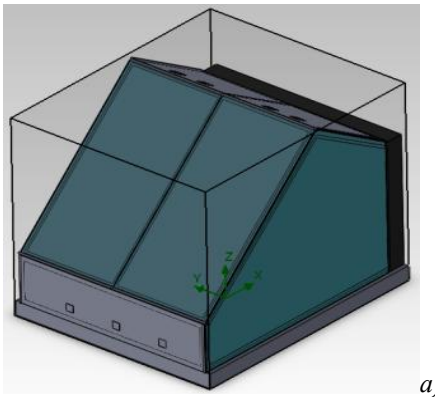
В условиях Узбекистана, в решении задачи переработки и хранении, в частности сушки сельхозпродуктов, наиболее перспективным является использование солнечных сушильных установок. Преимуществами солнечных сушильных установок: во-первых, экономия топливно-энергетических ресурсов и улучшение экологичность производства; во-вторых, сезон созревания и переработки сельхозпродукции совпадает с периодом наибольшего прихода солнечной радиации. Недостатками солнечных сушильных установок являются зависимость от погодных условий, большая продолжительность процесса сушки и снижение эффективности при отсутствии солнечного излучения.

В связи с вышеизложенным рассматривается возможности разработки и создания солнечной сушильной установки, имеющей аккумулятора тепла. Применение аккумуляторов тепла в солнечных сушильных установках позволяет повысить их эффективность при отсутствии солнечного излучения. В данной работе представлены результаты предварительных расчетно-экспериментальных исследований по оптимизации объемов тепловых аккумуляторов из фазопереходного материала используемых в солнечной сушильной установке.

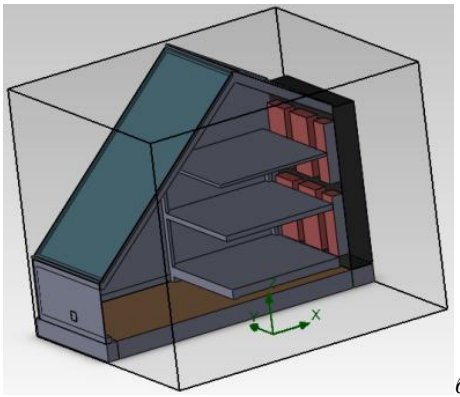
Разработанная солнечная сушильная установка состоит из следующих узлов: фундамент бетонная, металлоконструкция в котором прикреплены светопрозрачные покрытия из двухслойного поликарбонатного листов толщиной 6мм, с воздушными прослойками между слоев. Задняя (северная) кирпичная стенка. Фронтальная поверхность уклонена на 39,53˚ к горизонтальной поверхности для максимального падения солнечной радиации. Размеры задней стены 2,0×4 м.

Выполнены расчетные исследования по оптимизации объемов и расположений тепловых аккумуляторов. Один из вариантов является расположить тепловых аккумулятор к внутренней стороны задней (северней) стенки объекта, как представлено на рис.1. б). Сделаны отверстия на переднем покрытии камеры для входа воздушного потока в установку из окружающей среды. На верхней части установки сделаны отверстия для выхода влажного воздушного потока. Щебень толщиной 15-20 см усыпан на полу установки для теплоизоляции.

Процессы теплопередачи были моделированы с помощью специальной программой “SolidWorks Flow Simulation”, которая решает уравнения Навье-Стокса, являющимся формулировкой массы, сохранения законов момента и энергии для жидкостей (газ и жидкость).



а)



б)

Рис.1: Общий вид CAD дизайн (а) и разрез сечения камеры солнечной сушильной установки с аккумуляторами тепла (б).

Данные уравнения пополняются уравнениями жидкого состояния определяющие природу жидкости, и эмпирическими зависимостями плотности, вязкости и теплопроводности жидкости от температуры. В частности задача в конечном итоге определяется формулировкой геометрии, и ее граничными и начальными условиями.

Законы сохранения массы, момента импульса и энергии в прямоугольной системе координат, вращающейся с угловой скоростью Ω вокруг оси, проходящей через начало системы координат можно записать в виде сохранения следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R\right) + S_i,\ i = 1,2,3 \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i H}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_j\left(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R\right) + q_i\right) + \frac{\partial P}{\partial t} - \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x} + \rho\varepsilon + S_i u_i \qquad (3)$$

$$H = h + \frac{u^2}{2} \qquad (4)$$

где u –скорость жидкости (в данном случае газ –воздух имеется), ρ – плотность жидкости, S_i – массовая распределенная внешняя сила на единицу массы из-за сопротивления пористой среды (Si_{porous}), плавучесть ($Si_{gravity}$=- ρg_i, где g_i компонент гравитационного ускорения по i-му направлению координата), и вращения координатной системы ($Si_{rotation}$), т.е. $Si = Si_{porous} + Si_{gravity} + Si_{rotation}$, h – тепловая энтальпия, Q_H, -источник тепла или получения тепла в единицу объема, τ_{ij} тензорное напряжение сдвига вязкости, q_i –диффузионный тепловой поток. Нижние индексы были использованы для обозначения суммирования трех координатных направлений.

Для вычисления потока с опцией высокого числа Маха, используется следующее уравнение для энергии:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i (E + \frac{P}{\rho})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_j\left(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R\right) + q_i\right) + \frac{\partial P}{\partial t} - \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x} + \rho\varepsilon + S_i u_i + Q_H \qquad (5)$$

$$E = e + \frac{u^2}{2} \qquad (6)$$

где e – внутренняя энергия.

Для Ньютоновских жидкостей, тензорное напряжение сдвига вязкости определяется следующим образом

$$\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\sigma_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right) \qquad (7)$$

Введением приближения Буссинеска, Рейнольдское тензорное напряжение имеет следующий вид

$$\tau_{ij}^R = \mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\sigma_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right) - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \qquad (8)$$

Здесь δ_{ij} является функцией символа Кронекера (она равна единице, когда $i=j$, в других случаях равна нулю), μ – коэффициент динамической вязкости, μ_t –коэффициент вязкости при вихревой турбулентности и k –турбулентная кинетическая энергия. Следует отметить, что μ_t и k равны нулю

при ламинарном течении потока. В рамках k-ε модели турбулентности, μ_t определяется двумя основными свойствами турбулентности, которыми являются (k) турбулентная кинематическая энергия и (ε) турбулентная диссипация:

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_m \rho k^2}{\varepsilon} \qquad (9)$$

где f_μ –коэффициент турбулентной вязкости.

$$f_m = \left[1 - \exp\left(-0.025 R_y\right)\right]^2 \left(1 + \frac{20.5}{R_T}\right) \qquad (10)$$

где

$$R_T = \frac{\rho k^2}{\mu\varepsilon}, \qquad R_y = \frac{\rho\sqrt{ky}}{\mu} \qquad (11)$$

и y –расстояние от стены. Данная функция позволяет учитывать перехода от ламинарного течения в турбулентное.

Основные уравнения решаются методом конечного объема (конечный элемент) на пространственно прямоугольной сетке, спроектированная в декартовой системе координат с ортогональными плоскостями к ее оси и локально уточненной на твердом или жидком разделе поверхности. Все использованные входные данные были введены согласно метеоданным по дате 21-22 Сентября 2014г. (см. Рис 3.). Эти данные являются начальными и граничными условиями для численного решения уравнений 14-16. Данные параметры окружающей среды являются типичными для осеннего периода в Узбекистане (в данном случае в г. Ташкенте)

Полученные результаты показывают, что оптимальный объем теплового аккумулятора (в данном случае водяной аккумулятор) для данной установки 500л (см. Рис 4). Численные моделирования проводились с различными объемами тепловых аккумуляторов (рис 4.). Как видно из графика дальнейшее увеличение объема теплового аккумулятора существенно не влияет на температуру воздушного потока внутри камеры.

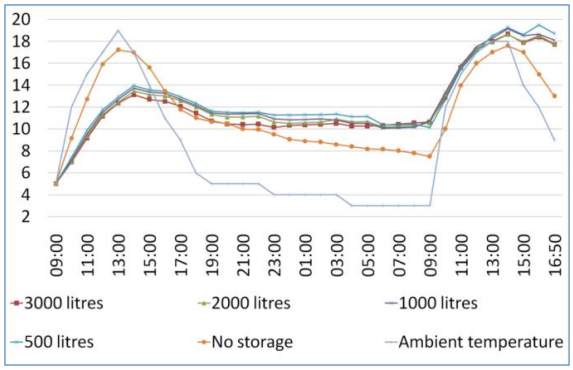


Рис.2. Вариация температур (˚С) воздушного потока внутри камеры при различных объемах теплового аккумулятора.

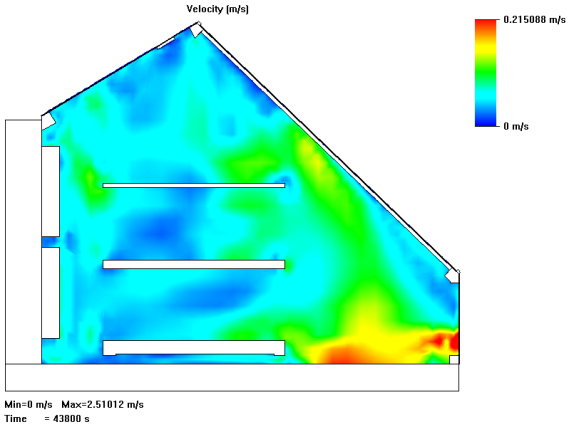


Рис.3. Распределение скорости (м/с) воздушного потока внутри камеры.

Как видно из графика (рис.2.), что при отсутствии теплового аккумулятора температура воздушного потока в камере, к вечеру первого дня в 21.00 час снизится ниже требуемой температуры (10˚С). Однако, дальнейшее увеличение объема теплового аккумулятора существенно не влияет на температуру воздушного потока внутри камеры. На рис.3 показано распределение скорости воздушного потока в камере солнечной сушильной установки-теплицы при максимальном падении солнечной радиации, т.е. в этот момент скорость воздушного потока достигает максимального значения, так как конвективный теплообмен внутри камеры происходит при естественной конвекции.

Исходя из результатов следует отметить, что коэффициент теплообмена воздушного потока с фронтальной поверхности камеры увеличивается, так как воздушный поток в данной области имеет большую скорость, и это приводит к увеличению теплового потеря через фронтальное ограждение.

Литература

1. Bal LM, Satya S, Naik SN. 2010. Solar dryer with thermal energy storage systems for drying agricultural food products: A review. Renewable and Sustainable Energy Review 14, 2298–314.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОВЫХ АККУМУЛЯТОРОВ ИЗ ФАЗОПЕРЕХОДНОГО МАТЕРИАЛА

Ж.С.Ахатов, Х.С.Тожимухаммедов, А.С.Халимов, Э.Т.Жураев, М.З.Матниёзов

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз
Национальный университет Узбекистана
Ташкентский государственный технический университет
100084, ул.Бодомзор йули 2Б, г.Ташкент, Узбекистан. jahatov@uzsci.net

Важнейшей проблемой современной энергетики является проблема аккумулирования, обусловленная как неэффективным использованием энергии в период недогрузки энергосистем, так и развитием гелиоэнергетики. К числу перспективных и наиболее интенсивно разрабатываемых в настоящее время способов аккумулирования солнечной энергии относится тепловое аккумулирование на основе фазовых переходов различных материалов. Эффективность этого способа обусловлена тем, что для многих веществ значение энтальпии фазового перехода значительно выше теплосодержания за счет теплоемкости. Одним из таких материалов является "глауберовая соль"- (Na_2SO_4+10H_2O).

Использование сульфата натрия в качестве теплоаккумулирующего материала могло бы, с одной стороны, снизить затраты на обогрев промышленных теплиц, а, с другой, снизить вероятность перегревов и переохлаждений растений в частных неотапливаемых теплицах.

Экспериментальные исследования по определению теплотехнических показателей теплового аккумулятора из фазопереходного материала (глауберовая соль – десятиводный кристаллогидрат сульфата натрия Na_2SO_4+10H_2O) полученного из местного сырья.

Для исследования теплотехнических показателей тепловых аккумуляторов из фазопереходного материала (десятиводного кристаллогидрата сульфата натрия) нами было разработан экспериментальный стенд. Стенд состоит из камеры (с теплоизолированными стенками и с возможностью наблюдения процессов внутри камеры, т.е. одна стенка сделано из двухслойного стеклянного ограждения), где проводится тесты аккумуляторов с различными объемами. Блок автоматического управления внутренней температуры камеры с 6-и сенсорами для измерения температуры, а также блока передачи данных от сенсоров температуры к компьютеру. Системы нагревания и охлаждения камеры с автоматическим управлением. Программное обеспечение сбора и обработки данных.

На рис.1 и 2, представлены общий вид экспериментального стенда для исследования теплотехнических характеристик тепловых аккумуляторов из фазопереходных материалов, и кристаллогидрат натрия сульфата в процессе тестирования циклов фазовых переходов, соответственно.

Рис.1. Общий вид стенда.

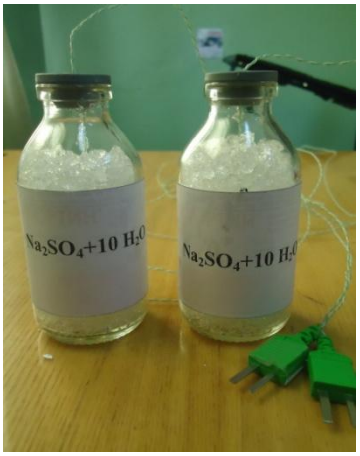


Рис.2. Кристаллогидрат сульфата натрия (Na_2SO_4+10H_2O) кристальное состояние

Теплоизоляционная камера для проведения экспериментов по исследованию теплотехнических показателей фазопереходных аккумуляторов. Она оснащена системой автоматического управления температуры в камере, нагревания и охлаждения, сенсоров температуры, и регистратор для сбора и обработки данных.

С помощью данного стенда выполняются работы по исследованию теплотехнических характеристик фазопереходных аккумуляторов на основе десятиводного кристаллогидрата натрия сульфата. Испытания ведутся по определению циклов фазового перехода разработанного аккумулятора и по определению оптимальных объемов и их расположений в сушильной установке.

Как показывают первоначальные исследования, достаточно трудно получать «монотонную» кристаллизацию раствора.

Выполняются расчетно-теоретические и экспериментальные работы по определению теплотехнических характеристик, оптимизации объемов и расположений фазопереходных тепловых аккумуляторов (Na_2SO_4+10H_2O), используемые в солнечной сушильной установке с оптимизированными геометрическими размерами учитывая климатические условии Узбекистана.

Литература

1. Kenisarin and Mahkamov Solar energy storage using phase change materials, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 11 (2007) 1913–1965.
2. Kurklu A. Energy storage applications in greenhouses by means of phase change materials (PCMs): a review. Renew Energy 1998;13(1):89–103.

РАЗРАБОТКАСХЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ УСТАНОВКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ОБЕЗЗАРАЖИВАНИЯ ПИТЬЕВОЙ ВОДЫ ПРИ ЭЛЕКТРОСНАБЖЕНИИ ОТ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

А.С.Бердышев, А.Раджабов, М.Ибрагимов

Ташкентский институт ирригации и мелиорации

100000, Ташкент, Кары-Ниязий, 39, berdyshev66@bk.ru

В мировой практике доля отраслевого потребления электроэнергии в технологических процессах с использованием оптического излучения, к которым относится процесс обработки жидких сред УФ-потоком, составляет 10÷15%. В настоящее время доля электроэнергии в себестоимости продукции сельскохозяйственного производства не просто выросла, а превратилась в значительный, а в ряде случаев, в определяющий показатель экономической эффективности деятельности сельхозпредприятий. Поэтому, поиск энергосберегающей технологической схемы облучения жидких сред УФ-потоком является весьма актуальной задачей для всех отраслей сельского хозяйства.Перспективно использование ультрафиолетовых светодиодных ламп в частности для установок обеззараживания воды[1].

Показанное на рис.1 электронное устройство обеспечивает включение ультрафиолетовой лампы по мере накопления электрического заряда от фотоэлектрических модулей.

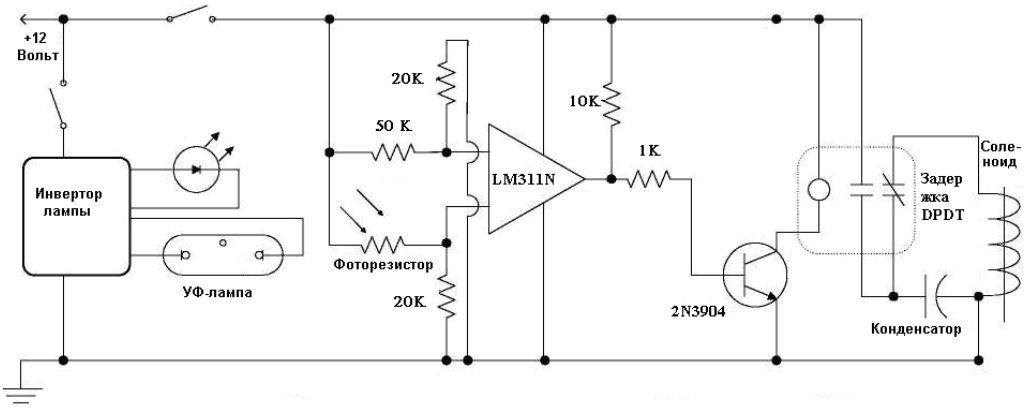


Рис.1. Схема управления установки ультрафиолетового обеззараживания питьевой воды при электроснабжении от фотоэлектрических систем.

За напряжением на батарее следит специальное устройство (компаратор), которое представляет собой не что иное, как обычный усилитель с очень большим коэффициентом усиления. Компаратор сравнивает два напряжения - измеряемое и опорное, подаваемое на его входы. На инвертирующий вход компаратора (-) подается опорное напряжение со стабилитрона. Этим напряжением задается уровень срабатывания устройства.

Напряжение батареи делится резисторами так, чтобы оно приблизительно равнялось напряжению стабилизации диода. Напряжение, поделенное резисторами, подается на

неинвертирующий вход (+) компаратора с движка потенциометра точной настройки порога переключения [2].

Если напряжение аккумуляторной батареи уменьшится настолько, что сигнал на неинвертирующем входе опустится ниже предела, определяемого диодом, на выходе компаратора установится отрицательное напряжение. Если же напряжение батареи поднимается выше опорного, на выходе компаратора установится положительное напряжение. Переключение знака напряжения на выходе компаратора и будет обеспечивать необходимое регулирование зарядного тока.

Зарядный ток регулируется с помощью электромагнитного реле. Реле управляется через транзистор выходным напряжением компаратора. Отрицательное напряжение на выходе компаратора означает, что батарея разряжена и требуется полный зарядный ток (транзистор закрыт). Следовательно, коллекторный ток равен нулю и реле выключено.

Нормально замкнутые контакты реле шунтируют токоограничительный резистор. Когда реле выключено, резистор исключен из цепи и полный ток от солнечных элементов поступает на аккумуляторную батарею.

В показанной на рис.1 схеме для регулирования базового тока транзистора используется операционный усилитель. Резистор сопротивлением 20 Ом служит для ограничения тока базы.

Регулятор сравнивает входное напряжение, поступающее от фотоэлектрического преобразователя, с опорным напряжением [2].

Важным моментом предлагаемой технологической схемы является питание ультрафиолетовых светодиодных ламп при обеззараживании воды от фотоэлектрических батарей, что позволяет эффективно использовать вырабатываемый ими электрический ток от солнечной энергии.

Литература

1. Бердышев А.С., Раджабов А., Ибрагимов М. Электроснабжение установки обеззараживания воды фотоэлектрическими модулями. Международная Конференция по «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» 14-15 Ноября 2013 г. Ташкент.
2. Источники электропитания РЭА. Справочник под ред. Г. С. Найвельта, М., «Радио и связь», 1986, 576 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА ВТСП РЯДА $BI_{1,7}PB_{0,3}SR_2CA_{(N-1)}CU_NO_Y$ N=6-9, СИНТЕЗИРОВАННЫХ В РАСПЛАВЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ КОНЦЕНТРИРОВАННОЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

С.Х.Бобокулов, Б.М.Каманов, Д.Д.Гуламова, А.Небесный

Институт материаловедения НПО “Физика-Солнце» АН РУз

100084, Ташкент, Узбекистан, тел.: 998 71-135-74-96,факсх: +998 71-135-42-91, gulamova@uzsci.net

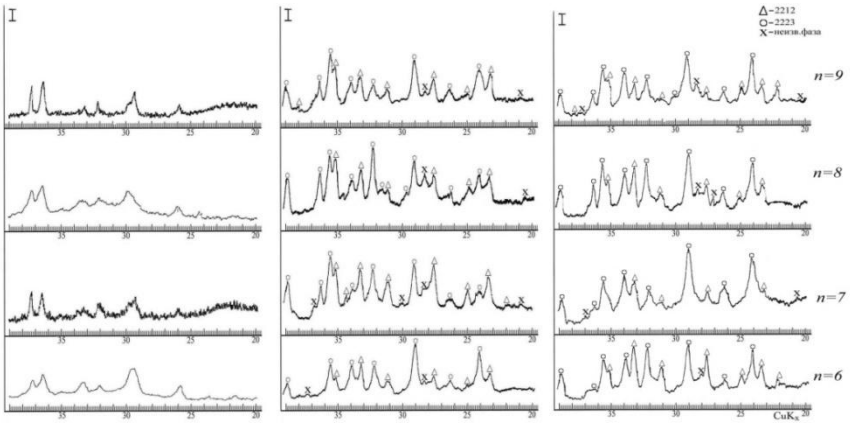
Высокотемпературные сверхпроводники на основе системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O представляют гомологический ряд, описываемый формулой $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{(n-1)}Cu_nO_y$. Сравнительно подробно изучены условия синтеза и свойства ВТСП начала этого ряда с n=1-3 и очень ограничена информация о свойствах ВТСП фаз-гомологов с n>4. Выявленная прямая зависимость между повышением критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c и увеличением “n” позволила предполагать возможность образования ВТСП фаз с T_c более 107К.[1].

Условия синтеза оказывают решающее влияние на критические свойства ВТСП. Наиболее распространенный метод синтеза ВТСП в твердой фазе имеет существенные ограничения, налагаемые диффузионным механизмом межфазных взаимодействий и гранулярной структурой. [2,3]. Повышение Тс может быть решено за счет иного, по сравнению с твердофазным, характера фазообразования и межфазных взаимодействий в расплаве и последующих реакциях образования целевых высокотемпературных сверхпроводящих фаз. Кроме того, обоснованные надежды на повышение критического тока заключаются в возможности управления текстурой и морфологией при обработке расплава, например, путем создания высокого температурного градиента при охлаждении расплава. Расплавные технологии обладают рядом преимуществ, однако, энергоемкость источников нагрева для достижения высоких температур при жестких ограничениях энергопотребления заставляет обратиться к исследованию возможности использования возобновляемых природных источников энергии, в том числе, солнечного излучения. Установлено положительное изменение свойств и определена перспектива использования солнечного излучения для синтеза оксидных материалов сложного состава. Опираясь на эти результаты и преимущества использования концентрированного солнечного излучения в качестве источника нагрева, опыт синтеза неорганических материалов под воздействием солнечного излучения был распространен на

синтез высокотемпературных сверхпроводников гомологического ряда $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{(n-1)}Cu_nO_y$ (n=6-9).

Синтезированы и исследованы свойства прекурсоров и ВТСП керамики ряда $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{(n-1)}Cu_nO_y$ с n=6-9. Синтез прекурсоров номинальных составов $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{(n-1)}Cu_nO_y$ (n=6-9) осуществляли закалкой расплава под воздействием солнечного излучения и на имитаторах солнечного излучения типа "УРАН"(SFAQ-method). Сверхпроводящую керамику на основе аморфных и стеклокристаллических прекурсоров получали по традиционной керамической технологии.

После отжига при 845^0C, 100 часов фазовый состав прекурсоров и керамических образцов номиналов $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_{(n-1)}Cu_nO_y$ с "n=6-9" был представлен 2212, 2223 и неизвестными фазами (рис.1). На дифрактограммах прекурсоров с "n=7-9" уширения рефлексов выражены слабо и они сформированы четко. Фазовый состав прекурсоров этой группы соответствовал фазам 2212, 2223, но часть рефлексов слабой интенсивности, особенно у составов с "n=7,9", не соответствовали данным ASTM для 2212 и 2223 фаз; они обозначены "x "-неизвестные фазы. Нарушение монотонного возрастания количества 2223 фазы происходило у образца с "n=9". Явное проявление рефлексов, отнесенных к ВТСП фазам с "n>5"согласно данных теоретических расчетов позволило предполагать образование ВТСП фаз с Tc>110K.



а *б* *с*

Рис.1 Фазовый состав ВТСП прекурсоров и керамики, синтезированных с использовнием солнечного излучения. а-исходные прекурсоры, б-прекурсоры, отожженные при 845^0C,100час., с-ВТСП керамика, полученная отжигом при 845^0C,100час.

Литература

1. Carlson E.W., Castro Neto A.H., Campbell D.K., "Vortex liquid crystals in Anisotropic type II superconductors", Phys. Rev. Lett., 1991, v. 90, p.087001
2. Ю.А.Башкиров,Л.С.Флейшман, Массивные высокотемпературные сверхпроводящие материалы для сильноточных применений(обзор). СФХТ,1992,т.5.,N8, с.1351-1382
3. Третьяков Ю.Д., Казин П.Е., Новые проблемы и решения в материаловедении керамических сверхпроводящих купратов, Неорганические материалы, 1993,т.29, N12, стр.1571-1581.

СЕЛЬСКИЙ СОЛНЕЧНЫЙ ДОМ С ГЕЛИОТЕПЛИЦАМИ, СОЛНЕЧНЫМИ БАТАРЕЯМИ И ВОДОНАГРЕВАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКОЙ

А.А.Вардияшвили, Р.А.Захидов, Г.Н.Узаков, А.А.Вардияшвили

Каршинский государственный университет
г.Карши, E-mail: vardi41@mail.ru

В Узбекистане накоплен значительный опыт проведения научных и экспериментальных исследований в области применения альтернативных источников энергии, прежде всего солнечной энергии, по которым разработки проводятся в течение многих десятилетий.Источниками альтернативной энергетики, разработанными и внедренными по настоящее время- являются: энергии солнца, ветра, воды, биомассы, геотермальных вод. Как подчеркнуто в Указе Президент РУз «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» от 1 марта 2013 года перспективным для нашей Солнечной страны являются использование солнечной энергии и биотоплива.[1]

Целью работы является – разработка принципиальной схемы солнечного дома с гелиотеплицами, солнечными батареями и солнечной водонагревательной установки для горячего водоснабжения отопления и освещения помещения площадью 100 м^2.Нами разработан способ комбинированного использования солнечной энергии и вторичных энергоресурсов в гелиотехническом комплексе «теплица – солнечный сельский дом» с целью экономии энергии и утилизации дымовых газов в контактных теплообменниках.Наиболее приемлемым вариантом с позиции энергетического анализа является режим одновременно существующей потребности в охлаждении и отоплении оба потребителя могут быть соединены друг с другом посредством теплового насоса. Периоды кондиционирования воздуха в солнечном сельском доме и эксплуатации теплиц хорошо сочетаются, так как один из них- теплица является потребителем тепла а другой - требует охлаждения (рис.1).

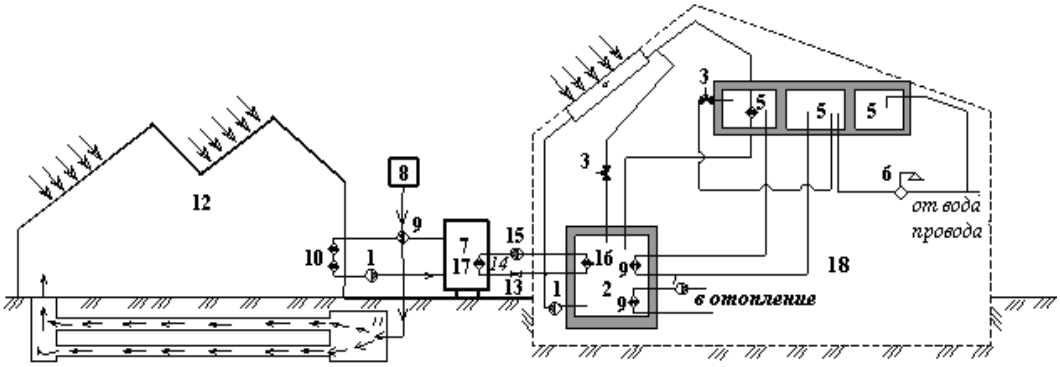


Рис. 1. Принципиальная схема системы тепло- и холодоснабжения солнечного сельского дома с гелиотеплицами. 1-циркуляционный насос; 2-аккумулирующий бак горячей воды; 3-электромагнитные вентили; 4-солнечный водонагреватель; 5-бак горячей воды для теплоснабжения сельского дома; 6-потребитель горячей воды; 7-бак горячей воды для системы отопления теплицы; 8-малая котельная – источник тепла дымовых газов;9-водяной теплообменник; 10-отопительный прибор; 11-внутрипочвенный теплоаккумулирующий канал; 12-солнечная теплица; 13-регулирующий вентиль теплового насоса; 14-теплонасосная установка; 15-компрессор теплового насоса;16-испаритель теплового насоса; 17-конденсатор теплового насоса; 18-солнечный сельский дом.

В совместной системе тепло – и хладоснабжения теплиц и солнечного сельского дома 18 тепловой насос (ТН) 14 устанавливается между солнечным домом 18, и теплицы 12. Солнечный дом 18, охлаждается с ТН, 14 тепла вентиляционных выбросов отнимается испарителем ТН 16. Затем пары хладоагента сжимается в компрессоре 15 и становится перегретым. Конденсатор ТН 17 погружен в бак – аккумулятор 2, где происходит конденсация паров хладоагента и вода нагревается до 50÷60°С. С помощью циркуляционного насоса 1 горячая вода из бака – аккумулятора 2 проходит через водяной теплообменник 9, где вторично нагревается отходными дымовыми газами 8, до температуры 90÷100°С и поступает в отопительный прибор 10 теплицы. При необходимости охлажденные продукты сгорания 8 можно подавать через внутрипочвенный теплоаккумулирующий канал 11, и затем в теплицу для подкормки растений углекислым газом. Солнечный водонагреватель 4 предназначен для отопления солнечного дома и регулируются вентилями 3 и 13. Солнечная батарея 5 м^2 площадью, представляет собой последовательно-параллельное соединение отдельных кремниевых фотопреобразователей, устанавливается на крыше солнечного сельского дома площадью 100 м^2 для обеспечения его освещением в течение всего года.На гелиополигоне, на котором размещены опытные гелиотеплицы с теплоаккумулирующей системой, солнечные опреснители, солнечные водонагреватели с баком аккумулятором, воздухонагреватели и др., выполняются экспериментальные работы по теплотехнике, холодильной технике, отоплению, вентиляции и кондиционированию воздуха, которые позволяют получить экспериментально-теоретические результаты по исследованию теплиц, опреснителей и солнечных домов.Таким образом исследование и предварительные расчеты показывают, что предлагаемая экспериментальная система теплоснабжения и кондиционирования воздуха предназначенная для одноквартирного солнечного, сельского дома с улучшенной теплоизоляцией, рассчитанного на проживание семьи из 5 человек в отапливаемом доме площадью 100 м^2, обеспечивает в течении всего года горячим водоснабжением, освещением и отоплением.

Литература

1. И.А. Каримов Указ «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии», газета “Народное слово” №43(5717), 2013г 2–марта.
2. Безруких П.П., Арбузов Ю.Д., Борисов Г.А. и др. Ресурса и эффективность использования возобновляемых источников энергии в России./ С пб; Наука, 2007 г. – 314 с.
3. В.Г. Лабейш. Нетрадиционные и возобновляемые источники энергии. Учебное пособие. – С –пб. 2003 г. С3ТУ, -79 с.
4. С Такака, Р. Суда. Жилые дома с автономным солнечным теплохладоснабжением. Перевод с яп. Под. ред. М.М.Колтун., Г.А.Гухман., М. Стройиздат, 1989 г. -184 с.
5. ВардияшвилиАф.А., Вардияшвили А.Б. и др. К вопросу энергетического режима гелиотеплиц, обогреваемых непосредственным сжиганием в них природного газа. Сб. матер.рес. н-техн. конфер. ТГТУ. Ташкент; 2010 г. –с. 153-156.

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЁНОЧНОГО ТЕРМОЭЛЕМЕНТА НА ОСНОВЕ Bi-Sb.

Д.Юлдашалиев, Б.Отакулов, Б.Х.Каримов, Ш.Б.Каримов

Ферганский государственный университет
г. Фергана, ул. Мураббийлар 19, karimov1948@rambler.ru

Эффект Зеебека (термо-ЭДС) используется для преобразования тепловой энергии в электрическую. Перенос тепла электрическим током (эффект Пельтье) лежит в основе действия твердотельных охлаждающих и термостатирующих устройств. Термоэлектрические преобразователи энергии обладают уникальными сочетаниями конструктивных и эксплуатационных характеристик, таких, как отсутствие движущихся деталей, рабочих жидкостей и газов, высокая надежность, возможность эксплуатации в течение нескольких лет без обслуживания или при минимальном периодическом обслуживании и др. Эти достоинства определяют многообразие использования термогенераторов в качестве источников электропитания, главным образом для автономных систем - в космосе, в труднодоступных районах суши и моря и т. п. Термоэлектрические холодильники и термостаты применяются в приборостроении, ИК-технике, медицине, биологии, бытовой технике. Широк также спектр применения термоэлектрических приборов в измерительной технике, термометрии, пирометрии, электроизмерениях и т.д.

Многие задачи, которые практика ставит перед разработчиками термоэлектрических устройств, могут быть успешно решены с применением плёночных термогенераторов (ПТГ). Очевидное достоинство ПТГ - возможность принципиально увеличить число элементов при сохранении объема преобразователя, а при необходимости создавать микроминиатюрные устройства. На основе ПТБ могут быть изготовлены малогабаритные источники питания, слаботочные микрохолодильники и термостаты, высокочувствительные и достаточно малоинерционные датчики температуры и теплового потока и т. п. Вакуумная технология существенно упрощает процесс сборки и сокращает длительность изготовления термогенераторов, позволяет сочетать в единой конструкции и изготавливать в едином технологическом цикле элементы и схемы радио и оптоэлектроники с термоэлектрическими устройствами.

Результаты физических и технологических исследований, конструкторских разработок были достигнуты значительные успехи в области плёночных термоэлектрических преобразователей. К настоящему времени доказано принципиальная возможность создания ПТГ с энергетическими характеристиками, близкими к характеристикам объемных, разработка технология массового их изготовления, создан ряд прибором на их основе. Новые термоэлектрические датчики температуры и лучистого потока обладают на порядок более высокой чувствительностью.

Успехи, достигнутые в создании высокоэффективных ПТГ, несомненно приведут к широкому их техническому применению, что в свою очередь потребует дальнейшего развития физических и технологических исследований, расширения фронта конструкторских разработок. В связи этим является актуальным разработать технологию получения ПТГ и новых конструкторских разработок, также исследовать электро и теплофизические свойств.

Рабочим веществом в современных термоэлектрических преобразователях служат полупроводники, выбор и оптимизация свойств которых базируются на теории, развитой академиком А.Ф.Иоффе. Качество материала характеризуется термоэлектрической эффективностью $z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi}$, где

α – коэффициент термо-ЭДС, σ и χ – их удельные электро- и теплопроводности. Чем выше значение безразмерного параметра *zT* (*T* – рабочая температура), тем больше КПД термогенератора.

Технология получения плёночного термогенератора основана на термическом испарении полупроводниковых материалов в вакууме или в атмосфере различных газов.

Технологический режим получения плёночного термогенератора зависит от большого числа параметров, таких как температура испарителя и подложки, толщина плёнки, состав и давление остаточных газов в вакуумной камере, условия термической и химической обработки плёнок после напыления. При этом каждому полупроводниковому материалу соответствует свой оптимальный режим и часто небольшие отклонения от него даже по одному из параметров приводят к исчезновению термоэффекта в изготовляемых плёнках. По этому разработка технология получения плёночного термогенератора из того или иного материала требует проведения большой экспериментальной работы, большого количества пробных напыления при последовательном варьировании нескольких технологических параметров, их сочетаний и нахождения параметров, специфичных для получения термоэффекта на плёнках из данного полупроводникового материала.

Нами была разработана технология получения термогенератора с материалов Bi-Sb. Пленочные термогенераторы получались напылением полупроводникового материала из тигеля в вакууме ~10^{-5} мм.рт.ст. на различные подложки (алюминий, мед, латунь железо, слюда, сапфир и керамика) нагретые от 20-250°С и расположенные под углом 90° по направлению молекулярного пучка.

Разработан оптимальный режим и подобрана подложка для плёночного термогенератора на основе Bi-Sb. Полученные термогенераторы генерирует 10 мА и 50 мВ при температуре 200-250^0 С. Расширяется фронт конструкторских разработок и исследуется электро- и теплофизические свойства полученных плёночных термогенераторов на основе Bi-Sb.

ПЛЕНОЧНО КЕРАМИЧЕСКИЙ КОМПОЗИТ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ КЕРАМИКИ

В.П.Ермаков, М.Р.Рахимов

Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце АН РУз

г.Ташкент, ул. Бодомзор йули 2 Б, тел.:+998 (90) 9771882, эл.почта: ruslat@yandex.ru

Несмотря на многочисленность и разнообразие гелиотехнических установок, предложенных для применения, осуществлено промышленное производство только солнечно-теплоэнергетических и полупроводниковых фотопреобразователей. В связи с высокой стоимостью, масштабы их производства и сферы применения остаются ограниченными. Поэтому поиск и разработка эффективных, дешевых и приемлемых для широкого круга потребителей низкопотенциальных солнечных установок относятся к актуальным задачам гелиотехники.

Разработана специальная полимерная пленка, содержащая 0,5-2,5% ультрадисперсного порошка импульсной керамики. Были проведены сравнительные испытания по применению этой пленки для процессов сушки, тепличных хозяйств, стабилизации температуры. В качестве контроля использовалась точно такая же пленка без содержания керамики. Сама исходная пленка способна преобразовывать УФ-излучение в видимый свет. Пленка с функциональной керамикой, кроме того, способна генерировать ИК-импульсы в заданном спектральном диапазоне.

В качестве примера приводятся результаты по исследованию температурных характеристиках для трехслойного каскадного композита - первый слой представляет из себя полиэтиленовую пленку 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 продлевает срок ее службы. Второй слой - каркас из такой же пленки для увеличения механической прочности, третий, нижний слой содержит функциональную керамику с наноструктурами. Суммарное содержание керамики в композите 2,5% (масс.) относительно полиэтилена. Функциональная керамика, добавленная в третий слой поглощает солнечную энергию в широком диапазоне и преобразует его в ИК-излучение с максимумом 9,7-10 мкм. Учитывая, что Т=2898/Длина волны соответствует, примерно, 290-300 К (17-27 градусов С).

Предложенный трехслойный композит с каскадным преобразованием на основе оксидов железа, хрома, кальция, магния, меди и полиэтиленовой пленки существенно повышает процесс передачи солнечной энергии, и по сравнению с обычной пленкой имеет следующие преимущества:

- Обладает в определенной степени способностью стабилизировать температуру.

- Позволяет эффективнее использовать солнечную энергию при выращивании растений под пленкой.
- Его эффективность по температуре в камере выше по сравнению с обычной пленкой, что особенно важно, при пасмурной и облачной погоде.
- Композит, в отличие от обычной полиэтиленовой пленки не запотевает, так как нагревается до более высоких температур под действием солнечной энергии, что затрудняет конденсацию влаги на нем;
- Обладает хорошей пропускной способностью красной части спектра, необходимой для фотосинтеза растений;
- По сравнению с однослойным композитом на той же основе, является более эффективным в повышении температуры в камере, а также значительно лучше сохраняет температуру в объеме камеры после захода Солнца;
- Позволяет использовать ультрафиолетовую часть спектра, что одновременно повышает срок службы композитной пленки;
- Максимум пропускания излучения в видимом диапазоне находится в области 620-700 нм, что способствует переходу фитохрома растений в активную форму, которая позволяет им значительно быстрее развиваться, защищаться от всякого рода заболеваний, так как, в этом случае, процессы развития растений идут настольно быстро, что полностью расходуются питательные вещества, и нет среды для развития возбудителей болезней, а реабилитационные процессы идут значительно быстрее.

Это открывает широкие перспективы для массового практического использования трехслойного композита с каскадным преобразованием в парниках, теплицах, водонагревателях, воздухонагревателях, а также в различных аспектах человеческой деятельности, где требуется эффективно использовать энергию солнца или стабилизировать температуру.

ЭФФЕКТЫ ПОВЫШЕНИЯ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ СИСТЕМЫ ИСТОЧНИК-ПРИЕМНИК В ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Ш.И.Клычев, С.А.Бахрамов

Специализированное конструкторско-технологическое бюро при институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН Руз

г.Ташкент,ул. Дурмон йули 28, 262-72-73, E-mail: akadempribor@sktb.uz

Как известно, одно из основных положений фотометрии это изменение яркости световых лучей при переходе из одной среды в другую пропорционально отношению квадратов их показателей преломления /1/. Это положение фотометрии позволяет достаточно полно определять энергетические характеристики излучения и в сложных оптических системах. В то же время представляет интерес экспериментальное обнаружение явления повышения яркости. Ранее /2/, задача рассматривалась для случая, когда источник (И) излучения находится в одной среде, а приемник (П) излучения в другой среде, для среды с плоской границей были определены условия, при которых повышение яркости приводит и к повышению плотности излучения, получено экспериментальное подтверждение этих условий.

Цель настоящей работы исследование случая, когда система И-П находится в одной среде. Отметим, что и в этом случае остаются две границы источник-среда и среда - приемник, в которых имеют место френелевские потери отражением (в первом случае имели три границы источник – среда 1, среда 1 – среда 2 и среда 2 - приемник). Основные варианты эксперименты (рис.1) : 1- x= 0, z = 0÷ L; 2 – x =0÷ 10L при z =0 (И и П на воздухе); z < L (И на воздухе, П в среде); z =L (И и П в среде).

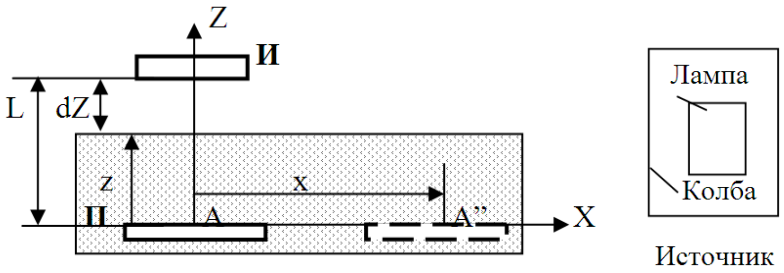
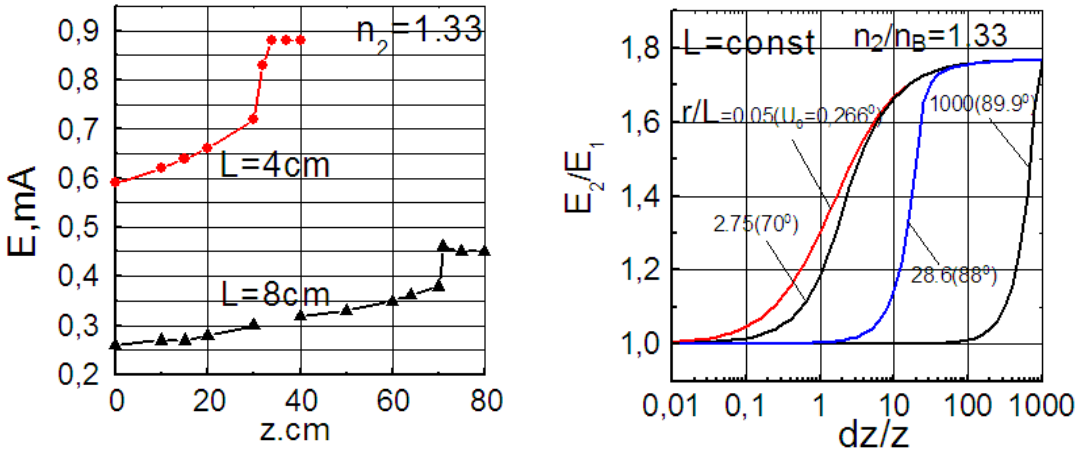


Рис.1. Схема эксперимента.

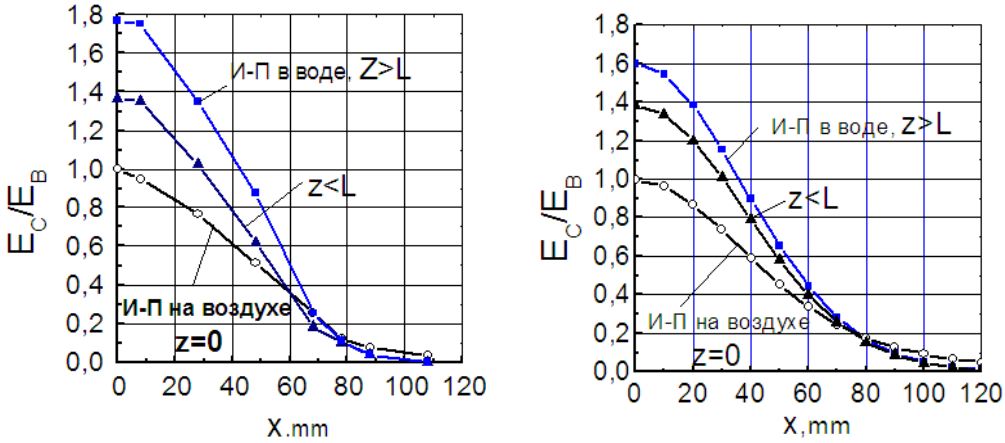
Характерные результаты эксперимента приведены на рис.2 (вариант 1, а –эксперимент и б – обобщенная расчетная кривая) и рис.3 (вариант 2, а – эксперимент и б – расчетная кривая). Как видно, эксперимент и расчет в целом совпадают, причем, когда и И и П находятся в среде (вода), т.е. уже нет влияния преломления и потерь отражением на границе облученности уже практически постоянны. При этом так как общая энергия излучаемая источником как на воздухе так и в другой среде постоянна, то это означает, что должна изменяться индикатрисса излучения источника, т.е. поток в среде должен «сжиматься» и это зависит от показателя преломления среды.



а) *б)*

Рис.2. Изменение облученности при увеличении толщины слоя среды, при различных расстояниях L между И и П.

В связи с этим были проведены измерения облученности в сечении потока (вар. 2 – источник неподвижен, перемещается приемник), см. рис.3.



а) *б)*

Рис.2. Облученности в сечении потока в зависимости от толщины среды z, а (эксперимент), б (расчет).

Как видно, при нахождении системы И-П в среде имеет место не только увеличение яркости (иначе нарушается баланс потока), но и действительно потока сужается (на краях облученности в среде становятся меньше, чем на воздухе). Можно отметить качественное совпадение расчета и эксперимента (в эксперименте наружная поверхность колбы была заматирована).

Литература

1. Карякин Н.А. Световые приборы. М. "Высшая школа" 1975, 334с.
2. Клычев Ш.И., Бахрамов С.А., Дудко Ю.А. Концентрация солнечного излучения в оптической среде. Гелиотехника №3, с 78-81.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ-КОНЦЕНТРИРУЮЩИХ ТЕХНОЛОГИИ В РАЗВИТИИ ЭНЕРГЕТИКИ И ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ ЭКОНОМИКИ РЕСПУБЛИКИ

Н.А.Матчанов[1], Ш.И.Сулейманов[2], А.Э.Хаитмухамедов[1]

[1]*Международный институт Солнечной энергии,*
[2]*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,*
100084, ул. Бодомзор йули 2Б, г.Ташкент, Узбекистан. sirnornur@uzsci.net, +99871 235-42-42

Исследования, проведенные в последние годы, и опыт по разработке и эксплуатации солнечных установок, в ряде стран, показали возможность и экономическую целесообразность более широкого и разнообразного использования солнечной энергии уже сейчас, на современном уровне технических возможностей [1-5].

Одним из масштабных применений солнечной энергии является преобразование ее среднепотенциального тепла и использование последнего в качестве источника для получения электроэнергии с помощью термодинамических преобразователей [6].

При оценке технического потенциала энергии солнечного излучения в электроэнергию посредствам термодинамического цикла преобразования солнечного излучения распределенными параболоцилиндрическими приемниками-преобразователями и созданием на их основе солнечно-тепловых электростанций, принято, что на территории республики возможно создание солнечно-тепловых электростанций подобных, находящихся в коммерческой эксплуатации в ряде стран (США, Испания и т.д.) [7-8].

Таблица 1

Показатели солнечного излучения по регионам Узбекистана

	Регионы	$\Sigma q_{\perp}$, кВт час./м^2	n, час.
1	Север Республики (Республика Каракалпакстан, Хорезмский вилоят и север Навоийского вилоята)	1900-2100	2900-3000
2	Юг республики (Кашкадарьинский и Сурхандарьинский вилояты)	1900-1960	2950-3050
3	Ферганская долина (Ферганский, Андижанский и Наманганский вилояты)	1500-1550	2650-2700
4	Зеравшанская долина (Самаркандский, Джизакский, Бухарский вилояты и юг Навоийского вилоята)	1910-1980	2930-3000
5	г.Ташкент	1943	2852

Имеющаяся в стране обильная солнечная радиация может быть использована для выработки тепловой и электрической энергии с помощью солнечных электростанций. В таблице 1 показаны основные индикаторы солнечных ресурсов по различным регионам республики, т.е. долгосрочная актинометрическая статистика (годовой объем прямого солнечного излучения на нормальной поверхности; $\sum q_{\perp}$) и годовое количество часов солнечного сияния (n)[9].

Согласно [10] для строительства солнечно-тепловых электростанций (далее CSP-станция), оптимальным является уровень прямой солнечной радиации 1800 кВт·час/м^2 в год. Как видно из табл.1 данная величина прямой солнечной радиации по всей территории республики больше чем 1800 кВт·час/м^2 в год, кроме Ферганской долины. Учитывая высокие темпы развития инфраструктуры республики в последние годы, можно уверенно приступать к проектированию солнечно-тепловых электростанций с концентрирующими установками. В плане территорий, в республике нет проблем, так как около 70% территорий республики составляют пустыни.

Поскольку в Узбекистане энергетика базируется на работе 11 тепловых станций, работающих на природном газе (и 1 на угле/мазуте) и в перспективе имеется возможность модернизировать существующие тепловые электростанции на солнечно-топливные электростанции что, в свою очередь, обеспечит экономию природного газа в стране. Для того, чтобы быть готовым к этим задачам необходимо приобрести опыт работы с CSP-станциями автономного типа (описать основные трудности и проблемы CSP-параболического типа).

Как показывает анализ международного опыта, существует нерешенные проблемы научно технического характера CSP-технологии комбинированного варианта с ТЭС, требующей больших усилий для обеспечения надежной и оптимальной работы таких станций, что, следовательно в свою

очередь требует более глубокого изучения технологических процессов связанные с режимами эксплуатации пилотных CSP-станций. В настоящее время, рассматривается вопрос строительства CSP-станции небольшой мощности (3-12 МВт) на полигоне Международного института солнечной энергии.

В таб.2 приведены характеристики 50 МВт солнечно-тепловой электростанции на основе параболоцилиндрических коллекторов с 6 часовым системой хранения энергии, которая расположена на юге Италии [10].

Таблица 2

CSP станция- таблица производительности	**Параболический приемник**
Усредненная прямая нормальная радиация	1800 кВт·час/м^2·год
Площадь поверхности коллекторов	~500000 м^2
Общая площадь станции	~165 Га
Аккумулирование тепла	6 час
Мощность станции по тепловой энергии	140 МВт*час
Мощность станции по электрической энергии	50 МВт
Выработанная электрическая энергия	~120 ГВт*час в год
Коэффициент использования установленной мощности	27 %

Анализ приведенных интегральных данных по техническому потенциалу солнечной энергии свидетельствует о значительных возможностях этого вида экологически чистой энергии. Вместе с тем следует отметить такие существенные факторы, которые необходимо учитывать при разработке технологий преобразования солнечного излучения в электрическую и тепловую энергии, а также при разработке проектов создания солнечных энергетических станций электросистемного назначения и для использования в системах электро-, теплоснабжения объектов различных отраслей экономики республики:

- возможность использования солнечной энергии в течение не более 2500÷3000 час. в году в зависимости от конкретной области, с среднесуточной длительностью до 11 час. в сутки в летний период и до 5 часов - в зимний период;

- существенную изменчивость поступления интенсивности солнечного излучения по сезонам года, орографии местности, влияния метеофакторов (облачности, запыленности и т.д.).

Таким образом, показано возможность использования CSP технологии для производства чистый электрической и тепловой энергии в республике, что может существенно снизить расход природного газа при выработке электрической и тепловой энергии. Обобщенный анализ данных табл. 1 и 2 позволяет констатировать, что по ресурсному техническому потенциалу солнечная энергетика может быть одним из стратегических направлений развития энергетики в республике.

Литература

1. Bruce Kelly, Ulf Herrmann, Mary Jane Hale, Optimization studies for integrated solar combined cycle systems, Proceedings of Solar Forum 2001 Solar Energy: The Power to Choose April 21-25, 2001 ashington, DC.
2. Approved baseline and monitoring methodology AM0100. Integrated Solar Combined Cycle (ISCC) projects. CDM . Executive Board AM0100 / Version 01.0.0 Sectoral scope: 01 EB 65.
3. Heide S., Gampe U., Orth U., et al “Design And Operational Aspects Of Gas And Steam Turbines For The Novel Solar Hybrid Combined Cycle SHCC®”. In Proceedings of the ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air 2010.
4. Eguiguren S., “Systemsimulation und wirtschaftliche Analyse von solarthermischen Kraftwerken mit solarhybrider Betriebsstrategie”, Diploma Thesis, DLR, 2010.
5. GateCycleTM Program, Enter Software, Inc. & Electric Power Research Institute, Palo Alto, California.
6. http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_solar_thermal_power_stations.
7. Р.Р.Авезов “Проблемы и перспективы использования возобновляемых источников энергии”// Курс лекций летний школы во ВИЭ-2007, стр. 54-58.
8. Р.Р.Авезов “Тепловое преобразование солнечной энергии и солнечные тепловые установки” // Курс лекций летний школы во ВИЭ-2007, стр. 58-62.
9. Р.Р.Авезов, Н.Р.Авезова, Н.А.Матчанов, Ш.И. Сулейманов, и др. История развития и состояние использования солнечной энергии в Узбекистане. //Гелиотехника 2012. №1. -с. 17-23.
10. M. Bosatra, F. Fazi, P.F. Lionetto, L. Travagnin Utility Scale PV and CSP Solar Power Plants, Power – Gen Europe June 8 – 10, 2010, p. 9.

СОЛНЕЧНАЯ ФОТОТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ МАЛОМОЩНЫХ МОБИЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

Н.А. Матчанов[1,2], К. Адамбаев[1], Х.Н. Жураев[1], А.А. Хакимов[2]

[1]*ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз*
г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б.

[2]*Международный институт солнечной энергии,*
г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б, sirnornur@uzsci.net

На базе ФТИ АН РУз была разработана и создана солнечная фототермоэлектрическая установка (СФТУ) для охлаждения маломощных мобильных объектов [1].

В данной сообщении приведены результаты экспериментальных исследований автономной маломощной СФТУ с объемом охлаждения 40 л, которая состоит из следующих составляющих: фотоэлектрические панели (ФЭП) - 2шт по 100 Вт/пик, максимальное напряжение - 24 В., аккумуляторные батареи (АБ) – напряжение 24 В., выдаваемый ток 100 А·часов в течение 48 часов при глубине заряда 50%, термоэлектрическая (ТЭ) сборка: сила максимального тока - 3 А, напряжение - 24 В, максимальная холодопроизводительность $P_{холод}$=44.89 Вт, минимальная температура внутри холодильной камеры -$T_{об}$=2°С при температуре окружающей среды $T_{окр}$=35°С.

Принципиальная схема автономной ТЭ холодильной установки с ФЭП показана на рис.1.

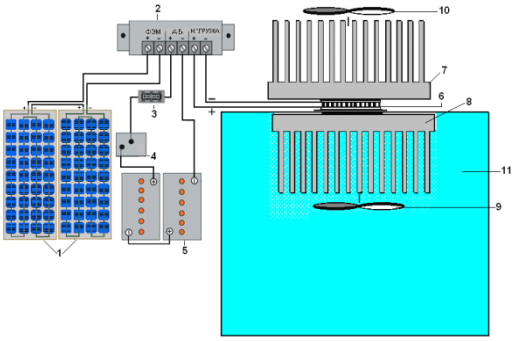


Рис.1 Принципиальная схема автономной ТЭ холодильной установки с ФЭП

ФЭП-1: - состоит из 2^x солнечных модулей мощностью 200Вт (40 СЭ в каждом) установлена на металлическом корпусе – генерирует электрическую энергию, используя излучение солнца. ФЭП подключены к контактам контроллера-2, что осуществляет зарядку АБ, и по достижении зарядки 100% - отключает ФЭП от АБ, т.е., контроллер-2 – управляет зарядкой АБ и питанием модулей Пельтье. Для обеспечения зашиты от перегрузки электрической схемы предусмотрен предохранитель-3. Для управления состоянием АБ имеется переключатель-4, который осуществляет соединение и разъединение АБ 5 , которые обеспечивают требуемую мощность для питания модулей Пельтье – 6, при недостаточной или в отсутствии солнечного освещения. Для обеспечения нормальной температуры теплосъемников используются маломощные (1,3-1,8 Вт) вентиляторы-9 и 10, которые обдувают потоком воздуха радиаторы 7 и 8, горячей и холодной сторон модулей Пельте, которые состоят из последовательно соединенных п-р переходов с помощью металлических контактов и двумя выводами и прикрепленные на керамическую пластинку. Модули Пельтье- с параметрами на 12В; 3А - предназначены для охлаждения рабочей камеры 11. При прохождении тока через модуль Пельтье одна сторона охлаждается другая нагревается создавая температурную разницу 67-75°С.

СФТУ работает следующим образом: ФЭП преобразовывают солнечную энергию в электричество, и заряжают аккумуляторы. При включении электропитания в охлаждающую часть установки ток протекает через элементы Пельтье [2], которые откачивают тепловую энергию из рабочей камеры, при этом теплосъемник охлаждается, радиатор нагревается. Включается вентилятор для рассеяния «выкачанного» тепла в окружающую среду. Охлажденный воздух начинает перемещаться вниз. При высоких уровнях насыщения воздуха парами воды, начинается процесс конденсации паров воды на специальном приспособлении (в виде желобка) для сбора и удаления капель из камеры.

Охлаждение (пустой) камеры проводилось без внесения охлаждаемых объектов, т.е с воздухом, при этом остановились на варианте с выбором экономичного охлаждения – при достижении

выбранной температуры автоматикой уменьшалась мощность электроэнергии до 60%. В этом случае получен следующий график охлаждения камеры Рис. 2. Из графика видно, что уменьшение мощности при достижении выбранной температуры приводит к некоторому увеличению температуры (см. рис.2, диапазон 50мин -200мин) внутри камеры и терморегулятор разработанный авторами, переключает ТЭ сборку в режим полной мощности. Следовательно, для более точной регулировки температуры рабочей камеры необходимо задавать более узкий диапазон температур управления. После установления достаточного узкого диапазона получен следующий результат, показанный на рис.2., (см. диапазон 300мин-500мин).

Также проводились испытания камеры с объектом охлаждения (6 л емкость с водой) при тех же параметрах источника энергии (см. рис.3.).

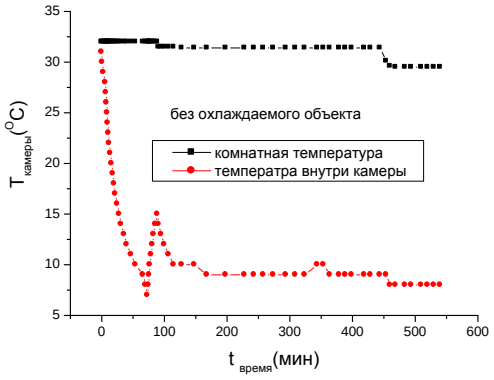


Рис.2. Временная зависимость температур внутри и на внешней стороне пустого холодильника.

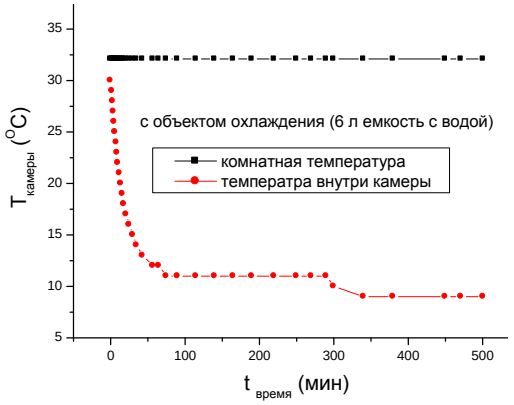


Рис.3. Временная зависимость температур внутри и на внешней стороне холодильника с 6 л воды.

Таким образом, изготовлен опытный образец и проведены натурные испытания СФТУ. Показано, что разработанная автоматика управления СФТУ позволяет достаточно эффективно управлять процессом охлаждения рабочей камеры. В результате выполненных натурных испытаний определена холодопроизводительность охлаждающей части установки, которая составляет 44.89 Вт (КПД 14.7%). При этом время охлаждения камеры без объекта охлаждения с 32°С до 5°С составляло 70 мин. при потребляемой мощности 37Вт и уровне шума менее 30 дБ.

Литература

1. Н.А. Матчанов, К. Адамбаев, Х.Н. Жураев, Д.Ш. Саидов, К.А. Бобожонов. Использование эффекта Пельтье для создания охлаждающих устройств на базе фотоэлектрических преобразователей. Журнал «Инновационные технологии», 2014, №1, стр. 25-31
2. Н.А. Матчанов, К. Адамбаев, Х.Н. Жураев, Д.Ш. Саидов, К.А. Бобожонов. Особенности использования эффекта Пельте для создания охлаждающих устройств на базе фотоэлектрических преобразователей. “Ёқилғи-энергетика ресурсларидан самарали фойдаланиш муаммолари ва ечимлари”, Карши, 19-20 декабрь 2013 г. стр.202-206.

ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫЕ ОКОННЫЕ БЛОКИ ДЛЯ СИСТЕМ ЗИМНЕГО ОТОПЛЕНИЯ ПОМЕЩЕНИЙ.

Н.Р.Авезова[1], Ж.З.Ахадов[2], А.А.Абдумуминов[1]

Физика-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз
Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз
100084,Ташкент, ул. Бодомзор йўли, 2Б, Физико-Технический Институт. website: www.fti.uz, e-mail: avezov@uzsci.net

Одним из широкомасштабных применений низкопотенциальной солнечной тепловой энергии в отраслях народного хозяйства Республики являются системы зимнего отопления помещений, на которые предъявляются более жесткие требования по надежности, чем на системы горячего водоснабжение.

Научные исследования в области использования солнечной энергии для целей отопления в мире, в основном, ведутся по разработке и исследованию пассивных систем солнечного отопления, отличающихся от активных систем, прежде всего простатой по реализации и дешевизной. Среди

пассивных систем солнечного отопления в регионах с умеренным климатом наибольшее распространение получили инсоляционные системы, основанные на непосредственное поступление энергии солнечного излучения в отапливаемые помещения через их светопроемы (обычно увеличенных размеров) на южной стене. Они нашли широкое применение в высотных зданиях со сплошными наружными светопрозрачными ограждениями из тонированного стекла, а также в застекленных балконах и верандах жилых зданий. Поскольку, преобразование энергии солнечного излучения в тепловую, в инсоляционных системах происходит после ее поступления в отапливаемые помещения, их тепловая эффективность существенно (в 1,5÷2 раза) выше, чем у традиционных активных и пассивных систем солнечного отопления.

Основным элементом инсоляционных пассивных систем солнечного отопления является двух или трехслойное светопрозрачное ограждение (увеличенных размеров по сравнению с традиционными светопроемами), устанавливаемое на южной вертикальной стене объекта из простого оконного стекла, с замкнутыми воздушными прослойками между слоев.

Недостатками традиционных инсоляционных систем солнечного отопления в условиях резко континентального климата, характерного для нашей Республики, является возможный световой и тепловой дискомфорт, а также сложность регулирования температурного режима отапливаемого помещения. Этими факторами объясняется сравнительно малая популярность рассматриваемых систем солнечного отопления в практике теплоснабжения.

Для исключения светового дискомфорта в отапливаемых помещениях, а также уменшения теплопоступления через светопрозрачные ограждения летом и тепловых потерь зимой в научных исследованиях, выполненных за рубежом в структурах светопрозрачных ограждений использованы слои из специальных теплоотражающих стекол, которые образуются нанесением на поверхности обычных стекол тонких отражающих излучение пленок из оксидов кобальта, олова, железа титана и хрома, а также из золота, в условиях глубокого вакуума.

С целью повышения тепловой эффективности и коэффициента замещения топлива инсоляционных систем солнечного отопления и обеспечения многофункциональности и энергоактивности их светопрозрачных ограждений, последние предполагаются выполнить двух– и трехслойными из обычного оконного стекла трансформируемым с частично лучепоглощающим пленочным покрытием из зачерненной самоклеивающейся полимерной пленки толщиной 0,10÷0,12 мм. Зимой полимерная пленка наклеивается на внутреннюю поверхность внутреннего слоя светопрозрачного ограждения, а летом – на наружную поверхность его наружного слоя, образуя взаимно сопряженные стекло–пленочные слои [1,2].

Во избежание от возможного перегрева отапливаемого помещения в ясные и относительно теплые зимние дни предусматривается применение краткосрочных фазопереходных аккумуляторов тепла, представляющих собой зачерненные (с наружной стороны) сферические контейнеры из полых пластиковых шариков диаметром 10÷12 мм и толщиной стенки 1,0÷1,5 мм заполненные эвтектикой с температурой плавления 28–32°С, и устанавливаемых в вентилируемой воздушной прослойке между средним и внутренним слоями светопрозрачного ограждения.

На сегодняшний день технологи создали такой продукт как теплосберегающая пленка для окон, который способен сохранить тепло в помещении с минимальными потерями, при этом сохраняя свет и уют в комнате. Пленка, имеющая множество слоев ионо-плазменного покрытия, способна обеспечить прохождение видимого света, при этом будет задерживаться ультрафиолетовое излучение и значительно уменьшиться интенсивность инфракрасного спектра, почти в два раза. Правильно установив пленку, можно обеспечить себе оптимальный климат, как на зимний, так и на летний период.

По предварительным расчетом, общие потери тепла могут достигать 60 процентов, причем 30 процентов тепла уходит через оконные стекла. Для того чтобы снизить до минимума теплопотери в помещении, применяется специальная энергосберегающая пленка для окон. Энергосберегающая пленка, благодаря своей структуре, отражает лучи в летнее время, предохраняя помещение от чрезмерного перегрева, и сохраняет тепло зимой, отражая лучи вовнутрь [3].

Принцип действия данной пленки заключается в том, что она отражает инфракрасные лучи, пропуская при этом видимый свет. Эта пленка имеет многослойную композитную структуру. На каждый слой пленки, толщина которых всего несколько микрон, наносится микроскопический слой керамики или металла.

В отличие от специальных энергосберегающих стекол, энергосберегающая пленка отличается большой практичностью и удобством, а главное не оказывает негативное влияние на прозрачность стекла в любом диапазоне.

Как показывают результаты исследований при отношении площади пола к площади трехслойного светопрозрачного ограждения с частично лучепоглощающим слоем на внутренней поверхности внутреннего слоя равной 2, температура отапливаемой помещении без отопительного дублера в ясные погодные дни, при температуре от 0 до 5^0С окружающей среды, значение температуры воздушной среды в помещении составляет от 14 до 18^0С дневные часы и от 10 до 14^0С ночью.

В результате реализации предложенной технологии: во первых, коэффициент замещения топлива инсоляционных солнечных систем отопления может быть поднять до 0,40-0,45; во вторых, будет существенно сглажен график суточного хода температуры воздушной среды отапливаемого помещения; в третьих, будет упрощена процедура трансформации лучепоглощающего полимерного пленочного покрытие на поверхностях их светопрозрачного ограждения.

Литература:

1. Н.Р.Авезова, Р.Р.Авезов, К.А.Самиев. Моделирование стационарного теплового режима помещения, отапливаемого инсоляционной пассивной системой с трехслойными светопрозрачным ограждением содержащим частично лучепоглощающее пленочной покрытие на внутренней поверхности. Гелиотехника 2014г. № 1, 38-43с.
2. Н.Р.Авезова, Р.Р.Авезов, К.А.Самиев. Моделирование нестационарного теплового режима помещений с инсоляционной пассивной системой отопления с трехслойными светопрозрачным ограждением. Гелиотехника 2014г. № 3, 61-65с.
3. www.nanofilm.ru Энергосберегающие пленки.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРИВОДА ДВИГАТЕЛЯ СТИРЛИНГА ТИПА КАЧАЮЩАЯСЯ ШАЙБА

И.А.Турсунбаев, М.И.Носиров

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце", АН РУз

100084, ул. Бодомзор йули 2Б, Ташкент. тел: (99871)235-76-17, E-mail: nosirov83@mail.ru

В последние годы возрастает научно-практический интерес к двигателям с нетрадиционными конструктивными схемами. К их числу относятся двигатели: с бесшатунным силовым механизмом, с косой или качающейся шайбой и т.д.

Одной из схем для создания ряда перспективных конструкций является схема двигателей барабанного типа. В этом случае становятся необходимыми разработки методик динамических и прочностных расчетов таких двигателей, в том числе обоснование адекватных динамических моделей их пространственных механизмов и деталей [1].

Основное отличие ДБТ от других конструктивных схем двигателей заключается в том, что он содержит пространственный приводной механизм, одно из звеньев которого – качающаяся шайба – совершает сферическое движение. В ранее опубликованных работах качающаяся шайба ДБТ уподоблялась тяжелой круглой пластине, расположенной под центром масс механизма [3]. Такое представление модели механизма условно, а адекватность последней требует доказательств. Кроме того, возможности такой модели при выполнении различных динамических расчетов ограничены. Известны и многомассовые дискретные модели качающихся шайб, составленные на основе метода замещающих точек для некоторых частных случаев геометрии последних. Ниже рассматривается задача разработки динамической модели качающейся шайбы механизма ДБТ в общем случае.

Рассмотрим сферический приводной механизм n-цилиндрового ДБТ, в котором качающаяся шайба аппроксимируется массами m_B, m_0 (рис. 1). Последние располагаются в точках B сочленения с шайбой шатунов, центре масс шайбы и неподвижной точке O сочленения шайбы и коленчатого вала. При этом условия метода замещающих точек примут вид:

$$\left.\begin{aligned} m_0 + nm_B &= M_S \\ nm_B\zeta_i &= 0 \\ nm_BR^2 &= I_{\xi\xi} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Здесь M_S масса шайбы; $I_{\zeta\zeta}$, $I_{\xi\xi} = I_{\eta\eta}$ – моменты инерции шайбы относительно осей системы координат, жестко связанной с шайбой; R – радиус окружности на которой располагаются точки сочленения шатунов с шайбой.

Формальное решение системы (1) дает:

$$\left.\begin{aligned} m_B &= I_{\xi\xi}/nR^2 \\ m_O &= M_S - m_B n \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

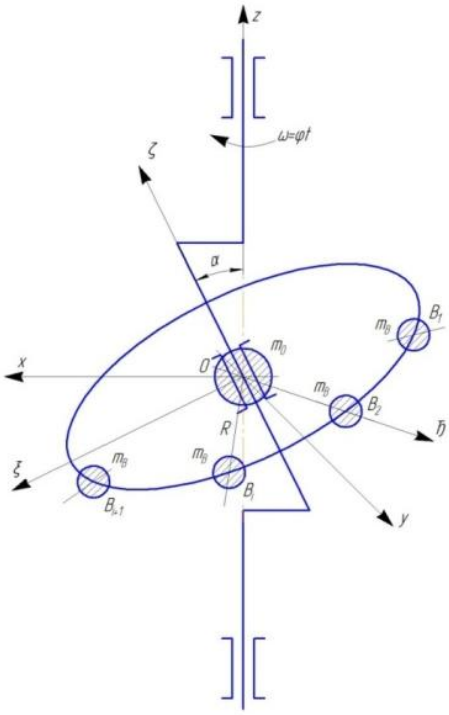


***Рис 1**. Схема качающейся шайбы ДБТ и ее первоначальная дискретная модель*

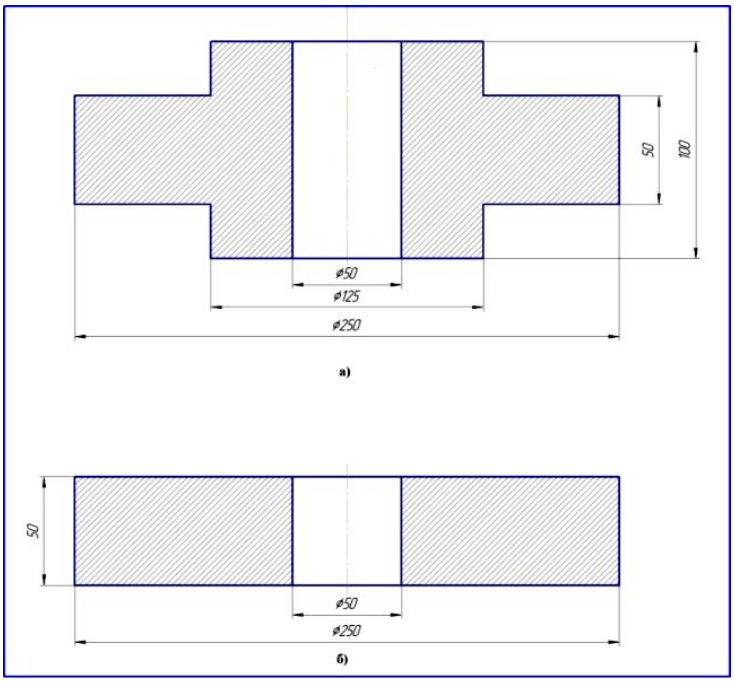


***Рис 2.** К решению численного примера:*

а), Широкий форма б) узкий форма

Расчеты показывают, что при малых значениях координаты центра масс шайбы, характерных для реализованных конструкций ДБТ, величина центробежных моментов инерции шайбы, возникающих при рассматриваемых конечных вращениях последней, в 15-20 раз меньше осевых моментов инерции, вследствие чего при расчётах ими можно пренебречь.

Литература

1. Турсунбаев И.А., Орунов Б.Б., Семянников А.И., Орда Е.П. Исследования и разработки двигателей Стирлинга в Узбекистане. Материалы международной конференции, посвященной 70-летию Физико-технического института. Ташкент 2013 г., с. 290-293.
2. Яманин А. И., Жаров А.В. Динамика поршневых двигателей. М.: Машиностроенине. 2003.
3. Динамическая модель качающейся шайбы барабанного двигателя/А. И. Яманин.- Двигателестроение, 1988, №4, с. 40-45.

УТОЧНЕННАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА УДЕЛЬНОГО МОЩНОСТНОГО ПАРАМЕТРА Z ДВИГАТЕЛЯ СТИРЛИНГА ГАММА - МОДИФИКАЦИИ

Б.Б.Орунов, И.А.Турсунбаев, М.И.Носиров

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце", АН РУз
100084, ул. Бодомзор йули 2Б, Ташкент. тел: (99871)235-76-17, E-mail: orunov@uzsci.net

Рабочие циклы в машинах Стирлинга, в основном, рассматривают через изотермические и адиабатные процессы сжатия и расширения. Впервые изотермическую модель расчета предложил Шмидт, она описана в работе Киркли [1].

Наиболее простой изотермической моделью, по которой можно рассчитать отдельные конструктивные параметры для различных модификаций двигателей Стирлинга, является модель Киркли [1,2].

Функция давления и работа за цикл в этой расчётной методике имеют следующий вид:

$$P = P_{\max}\frac{1-\xi}{1+\xi\cos(\omega t-\theta)}, \qquad (1)$$

$$L_Ц = \pi(1-\tau)P_{\max}V_1\frac{\sqrt{1-\xi}}{\sqrt{1+\xi}}\cdot\frac{\xi}{1+\sqrt{1-\xi^2}}\sin\theta, \qquad (2)$$

где P_{max} – максимальное давление в цикле, V_1 –объём описываемый вытеснителем.

Константы ξ и θ входящие в уравнения 1,2 для гамма –модификации двигателя определяются следующими формулами:

$$\xi = \frac{\sqrt{k^2+(\tau-1)^2+2k(\tau-1)\cos\varphi}}{\tau+1+k+\frac{4x\tau}{1+\tau}}, \qquad \textbf{(3)}$$

$$\sin\theta = \frac{k\sin\varphi}{\sqrt{k^2+(\tau-1)+2k(\tau-1)\cos\varphi}}, \qquad \textbf{(4)}$$

где φ -сдвиг фаз между движением поршней; $k = V_2/V_1$ -отношение объёмов, описываемых рабочим поршнем и вытеснителем; $\tau = T_x/T_Г$ - отношение температур холодной и горячей полостей; $x = V_м/V_1$ - суммарный относительный мёртвый объём.

Критерием оптимизации в этой методике принят безразмерный параметр мощности

$$Z = \frac{L_Ц}{P_{\max}V_П}; \quad (5)$$

где $V_П$ – полный объём двигателя.

Расчёты по этой методике позволяют определять величину удельной мощности приходящейся на единицу давления и объёма, а также по величине заданных температур по холодной и горячей зоне, максимального давления, мощности и частоты циклов можно определить оптимальные значения параметров k, φ и объёма V_1.

Для повышения точности определения мощности и удельного мощностного параметра Z для двигателя Стирлинга гамма – модификации, откажемся от предположения, что движение поршней чисто синусоидальное и рассмотрим кинематику его реального привода. Двигатель имеет V – образную компоновку. Вытеснительный поршень соединен с кривошипом вала через шатун, имеющий серьгу к которому присоединяется шатун рабочего поршня. На рис. 1 приведена кинематическая схема двигателя Стирлинга гамма – модификации.

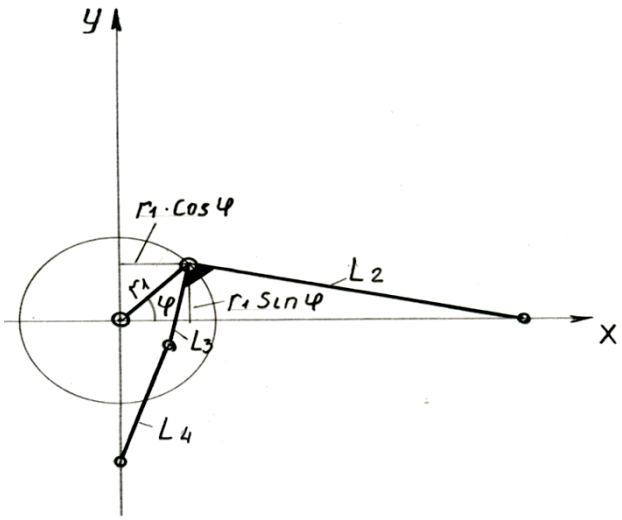


Рис. 1. Кинематическая схема привода ДС гамма модификации.

Элементы привода:

R_1 – радиус кривошипа; L_2 – длина шатуна; L_3 – длина серьги; L_4 – длина второго шатуна; α – cos угла между первым шатуном и серьгой; β – sin угла между первым шатуном и серьгой.

В нашем случае угол между первым шатуном и серьгой равен 90 град. и $\alpha = 0$, а $\beta = 1$. Y_0 – смещение по оси Y прямой штока относительно оси вала, в нашем случае смещение равно 0.

Напишем зависимости между параметрами привода для определения положения поршней по осям X и Y в зависимости от угла поворота вала.

$$S_1 = Sin\varphi, \quad C_1 = Cos\varphi, \quad S_2 = \frac{S_1R_1 - Y_0}{L_2}, \quad C_2 = -\sqrt{1-S_2^2}, \quad S_3 = \alpha S_2 + \beta C_2, \quad C_3 = \alpha C_2 - \beta S_2,$$

$$S_4 = \sqrt{1-C_4^2}, \; C_4 = \frac{C_1R_1 + C_3L_3}{L_4}, \; X = C_1R_1 - C_2L_2, \; Y = S_1R_1 + S_3L_3 - S_4L_4.$$

Использование функций X и Y для определения текущих значений объемов горячей и холодной полостей двигателя повысит точность определения мощности и начальных конструктивных параметров двигателя гамма модификации.

Литература

1. 1. Kirkley D.W. Determination of the optimum configuration for a Stirling engine. J. Mechan. Engineering Science, 1962, v. 4, pp203-212.
2. 2. Kirkley D.W. (1965). A thermodynamic analysis of the Stirling cycle and a comparison with experiment. S. A. E. Paper No. 949B, Int. Auto. Eng. Congress, Detroit, Michigan, Jan.

К ПРОБЛЕМЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ВОДОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК В ГОРНЫХ РЕГИОНАХ

А.И.Исманжанов, О.У.Дилишатов, Б.С.Расаходжаев

Кыргызско-Узбекский университет

Кыргызская Республика, г. Ош, e-mail: anvis2012@mail.ru

Солнечные водонагревательные установки (СВУ) из всех бытовых низкопотенциальных гелиотехнических устройств являются самыми широко применяемыми населением. Это обусловлено простотой их устройства, относительной дешевизной, несложностью обслуживания и большим спросом к горячей воде.

В горных местностях с быстро меняющимся климатическими параметрами, а также с особым рельефом, режим работы СВУ отличается от режима их работы в долинных регионах.

В таких условиях приобретают особое значение следующие параметры СВУ: меньший вес и габариты, легко монтируемость и демонтируемость, модульность исполнения, из которых можно набрать СВУ требуемой производительности, меньшая тепловая инерция, меньшие теплопотери (улучшенная теплоизоляция), высокий кпд, относительно невысокая стоимость и др.

В связи с часто меняющейся облачностью в горах, СВУ должны иметь большую площадь солнечных коллекторов на данный объем бака-аккумулятора, чем СВУ, эксплуатирующиеся в долинах, где наблюдается стабильная малооблачная погода в летние месяцы, чтобы достичь необходимую температуру воды при меньшем, чем в долинах поступлении количества солнечной радиации.

Нами разработана СВУ, приспособленная для эксплуатации в горных условиях. Ее отличие от аналогичных СВУ состоит в том, что ее бак-аккумулятор состоит из двух секций – первая, с объемом, составляющим 25-30% от общего объема двух секций и вторая – с объемом, составляющим 70-75% общего объема бака-аккумулятора. Оба бака-аккумулятора гидравлически и тепло изолированы друг от друга.

По принципу работы СВУ является двухконтурным. Рабочая вода, нагретая в солнечных коллекторах (СВК) через циркуляционный трубопровод поступает в змеевик, находящийся внутри малого бака-аккумулятора с потребляемой водой, и затем проходит через змеевик, находящийся внутри большого бака-аккумулятора, также с потребляемой водой и возвращается в нижнюю часть СВК.

По мере повышения температуры воды в малом баке-аккумуляторе, интенсивность теплообмена между протекающей через змеевик рабочей водой и потребляемой водой уменьшается и все больше тепловой энергии переносится воде, находящейся в большем баке-аккумуляторе. Таким образом, температура воды в большом баке-аккумуляторе повышается вслед за температурой воды в малом баке-аккумуляторе.

Относительно небольшое количество воды, находящаяся в малом баке-аккумуляторе достаточно быстро нагревается и как показали эксперименты, достигает температуру в 50-55°C за два-три часа работы СВУ, т.е. к 11 часам дня.

С некоторым запаздыванием начинает нагреваться вода и в большом баке-аккумуляторе. Температура воды в нем достигает своего максимума к 14-15 часам.

Таким образом, данная СВУ позволяет быстро нагревать относительно небольшое количество воды для раннего пользования. В случае потребления воды из малого бака-аккумулятора, с помощью специального поплавкового клапана уже подогретая вода из большого бака-аккумулятора поступает в малый бак-аккумулятор.

Нами расчетным путем определено оптимальное соотношение объемов малого и большого баков-аккумуляторов а также рассчитано время, необходимое для нагрева различного количества воды- от 20 до 40 литров в малом баке-аккумуляторе СВУ до 50°С, когда она считается пригодной для использования в бытовых целях в зависимости от плотности падающего интегрального солнечного излучения. Результаты расчетов сведены в номограмму.

Разработанная СВУ позволяет нагревать воду порциями до достаточных для потребления температур и в горных условиях с частыми облачностями позволяет иметь всегда нагретую воду для использования.

Разработанная СВУ принята к производству малыми предприятиями Кыргызстана и Китая.

Литература

1. Исманжанов А.И., Дилишатов О.У. Разработка и исследование малоинерционной солнечной водонагревательной установки//Наука, образование, техника. -2010. -№4. –С.88-93.
2. Исманжанов А.И., Дилишатов О.У. Солнечная водонагревательная установка. Патен Кыргызской Республики № 1427. МПК: F24J2/42. Бюллетень изобретений, 2012, №2.

СИНТЕЗ ПЕРОВСКИТОВОЙ СТРУКТУРЫ НА СОЛНЕЧНОЙ ПЕЧИ

М.С.Пайзулаханов, Ж.З.Шерматов

Институт Материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз
100084 Ташкент, ул.Бодомзорйули, 2-Б, fayz@bk.ru, vipshersun@bk.ru

Исследования процессов синтеза материалов в поле концентрированного светового излучения показали, что такое воздействие повышает скорость физико-химических процессов структурирования и деструкции. Возможность мгновенного воздействия концентрированного светового потока высокой плотности (вплоть до 700 Вт/см^2), плавки, сверхбыстрой (до 10^5 град/с) закалки из расплава позволяет фиксировать высокотемпературные фазы определенного нано размера с различной степенью дефектности.

Однако процессы взаимодействия концентрированного светового потока с веществом еще всесторонне не изучены, не выявлены физико-химические, а также радиационно- и теплофизические механизмы структурирования или деструкции целого ряда материалов. При этом также важен вопрос о влиянии спектрального состава на процесс плавки и синтеза материалов.

В данной работе изучены влияние облучения концентрированным световым потоком высокой плотности малой солнечной печи на структуру, диэлектрические и механические свойства сегнетоэлектрических материалов на основе титанатов бария, стронция и кальция.

Использовались порошкообразные оксид титана TiO_2, карбонаты бария $BaCO_3$, кальция $CaCO_3$и стронция $SrCO_3$ квалификации х.ч.

Из стехиометрических смесей исходных материалов методом полусухого прессования приготавливались образцы-таблетки диаметром 18 мм толщиной 2 мм. Образцы-таблетки устанавливались на фокальную плоскость малой солнечной печи.

Измерение плотности в фокусе проводились датчиком Ф0А0 13-07, температура контролировалась оптическим пирометром типа ПРОМИНЬ по ГОСТ 8335-81. Значение мощности светового потока, соответствующей необходимой температуре определяли согласно формуле:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 (T/100)^4$$

здесь С=ε·С0 – коэффициент излучения реального тела, С0=σ0·108=5,67 Вт/(м^2·К4) называется коэффициентом излучения абсолютно черного тела, Т – температура (К).

Как показали расчёты при потоке 200 Вт/см^2 температура образцов достигает 2270К, что на много превышает температуру плавления титаната кальция ($T_{пл}$=1900К). Охлаждение производили выбрасыванием расплава в воду, скорость охлаждения при этом была 10^4 град/сек. Такие условия позволили зафиксировать высокотемпературные метастабильные состояния.

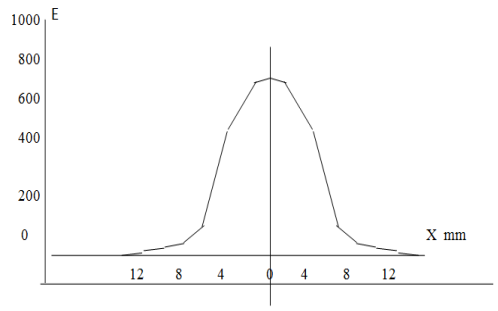


Рис.1. Распределение плотности солнечной энергии в фокальной плоскости Малой солнечной печи E (W/sm²).

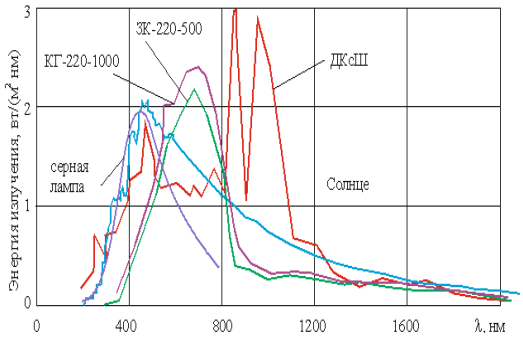


Рис.2.Спектральный состав излучения Солнца и источников излучения имитаторов Солнца.

Фазовый состав, структурные параметры образцов определялись на установке ДРОН-3 с Cu-K_α-излучением (λ=1,5418А) монохроматизированным Ni-фильтром. Параметры кристаллических решёток определены с использованием экстраполяционной функции Нелсона-Релея.

Плотность спеченных образцов, определенная гигроскопическим взвешиванием составляла 4.21 г/см^3.

Таким образом, можно заключить, что:

- при синтезе титаната бария из расплава степень тетрагональности перовскита ***δ***= ***c/a***– 1 увеличивается на 75% по сравнению с синтезом твердофазных реакций;
- уширение рентгеновских дифракционых отражений в случае синтеза из расплава свидетельствует о высокой степени дефектности и малых размеров кристаллитов;
- основными причинами возникновения напряжений в структуре титанатов являются дефекты, такие как дислокации и вакансии
- титанат стронция, синтезированный из расплава, как и в случае синтеза твердофазных реакций имеет кубическую перовскитовую решетку;
- по мере увеличения количества атомов стронция, замещающих атомов бария, отношением ионных радиусов r_{Sr}/r_{Ba}=0.88, наблюдается деформация решетки и переход её от тетрагональной к кубической модификации;
- титанат бария имеет рыхлую структуру вследствие того, что расстояние между ионами титан — кислород больше, чем сумма их радиусов;
- аномально высокая диэлектрическая проницаемость титаната бария связана с рыхлостью её структуры.

ОСВОЕНИЕ ВИЭ В МИРЕ И УЗБЕКИСТАНЕ

Р.А. Захидов

Институт энергетики и автоматики АН РУз
100125 Ташкент, Дурмон йули, 29. rzakhidov@mail.ru

Несмотря на кризисные явления в мировой экономике, наблюдается приток инвестиций в сектор альтернативной энергетики и, прежде всего, в освоение возобновляемых источников энергии.

Основные факторы, обусловившие развитие ВИЭ:

сохранение окружающей среды и обеспечение экологической безопасности;

решение социальных задач, улучшение качества жизни;

обеспечение энергетической безопасности;

сохранение запасов собственных энергоресурсов для будущих поколений.

Общая установленная мощность возобновляемых источников энергии (ВИЭ) в мире превысила в 2012 году 1470 ГВт, - на 8,5% выше, чем в 2011году [1].

По крайней мере, в 145 странах законодательно проводится политика поддержки использования ВИЭ. Число рабочих мест, созданных в секторе ВИЭ, составляет величину примерно 5,7 миллионов.

Доля возобновляемой энергии составила 19% в общем объеме потребления энергии. При этом 9,3% - доля традиционной биомассы, которая используется для приготовления пищи и получения тепла в развивающихся странах. Использование современных видов ВИЭ (тепловое назначение)

составляет 4,1%, а гидроэнергии – 3.7%. Вклад ветра, солнца, геотермальной генерации – 1.1%, а биотоплива – 0.8%.

Установленная мощность ВИЭ составляет 26% от мировой генерирующей мощности, а доля энергии от ВИЭ составляет 21,7% в мировом производстве электроэнергии. При этом мощность солнечных PV достигла величины 100 МВт. В Дании 45% электрической энергии вырабатывается за счет ВИЭ, а в Германии – 23%.

В планах Европы – к 2020 году обеспечить 20% потребляемых энергоресурсов за счет ВИЭ, в планах Китая – в эти же сроки выйти на показатель 15% за счет ВИЭ [2].

Стратегия Узбекистана в использовании ВИЭ. Президент Узбекистана 1 марта 2013 года подписал Указ (УП-4512) «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии", который определил по существу стратегию развития возобновляемой энергетики в республике [3]. В Указе обозначены следующие цели на перспективу:

- проведение исследований и опытно-промышленных разработок на более высоком техническом и научном уровне, практическое использование, с учетом мирового опыта, отдельных решений по применению альтернативных источников энергии в условиях Узбекистана, а также организация отечественного производства современного оборудования и технологий для этой сферы.

В Указе определены мероприятия, необходимые для решения поставленных задач:

разработка и реализация экспериментальных и плотных проектов по применению солнечной и биогазовой энергии с привлечением средств Азиатского банка развития и других международных финансовых институтов;

запуск в действие мер по стимулированию производителей и пользователей солнечной и биогазовой энергии, предоставлению им налоговых и таможенных льгот и преференций**;**

внедрение передовых технологий по ВИЭ в Республике и всей Центральной Азии;

создание в свободной индустриально-экономической зоне Навои совместного предприятия по выпуску фотоэлектрических панелей мощностью 100 МВт;

реализация проекта строительства солнечной фотоэлектрической станции мощностью 100 МВт в Самаркандской области.

Предполагается в 2014 году с участием крупнейших компаний КНР создать на территории свободной индустриально-экономической зоны «Навои» производство фотоэлектрических панелей первоначальной мощностью 50 МВт, а в специальной индустриальной зоне «Джизак» - предприятие по выпуску солнечных тепловых коллекторов годовой мощностью 50 тысяч единиц.

Предполагается строительства еще нескольких крупных солнечных электростанций на основе новых высокоэффективных технологий. В этих целях в 6 регионах Узбекистана размешены самые современные измерительные станции.

Совместно с южнокорейской компанией «Неоплант» в г.Навои введен в эксплуатацию завод по производству технического кремния мощностью 12 тысяч тонн в год. На территории специальной индустриальной зоны «Ангрен» с участием южнокорейской компании «Шиндонг Энерком» завершено строительство второго завода по производству кремния мощностью 5 тысяч тонн в год. В перспективе эта продукция может стать источником сырья для производства высокоэффективных фотоэлектрических солнечных панелей.

Литература

1. www.REN21.net
2. http://www.eia.gov/forecasts/ieo/
3. www.lex.uz

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ НОРМАТИВНО-ПРАВОВОЙ БАЗЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВИЭ

Р.А.Захидов

Институт энергетики и автоматики АН РУз
100125 Ташкент, Дурмон йули, 29. rzakhidov@mail.ru

Можно констатировать, что Германия является мировым лидером в использовании ВИЭ. В самом деле, 32% установленных в мире PV-мощностей приходится на долю Германии, в то время как на долю США приходится 7,2%, а на долю Китая – 7,0%. Германия занимает второе место в мире по тепловому использованию солнечной энергии (11,4 тепловых ГВт) и третье место в мире по установленным ветромощностям (31,3 ГВт). Число рабочих мест в сфере возобновляемой энергетики – 382 тыс. [1].

В Германии принята Энергетическая Концепция 2050. Цель Концепции довести долю ВИЭ в производстве электроэнергии до:35 % - к 2020 г., 50 % - к 2030 г., 65 % - к 2040 г., 80 % - к 2050 г. [2].

Важное значение имело принятия Закона приоритетном статусе энергии, получаемой из возобновляемых источников энергии, от 21 июля 2004 года.

В частности, в Законе четко обозначена обязанность по приему и передаче электроэнергии:

Операторы сети обязаны незамедлительно и приоритетно подключать к своей сети установки по выработке электроэнергии из возобновляемых источников энергии и осуществлять приоритетный прием и передачу всей, поступающей из этих установок электроэнергии.

Установлены тарифы на электроэнергию, получаемую из энергии солнечного излучения.

Минимальной тариф на электроэнергию, получаемую из установок солнечного излучения, равен 45,7 цент за киловатт/час. Гарантированный срок действия тарифов – 20 лет.

25.10.2008 был принят новый Закон о возобновляемых источниках электрической энергии. В соответствии с этим Законом минимальной тариф на электроэнергию, получаемую из установок солнечного излучения составляет минимум 31,94 цента за киловатт/час.

Рассмотрим ситуацию с нормативной базой в области ВИЭ в других странах.

В Федеральном Законе России от 26.03.2003 г. № 35-ФЗ «Об электроэнергетике», в частности, предусмотрено применение надбавки к цене электрической энергии, произведенной с использованием ВИЭ, или стимулирование использования ВИЭ путем продажи мощности квалифицированных генерирующих объектов на основе ВИЭ.

Казахстан в 2009 году принял Закон "О поддержке использования возобновляемых источников энергии“ [3].

Принципы поддержки использования ВИЭ, заложенные в Законе, следующие:

При проектировании и строительстве объектов - Резервирование территорий и предоставление земельных участков для строительства объектов по использованию ВИЭ.

При продаже - Гарантированная покупка в полном объеме электрической энергии, вырабатываемой ВИЭ на компенсацию потерь в электрических сетях на период не менее срока окупаемости проекта строительства с включением затрат на произведенную энергию в тариф энергоснабжающей организации.

При подключении объектов - обязательное подключения ВИЭ к ближайшей точке инфраструктуры РЭК и тепловых сетей с включением затрат в стоимость проекта и освобождением ВИЭ от платы за присоединение.

При диспетчеризации электрической мощности - приоритетное использование электрогенерирующих объекты по использованию ВИЭ.

Отпускная цена на электроэнергию от ВИЭ – устанавливается в соответствии с уровнем, заложенным в ТЭО.

Президент Казахстана в июле 2013 года подписал Закон «О внесении изменений и дополнений в некоторые законодательные акты Республики Казахстан по вопросам поддержки использования возобновляемых источников энергии».

Государство будет компенсировать 50% их затрат на приобретение у казахстанских производителей установок по использованию ВИЭ мощностью до 5 кВт.

При этом правительство планирует ежегодно покрывать часть затрат для 400 хозяйств, не имеющих подключения к электросети и пользующихся установками, работающими от ВИЭ.

В апреле 2014 г. правительство Казахстана объявило о тарифах на возобновляемую энергию:

Ветровая энергия - 9,5 евроцента за кВт.час.

Солнечная энергия - 14,5 евроцента за кВт.час.

Малые ГЭС – 7,0 евроцента за кВт.час.

Тариф дается на 15 лет, гарантированный.

Литература

1. www.REN21.net
2. www.abercade.ru
3. www.undp.org

ВОЗМОЖНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ КЕРАМИКИ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ И ЭНЕРГООБМЕННЫХ ПРОЦЕССАХ

М.Р.Рахимов, В.П.Ермаков

Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце АН РУз
г.Ташкент, ул. Бодомзор йули 2 Б, тел.:+998 (90) 9771882, эл.почта: ruslat@yandex.ru

Характерной особенностью генерируемого функциональной керамикой импульсного излучения является то, что импульсы имеют высокие фронты нарастания, которые можно регулировать изменяя состав керамики в определенных пределах и технологию ее синтеза. Это позволяет получить новые эффекты, которые до сих пор не были известны.

В частности, керамический материал МС-1 нанесенный на ТЭН и нагретый до температуры около 400 градусов Цельсия генерирует такое излучение, которое приводит к образованию озона. Как известно, озон синтезируется только при длинах волн, соответствующих ультрафиолетовому излучению. Наблюдаемое явление может быть обусловлено тем, что фронт нарастания импульса настолько крутой, что соответствует ультрафиолетовому диапазону. Основная длина волны генерируемого излучения при этом находится в спектральном диапазоне 16 мкм.

Имеется много областей применения таких материалов для принципиально нового подхода к решению большинства проблем, которые на сегодняшний день решаются неэффективно или не решаются вовсе.

Рассмотрим некоторые из них, где предлагаемые материалы могут дать значительный прорыв, как в улучшении технологии, так и в ресурсо- и энергосбережении.

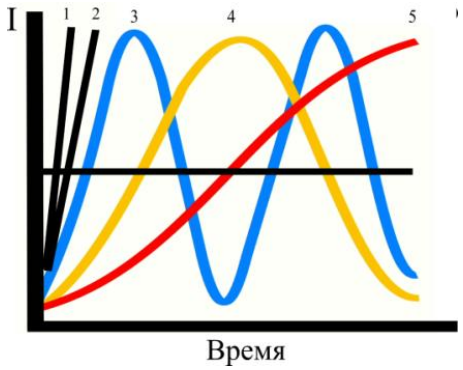


Рис.1. Графическое изображение фронта нарастания энергии для излучений с различной длиной волны 1 – для керамики МС-1; 2 – для керамики RV; 3, 4, 5 нарастание энергии излучений с длиной волны, соответственно, λ1, λ2 и λ3.

Представляется интересным изучение влияния импульсов высокой плотности на поведение различных элементов, в зависимости от скорости нарастания фронта импульса.

В частности, преобразователь спектра на основе функциональной керамики, о котором говорилось выше, генерируя импульсы высокой плотности с крутым фронтом нарастания и имея основную длину волны излучения в дальней ИК-области, должен абсолютно по иному взаимодействовать с веществом. Можно ожидать, что в случае его использования для создания полупроводниковых структур, крутой фронт нарастания импульса позволит преодолеть энергетические барьеры определенных процессов и тот факт, что основная длина волны находится в дальней области ИК, а также учитывая высокую плотность энергии в момент нарастания импульса, позволит обеспечить воздействие на глубинные слои объектов, что даст возможность выйти на новые технологические процессы в создании различных, в том числе и полупроводниковых структур. Особенно это актуально при разработке и производстве быстродействующих полупроводниковых приборов и регулировании прецизионных процессов.

В случае легирования различных материалов, включая и создание определенных полупроводниковых структур, воздействие ИК-импульсами высокой плотности и крутым фронтом нарастания, вырабатываемые функциональной керамикой, позволят получать равномерное или заданное распределение легирующих агентов в объеме основного материала.

Как известно, с повышением температуры, комплексные соединения разрушаются, а координационное число под действием обычного инфракрасного излучения резко понижается. Исследования, проведенные с использованием ИК-излучения, генерируемого функциональной

керамикой показали, что если максимальное координационное число было, допустим 4, то под таким воздействием количество лигандов увеличивается до 100 и более. Таким образом, высокий фронт нарастания импульса ИК активирует лиганды, создавая короткоживущие радикалы, которые вновь рекомбинируют, теперь уже плотно окружая ион металла.

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ КЕРАМИКА ДЛЯ СУШКИ КРАСОК И ПОЛИМЕРИЗАЦИИ ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

М.Р.Рахимов, Р.Н.Латипов

Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце АН РУз
г.Ташкент, ул. Бодомзор йули 2 Б, тел.:+998 (90) 9771882, эл.почта: ruslat@yandex.ru

Разработана функциональная керамика для сушки красок, полимеризации высокомолекулярных соединений и вулканизации резин.

Стандартные устройства, позволяющие осуществлять указанные процессы с высоким качеством конечного продукта, базируются на использовании ультрафиолетового излучения. Объекты, предназначенные для покраски или нанесения полимеров должны быть тщательно обезжирены, что является очень трудоемкой и дорогой операцией. Расход энергии на покраску и полимеризацию при производстве, например, автомобилей, доходит до 16% от общего энергетического расхода.

Принцип действия функциональной керамики основан на том, что ею генерируется два последовательных импульса. Первый импульс длится около 10 мкс, при оценочной плотности энергии 320 Вт на см^2 и способствует образованию свободных радикалов, в том числе и из жиров и масел, находящихся на поверхности объекта, которые дают начало для роста полимерной цепи. Второй импульс способствует росту цепи. В отличие от ультрафиолетового излучения у которого высокая квантовая энергия, не рвутся уже образовавшиеся полимерные цепи. Практически, все они имеют одинаковую длину. Такого эффекта невозможно добиться никаким другим способом. При этом образуется покрытие с очень высокой адгезией к поверхности объекта. Ни ржавчина, ни масло не мешают процессу. Даже при многократных изгибаниях объектов с полученным таким образом покрытием, не отслаивают его от объекта и не образуется трещин на самом покрытии.

Это позволяет предварительно покрасить, например, лист металла, а потом изготавливать из него элементы сложной формы, так как покраска деталей сложной конфигурации требует значительно больших затрат энергии, времени и сложного оборудования.

ОСОБЕННОСТИ СИНТЕЗА МАТЕРИАЛОВ С КОМПЛЕКСОМ ЗАДАННЫХ СВОЙСТВ НА БСП

Р.Х.Рахимов

Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце АН РУз
г.Ташкент, ул. Бодомзор йули 2 Б, тел.:+998 (90) 9771882, эл.почта: ruslat@yandex.ru

Одной из главных проблем, вышедших за последние годы на первое место в мире, стала проблема по экономному расходованию материально - технических и топливно-энергетических ресурсов. Действительно, теперь практически ощущается не только топливно-энергетический кризис, но и сопутствующие составляющие использования сырьевых, невозобновляемых источников энергии. Это не только загрязнение окружающей среды и проблема глобального потепления, но и связанные с ними бурное развитие заболеваний, которые все хуже и хуже поддаются существующим методам лечения. Также остро стоит проблема сохранения и переработки сельскохозяйственной продукции, так как полноценное питание является неотъемлемой частью здорового образа жизни. В связи с этим, существенно возросло число исследований и разработок по использованию альтернативных, в основном возобновляемых видов энергии. Однако только таким односторонним подходом решить проблему в глобальном масштабе, вряд ли возможно. Нужно одновременно решать и проблемы связанные с низкой эффективностью использования энергии независимо от того какой ее вид применяется. Анализ энергоемких процессов показывает, что имеются громадные резервы по снижению расхода энергии. Во многих процессах энергия используется не целенаправленно, а «интегрально». Это означает, что большая часть энергии расходуется не на самые медленные стадии многостадийных процессов, а на нагрев, ухудшение качества и т.д., хотя известно, что суммарная скорость процесса определяется скоростью самой медленной стадии. Такое расточительное

отношение к источникам энергии приводит не только к их быстрому истощению, но и к проблемам другого характера – экологическим, социальным, проблемам, связанным со здоровьем и возможностью обеспечения полноценного качества жизни.

За последние годы бурно развиваются новые прогрессивные технологии по эффективному использованию энергии в народном хозяйстве, промышленности, сельском хозяйстве. Кроме того, развиваются новые альтернативные методы медицины, которые учитывают обменные процессы на всех уровнях, в том числе и на молекулярном.

Одним из таких направлений является разработка и применение различных керамических материалов для использования в указанных областях. Однако возможности имеющихся методов планирования комплекса заданных свойств, синтеза и переработки таких материалов крайне ограничены. Связано это, в первую очередь с тем, что их получают преимущественно твердофазным методом или методом соосаждения. Эти методы имеют существенные ограничения и недостатки, которые или непреодолимы, или преодолеваются слишком большим расходом материальных, трудовых, энергетических и временных ресурсов. Кроме того, некоторые важные свойства и характеристики целевых материалов принципиально невозможно получить указанными методами.

Строительство и пуск Большой Солнечной Печи (БСП), мощностью 1 МВт в Паркенте, позволило реализовать технологические возможности в синтезе керамических материалов с комплексом заданных свойств. Синтез материалов с использованием солнечной энергии в корне отличается от других методов. Преимущества данного метода очевидны:

- не идет загрязнения целевых материалов;
- возможность одновременной очистки в процессе синтеза;
- варьирование скорости нагрева в широких пределах;
- возможность управления скоростью охлаждения, что позволяет получать материалы заданной структуры;
- возможность обеспечения полноты синтеза;
- возможность получения сложных композитов;
- материалы имеют структуру, которую невозможно получить обычными методами. Это позволяет реализовать характеристики для работы в крайне экстремальных и тяжелых условиях эксплуатации;
- возможность комбинации с любым другим методом в технологической цепи синтеза целевых материалов и т.д.;
- синтез происходит в жидкой фазе, что обуславливает полноту синтеза и стехиометрию целевого материала;
- нагрев исходных компонентов осуществляется, практически безинерционно;
- при воздействии концентрированного солнечного света на вещество воздействует мощный поток фотонов с очень широким набором энергий. Результатом такого воздействия является образование всех возможных метастабильных состояний для данного вещества или соединения. Это приводит к искажениям кристаллической решетки. В результате термостойкость и прочность целевого материала резко возрастает, так как не наблюдается вторичной рекристаллизации и роста трещин выше значения критического размера;

В процессе синтеза происходят все фотохимические реакции, возможные в этом диапазоне энергий;

В температурных печах синтез идет за счет передачи энергии, преимущественно кондуктивным или конвективным путем. Основные переносчики энергии в этом случае фононы. При использовании лазерного излучения воздействие идет в очень узком спектральном диапазоне. Это дает возможность получать материалы с совершенной структурой. Однако изделия полученные из такого материалы склонны к вторичной рекристаллизации, что приводит к снижению их основных физико-механических и электрофизических характеристик.

При использовании плазменного метода, благодаря воздействию потока электронов синтезируются материалы с химически восстановленной формой, что отражается на основных характеристиках целевых материалов.

Таким образом, концентрированная солнечная энергии является очень важным компонентом в арсенале методов синтеза материалов с комплексом заданных свойств.

СИНТЕЗ МАТЕРИАЛОВ С КОМПЛЕКСОМ ЗАДАННЫХ СВОЙСТВ

Р.Х.Рахимов

Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце АН РУз
г.Ташкент, ул. Бодомзор йули 2 Б, тел.:+998 (90) 9771882, эл.почта: ruslat@yandex.ru

Разработана система расчета состава и технологии синтеза материалов с комплексом заданных свойств, включая пакет программ «Visual Kinetics», который позволил рассчитать кинетическую часть процесса, что значительно ускорило оптимизацию необходимой технологической цепи.

Синтез материалов с комплексом заданных свойств сам по себе не решает проблемы их оптимального применения. В связи с этим, были изучены конкретные проблемы и выявлены узкие места, найдены пути оптимального их решения и получен ожидаемый эффект. Особенно остро эти проблемы стоят в таких областях как сушка различных объектов, стерилизация, полимеризация, выпечка, медицина и др..

В результате использования возможностей БСП были решены следующие задачи:

- Производство керамических материалов с комплексом заданных свойств для применения в промышленности, сельском хозяйстве, медицине и области высоких технологий, используя перечисленные преимущества БСП. Это высокопрочные, износостойкие материалы и изделия на их основе; высокотемпературные нагреватели для работы в окислительной и воздушной среде до 2000°C и высокой допустимой скоростью нагрева; материалы с высокой термостойкостью и температуростойкостью для работы в экстремальных условиях; футеровочные материалы с высокой термостойкостью и максимальной рабочей температурой до 2200°C; керамические преобразователи энергии первичного источника энергии; принципиально новые методы стерилизации, выпечки и сушки; материалы, позволяющие управлять радикальными процессами в технологическом производстве и живом организме; материалы для применения в медицине; материалы для существенного ускорения многих технологических процессов и др.
- Разработка с использованием таких материалов в качестве главных составляющих высокоэффективных сушилок для различных объектов; простых по конструкции и надежных стерилизаторов для медицины, пищевых продуктов и т.д.; энергосберегающих устройств для многих энергоемких и деликатных технологических процессов; высокотемпературных экономичных печей с равномерным распределением температурного поля в рабочем объеме с тепловыми аккумуляторами; высокоэффективных охлаждающих устройств; эффективных систем передачи тепла; керамических покрытий для трущихся пар металл-металл, позволяющих не только снизить трение, но и восстановить геометрические размеры, а также на порядок повысить микротвердость поверхности: композитных пленок для эффективного использования солнечной энергии; медицинского оборудования для лечения и профилактики различных заболеваний и т.д.

Комплексный характер решения проблем позволил осуществить следующие практические шаги.

- Рациональное использование имеющегося арсенала технологических приемов и пакета программ «Visual Kinetics», позволил разработать технологическую цепь синтеза керамических материалов с комплексом заданных свойств.
- Разработаны эффективные методы стабилизации стехиометрического состава целевых материалов в условиях кране неравномерного нагрева на БСП.
- Разработана высокоэффективная технология получения многослойных керамических материалов.
- Применение разработанных принципов и подходов, а также многослойных структур, позволяет создавать высокотемпературные керамические нагреватели с высокими эксплуатационными параметрами.
- Использование функциональной керамики для сушки различных объектов позволяет существенно сократить расход энергии и времени сушки. Многие энерго- и трудоемкие операции, необходимые для старых технологий, становятся ненужными. Например, при сушке литейных форм нет необходимости использовать засыпку форм кварцевыми шариками; так же нет необходимости в использовании специальных металлических

ящиков. Также показано, что применение функциональной керамики при сушке пластмасс не только сберегает энергию и сокращает время процесса, но и позволяет значительно уменьшить размеры сушильных установок и повысить качество целевого продукта, так как не идет окисления полиамида и не изменяется его цвет.

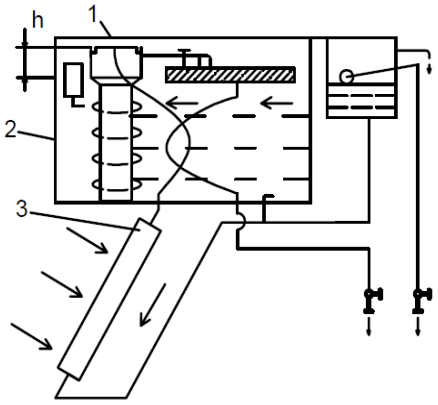
СИСТЕМА СОЛНЕЧНОГО ГОРЯЧЕГО ВОДОСНАБЖЕНИЯ С АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

Ю.К.Рашидов

Ташкентский архитектурно-строительный институт
100011, г.Ташкент, ул.Навои, д.13, rashidov_yus@mail.ru

При проектировании систем солнечного горячего водоснабжения (ССГВ) приходится сталкиваться с задачей стабилизации температуры нагрева теплоносителя на выходе из солнечного коллектора (СК), которая может быть значительно проще и экономичнее решена при использовании саморегулирующихся теплогидродинамических процессов (СТП) и саморегулирующихся устройств (СУ) на их основе [1-3].

Как показывает опыт создания СУ для ССТ, они могут быть разработаны в виде простейших активных элементов, режимы, функционирования которых требует соответствующих расчётов устройств на некоторые критические параметры, обеспечивающие возникновение эффектов саморегулирования в условиях нестационарного и неизотермического потока жидкости.



Принципиальная схема саморегулирующегося термосифонного гелиоконтура с активным элементом в виде патрубка излива

Особенностью саморегулирующегося термосифонного гелиоконтура [4] является то, что он имеет постоянную температуру воды на выходе из СК. Прямоточный саморегулирующийся гелиоконтур (рисунок) разомкнут и патрубок подачи 1 горячей воды в баке-аккумуляторе 2 установлен выше уровня воды на критическую высоту h. Так как гидравлическое сопротивление гелиоконтура повышено за счет гидростатического столба высотой h, вода при наличии солнечной радиации сможет поступить в бак, только нагревшись в СК 3 до требуемой температуры, которую можно регулировать, поднимая или опуская патрубок излива 1, служащим воздушным гидравлическим затвором. Он является активным элементом саморегулирующегося термосифонного гелиоконтура, работающего в режиме теплового диода и кроме стабилизации температуры нагрева воды в СК предотвращает её обратную циркуляцию, обеспечивая этим передачу теплоты только в одном направлении от СК в бак-аккумулятор.

Для гелиоконтура с воздушным гидравлическим затвором в виде патрубка излива (см. рисунок) составлено уравнение:

$$-agh_1(t_2 - t_1) = (S + \alpha_2 A)\frac{\eta^2 E^2}{C_p^2 (t_2 - t_1)^2} + gh_2(at_2 + b) \qquad (1)$$

Уравнение (1) решали относительно температуры воды t_2 на выходе СК.

Из (1) видно, что при $(S + \alpha_2 A) \to 0$, температура горячей воды t_2 не зависит от интенсивности солнечной радиации, а определяется лишь температурой холодной воды t_1 при постоянных h_2 и h_1, т.е. система полностью саморегулируема.

Для замкнутого гелиоконтура (h_2=0) решение уравнения (1) относительно температуры горячей воды имеет вид

$$t_2 = t_1 + \sqrt[3]{\frac{(S+\alpha_2 A)\eta^2 E^2}{-agh_1 C_p^2}}. \qquad (2)$$

Из (2) видно, что для замкнутого гелиоконтура с уменьшением гидравлических потерь уменьшается зависимость t_2 от интенсивности солнечной радиации. При $(S+\alpha_2 A)\to 0$ система также полностью саморегулируема, однако при этом $t_2 \to t_1$. В замкнутом гелиоконтуре высокая стабильность может быть достигнута только при малых, менее чем 10 °С, перепадах температур на солнечном коллекторе.

Для оценки влияния кратности циркуляции воды на суточную эффективность термосифонной системы рассмотрена математическая модель работы гелиоконтура без водоразбора при квазистационарном режиме и отсутствии перемешивания воды в баке. Получено выражение, характеризующее соотношение суточной эффективности термосифонной системы при однократной и многократной циркуляции теплоносителя через солнечный коллектор

$$\frac{Q_0}{Q_M} = \frac{U_{LM}\left[1-\exp\left(-U_{L0}F^{©}/g_1C_p\right)\right]\left[E(\tau\alpha)-U_{LO}(t_H-t_B)\right]}{U_{LO}\left[1-\exp\left(-U_{LM}F^{©}/g_1C_p\right)\right]\left[E(\tau\alpha)-U_{LM}(t_H-t_B)\right]} \qquad (3)$$

Установлено, что при нагреве воды от 10 до 60° заметное увеличение (от 3 до 7 %) производительности коллектора с ростом кратности наблюдается только при *n*>5. Для реальных кратностей циркуляции (*n*=1,5÷3), наблюдаемых в термосифонных системах, эти различия пренебрежимо малы (менее 1,5 %).

Условные обозначения: *A* - удельное динамическое давление, Па/(кг/с)^2, *a* - постоянный коэффициент, *a* = - 0,369 кг/(м^3°С); *в* - постоянный коэффициент, *в* = 1005,48 кг/м^3; c_p - удельная теплоемкость, Дж/(кг °С); *E* - плотность потока суммарной солнечной радиации в плоскости коллектора, Вт/м^2; F'- площадь солнечного коллектора, м^2; F_R - эффективность солнечного коллектора; *G* - коэффициент отвода тепла из коллектора; *g* - ускорение свободного падения, м/с^2; удельный массовый расход жидкости через коллектор, кг/(м^2 с); *h* - геометрическая высота, м; *n* - кратность циркуляции; *S* - характеристика сопротивления, Па/(кг/с) ^{2} ; *t* - температура, °С; U_L - полный коэффициент тепловых потерь коллектора, Вт/(м^2·°С).

Литература

1. Рашидов Ю.К. Альтернативный метод расчёта систем солнечного теплоснабжения // Гелиотехника - Ташкент, 2006. - № 3, С. 83-86.
2. Rashidov Yu.K. Alternative method of perfection of systems solar warmly of supply on a basis synergetic of processes of self-organizing and self-regulation. International Journal for Alternative Energy and Ecology ISJAEE.- Sarov.- № 5 (37) 2006, pp.89-90.
3. Рашидов Ю.К. Султанова Ш.Ю., Рашидова Л.Ю. Саморегулирующиеся теплогидродинамические процессы и устройства на их основе для систем солнечного теплоснабжения. “Фундаментальные и прикладные вопросы физики». Материалы международной конференции, посвященной 70-летию Физико-технического института, Ташкент 2013, 335…338 с.
4. А.С. 830084. Гелиосистема горячего водоснабжения / Насонов Е.А., Рашидов Ю.К.//Б.И.- 1981.- №18.

YASSI KOLLEKTORLI QUYOSH SUV ISITGICHINING SINOV NATIJALARI

E.T.Jo`rayev[1], T.D.Jo`rayev[2]

Toshkent davlat texnika universiteti
Buxoro davlat universiteti
erkin_jurayev@ mail.ru

Quyosh suv isitgichlarining turli konstruksiyalari mavjud bo’lib, ularning orasida yassi kollektorli qurilmalar o’zining ixchamligi, yasash va xizmat ko’rsatish jarayonining murakkab emasligi va samaradorligi bilan ajralib turadi. Biz ushbu maqolada o’zimiz tomonimizdan yasalgan va sinovdan o’tkazilgan yassi kollektorli quyosh suv isitgichining ba’zi texnik xarakteristikalarini bayon etamiz. Qurilmaning asosiy qismini ustki qismi bir qavat shisha bilan qoplangan, ichida ostki qismi issiqlik

izolyatsiyasiga ega bo'lgan yassi kollektor (uylarning isitish tizimida ishlatiladigan yassi radiator) joylashtirilgan ikkita "issiq qutti" tashkil etadi

Qurilmaning foydali ishchi maydoni 1,60 m^2 (0,80 m^2 x 2) va sig'mi 7,2 litrga (3,6 litr x 2) teng (1-rasm). Har bir kollektor suv kiruvchi va chiquvchi quvurlarga ega bo'lib, birinchi kollektorning chiqish quvuri ikkinchi kollektorning kirish quvuriga ulanganki, bu holat suvni har ikkala kollektorning ichidan oqib o'tishiga imkon yaratadi. Birinchi kollektorning kirish (qurilmaning pastki qismida) va ikkinchi kollektorning chiqish (qurilmaning yuqori qismida) quvurlarida ventillar o'rnatilgan.

1 –rasm. Yassi kollektorli quyosh suv isitgich qurilmasining umumiy ko'rinishi.

Ma'lumki, odatda yozda suv isitgich orqali 60-80^0 C temperaturali issiq suv olinib bak-akkumulyatorga uzatiladi. Biz bu variantni ham bajarganimiz holda, bunday qurilmada to'la qaynoq holatga kelgan qancha suv olish mumkin, boshqacha aytganda bunday qurilmani 'quyosh samovari' sifatida ishlatish mumkinmikan? degan savolga javob izladik. Buning uchun suv bilan to'ldirilgan qurilmani (pastki ventil yopiq holatda) quyosh radiatsiyasi ostida ma'lum muddat (yuqori ventil orqali qaynoq suv otilib chiqqungacha) saqladik. Bunday natijaga erishildi. Faqat shuni ta'kidlash kerakki, bunga soat 10.00 dan so'ng to soat 17.00 gacha erishish mumkinligi kuzatildi. Bu muddat orasida 4-5 marta qaynoq suv (30-35 litr) tayyorlab olish imkoniyati yuzaga keladi. Demak, zanglamaydigan materialdan yasalgan kollektorli suv isitgichni kunduz kuni ma'lum muddat samovar sifatida foydalansa bo'ladi degan xulosaga kelish mumkin.

O'tkazilgan tajribalarning natijalari asosida qurilmaning o'rtacha f.i.k. aniqlandi. Buning uchun $\eta = Q_f / Q_{tush}$ ifodadan foydalanildi. Bu ifodada Q_f – qurilma orqali oqib chiquvchi suvning olgan issiqlik miqdori bo'lib, u oqib o'tayotgan suvning sarfi G (kg/s), solishtirma issiqlik sig'imi c, kiruvchi va chiquvchi suvning mos ravishdagi temperaturalari t_{kir} va t_{chiq} orqali quyidagicha aniqlanadi: $Q_f = Gc(t_{chiq} - t_{kir.})$.

$Q_{tush.}$- qurilmaning sirtiga tushuvchi quyosh energiyasi bo'lib, uning miqdori yig'indi quyosh radiatsiyasi intensivligi q bilan qurilmaning tiniq qoplamasi sathi A ning ko'paytmasi orqali aniqlanadi: $Q_{tush.} = Aq$. Shunday qilib, qurilmaning o'rtasha f.i.k.ni quyidagi ifoda orqali aniqlash mumkin:

$$\eta = Q_f / Q_{tush} = Gc(t_{chiq} - t_{kir.}) / Aq$$

Quyida (1 – jadval) tadqiq etilayotgan quyosh suv isitish qurilmasining joriy yilning 26 avgust kunidagi sinov natijalari keltirilgan.

1 - jadval

Quyosh suv isitish qurilmasining sinov natijalari

Vaqt	**Tashqi havoning o'rtacha harorati º C**	**Quyosh radiatsiyasi intensivligi, W/m^2**	**Suv oqimi sarfi, Kg/soat**	**Kiruvchi suv harorati, º C**	**Chiquvchi suv harorati º C**	**Qurilma-ning f.i.k.**
7^{00}-8^{00}	25	560	-	-	-	-
8^{00}-9^{00}	29	630	-	-	-	-
9^{00}-10^{00}	31	770	10	24	70	0,43
10^{00}-11^{00}	34	840	10	24	76	0,45
11^{00}-12^{00}	38	890	10	24	83	0,48
12^{00}-13^{00}	40,5	875	10	24	86	0,52
13^{00}-14^{00}	40,5	840	10	24	91	0,58

14^{00}-15^{00}	40	810	10	24	90	0,60
15^{00}-16^{00}	39	785	10	24	84	0,56
16^{00}-17^{00}	32	710	10	24	78	0,55
17^{00}-18^{00}	35	580	10	24	67	0,54
18^{00}-19^{00}	33,5	285	10	24	42	0,45

Jadvaldan ko'rinadiki, yassi metall kollektorli quyosh suv usitgich qurilmalari issiq suv ta'minoti tizimida keng qo'llanilisi maqsadga muvofiqdir.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ВЕТРА ПРИЗЕМНЫХ СЛОЁВ АТМОСФЕРЫ НЕКОТОРЫХ РЕГИОНОВ УЗБЕКИСТАНА ДЛЯ ВЫРАБОТКИ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

У.А.Таджиев, Е.И.Киселева, М.У.Таджиев, Р.А.Захидов

Институт энергетики и автоматики АН РУз
100125, г.Ташкент, Академгородок, Дурмон йули 29. тел.(+99871) 2668220. E-mail:ipea2010@mail.ru

Решение комплексной проблемы обеспечения устойчивого развития электроэнергетики республики, диверсификации и развития её энергоресурсной базы возможно за счёт увеличения в топливно-энергетическом балансе доли возобновляемых источников энергии (ВИЭ), в том числе энергии ветра, принимая во внимание достигнутый существенный прогресс в мировой ветроэлектроэнергетике в разработке, создании, серийном изготовлении, применении ветроэлектроустановок (ВЭУ) нового поколения. Такие ВЭУ обеспечивают эффективное преобразование в электрическую энергию ветровые потоки приземных (до 100м÷120м) слоёв атмосферы, характеризуемых более высокими значениями скоростей ветра и продолжительностью, относительно большей стабильностью во времени по сравнению с ветровыми потоками приземных (10м÷15м) слоёв атмосферы [1÷2].

В этой связи проведенный анализ генезиса и формирования ветровых потоков над территорией Узбекистана позволил выявить особенности ветровых потоков приземных слоёв атмосферы, обусловленных сложностью рельефа территории; влиянием синоптических процессов, протекающих в атмосфере; а также физико-географических условий местности на пространственную и временную изменчивость ветра в различных регионах республики в многолетнем, сезонном, помесячном, посуточном, почасовом временных интервалах.

Приведена классификация синоптических процессов, позволившая выявить наиболее ветроэнергоперспективные регионы. Выявлена закономерность изменчивости среднегодовых значений скоростей ветра и удельной мощности ветрового потока на различных уровнях приземного слоя атмосферы по территориям областей республики на основе данных аэрокосмических наблюдений над территорией Узбекистана. Изучена годовая изменчивость средних месячных скоростей ветра на различных уровнях приземного слоя атмосферы для территории Андижанской, Наманганской, Ферганской, Ташкентской областей. Установлены их количественные значения и качественный характер по критерию эффективности применения в зимний и летний периоды. Установлены показатели ветроэлектроустановок (P(кВт), D(м), h(м)) целесообразных к использованию на различных высотах (10м÷50м) на территориях с различными ветровыми условиями в Республике Каракалпакстан, Бухарской, Кашкадарьинской, Навоийской, Ферганской областях, а также расчётное число часов использования установленной мощности на исследованных территориях от $T_{раб}$≈ 7880час/год для территории Республики Каракалпакстан до $T_{раб}$≈ 5500час/год для территории Кашкадарьинской области.

Численным моделированием, с использованием полученных данных аэрокосмических наблюдений о значениях скоростей ветра в приземных слоях атмосферы вышеупомянутых регионов, с учётом показателей ВЭУ целесообразных к использованию на различных высотах оценены энергетические и временные показатели работы на территориях с различными ветровыми условиями этих регионов.

Предложены обобщенные критерии к выбору ВЭУ для применения: характеру использования, режиму выработки электроэнергии, мощностным показателям, данные по ветроэнергоресурсом приземных слоёв атмосферы, земельные ресурсы.

Показана возможность использования ВЭУ повышенной мощности (500кВт÷700кВт) на территориях рассмотренных регионов, что позволит вырабатывать электроэнергии в промышленно

значимых объёмах без затрат органического топлива, обеспечить увеличение доли использования ветровой энергии при выработке электроэнергии и т.д.

В свете вышеизложенного для обеспечения эффективного использования энергии ветра приземного слоя атмосферы Узбекистана обязательно предварительное инструментальное изучение ветроэнергоресурсов и внешних влияющих факторов (солепылевых частиц, промышленных загрязнений и т.п.) в конкретных местах возможной установки ВЭУ; учёт сейсмичности местности; оценка земельных ресурсов под установку ВЭУ; изучение свойств грунтов и грунтовых вод и возможного их влияния на основание, фундамент опор несущих конструкций ВЭУ большой и средней мощности.

Литература

1. Ветроэнергетика. Под редакцией Д.де Рензо. Москва, Энергоатоимиздат. 1982. стр. 272.
2. Таджиев У.А., Захидов Р.А., Орлова Н.И., Анарбаев А.И., Таджиев М.У. Численные исследования режимов работы ветроэлектрических установок повышенной мощности на равнинах Узбекистана с учётом вертикальной изменчивости скорости ветра. Часть 1. Международный журнал «Гелиотехника» 2009. № 2. стр. 71-80.
3. Demeo E.A., Grant W., Milligan M.R., Schneger M.J. Wind plant integration. IEEE Power Energy. 2005.v.3. № 6. p.38-46

ПОЛУЧЕНИЕ ПОРОШКОВ СЕЛЬХОЗПРОДУКТОВ С ПОМОЩЬЮ СОЛНЕЧНЫХ СУШИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

А.И.Исманжанов, Н.М.Ташиев

Ошский технологический университет
Кыргызская Республика, г. Ош, e-mail: anvis2012@mail.ru

В настоящее время для сушки сельхозпродуктов широко используются солнечные сушильные установки (ССУ) различных типов и производительности: от индивидуального пользования до промышленных /1,2/. В них продукты высушиваются до остаточной влажности 17-20% с целью длительного хранения и удобного транспортирования.

Температурные режимы, получаемые в таких ССУ (как правило, температура в камере сушки достигает 60-70°C) недостаточны для сушки продуктов до остаточной влажности 3-8%, когда их можно превратить в порошок механическим измельчением. Для достижения такой низкой остаточной влажности продукта потребуется длительное время. На последних стадиях сушки кпд ССУ снижается и доходит до 5-7%. В силу указанных причин классические ССУ экономически не выгодны для сушки продуктов до низкой остаточной влажности.

В промышленных условиях для превращения продукта в порошок, как правило, его сначала превращают в жидкую массу и затем ее разливают тонким слоем на поверхность вращающегося барабана-сушилки, нагретого до определенной температуры. После определенного времени, когда такая масса высушится до необходимой остаточной влажности, ее соскабливают специальным приспособлением с барабана и дальнейшим измельчением в специальных устройствах превращают в порошок /3/.

Такие сушильные установки потребляют большое количество энергии на единицу получаемого продукта.

Другим, альтернативном способом получения порошковых продуктов является технология, предусматривающая предварительное измельчение продукта до кашеобразного состояния, его распыление с помощью специальных форсунок в камеру сушки, куда подается горячий воздух с температурой 80-125°C /4,5/. Продукт сушится во взвешенном состоянии, удерживаемой потоком восходящего горячего воздуха в течение определенного времени.

Солнечные сушильные установки для получения порошков сельхозпродуктов или их полуфабрикатов до сих пор не применялись.

Нами разработана ССУ для получения полуфабриката сельхозпродуктов с низкой остаточной влажностью, который затем простым механическим измельчением легко превращается в мелкодисперсный порошок. Устройство данной ССУ приведено в /6/. Данный ССУ содержит солнечный воздухонагревательный коллектор (СВК), камеру сушки (КС) с верхним прозрачным покрытием, в ней располагается поддон для пастообразного продукта, а на продукты накладываются линейные лучевоспринимающие и одновременно отдающие теплоту продукту пластины.

В данной установке нами высушены более 15 видов фруктов и плодов. В табл. приведены результаты сушки яблок в июле месяце. Предварительно яблоко превращалось в равномерную

пастообразную массу. Полученная масса накладывалась на поддоны равномерным слоем толщиной 5-6 мм, на которую накладывались лучевоспринимающие и нагревающие пастообразную массу элементы.

Поясное время	8-00	10-00	12-00	14-00	16-00	18-00	20-00
Текущая масса продукта в % к исходной	100	88,4	67,2	41,5	28,3	19,1	14,3

Если учесть, что яблоко в среднем содержит около 90% влаги, то остаточная влажность продукта составляет 4,3%. Такая остаточная влажность позволила превратить высушенную массу в порошок простым механическим измельчением.

Как показали наши эксперименты, оптимальной толщиной пастообразного продукта с исходной влажностью 85-90%, который можно высушить в течение одного светового дня в летние месяцы, составляет 6-7 мм. При этом, количество энергии, необходимая для полного испарения содержащейся в нем влаги равно 13,5-14,5 МДж/м^2. Оптический кпд нашей установки составляет 81%. При количестве интегрального солнечного излучения, падающего в летние месяцы в течение дня в 23-24 МДж/м^2, это вполне достаточно для высушки продукта до низкой остаточной влажности.

Литература

1. Исманжанов А.И., Клычев Ш.И. Солнечные сушильные установки и комплексы. Бишкек.: Илим, 2011, -131 с.
2. Гинзбург А.С. Основы теории и техники сушки пищевых продуктов. М.: Агропромиздат, 1985, -335 с.
3. Лебедев П.Д. Теплообменные, сушильные и холодильные установки. М.-Л.: Энергия, 1966, -288 с.
4. Галиакберов З.К., Николаев Н.А., Галиакберова Н.З. Получение сухих порошков из растительного сырья//Пищевая промышленность. 1995. -№5. С.32-35.
5. Букарева М.Ф., Членов В.А., Михайлов Н.В. Сушка тонкодисперсных порошков в виброкипящем слое//Химическое и нефтяное машиностроение. 1970.- №2. С. 201-204.
6. Исманжанов А.И., Ташиев Н.М., Абдырахман уулу К.Разработка солнечной сушильной установки для получения порошков сельхозпродуктов//Известия ОшТУ, 2013, №2, С. 194-197.

АВАРИЙНОЕ ЭЛЕКТРОСНАБЖЕНИЕ СИСТЕМЫ ОТОПЛЕНИЯ ЧАСТНОГО ДОМА С РЕГУЛЯТОРОМ ВЫДЕРЖКИ ВРЕМЕНИ

О.Ф.Тукфатуллин, М.Н.Турсунов, Х.Сабиров, Э.Т.Абдуллаев

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

100084, Ташкент, ул. Г. Мавлянова, 2 “Б” (+998 90) 9545615, oskar.tukfatullin@gmail.com

Современные системы автономного теплоснабжения частных домов являются крайне зависимыми от электроэнергии. Предлагаемая конструкция представляет собой вариант решения проблемы обеспечения электрической энергией системы отопления на базе газового напольного отопительного котла (ОК) с чугунным теплообменником [1] в холодный период года в моменты отключения электроэнергии, в которой используются фотоэлектрические панели (ФЭП) в качестве резервных генераторов электроэнергии. Кроме того предложен способ введения в эксплуатацию такой системы сводящей к минимуму риск полного обесточивания.

Предварительный мониторинг обстоятельств, при которых происходит отключение системы отопления в частном жилом доме, показал необходимость введения дополнительного резервного источника бесперебойного питания (РИБП) отвечающего следующим требованиям. Во-первых, дополнительный источник энергии должен вырабатывать достаточную мощность не только в случае питания на прямую от генератора энергии (в нашем случае ФЭП), но и обеспечивать её запас на 3–4 часа в случае необходимости его подключения в тёмное время суток. Во-вторых, система должна быть автоматической, т. е. исключающей любую необходимость вмешательства человека при возникновении аварийной ситуации. В-третьих, она должна быть бесшумной, что, в общем-то, не нуждается в комментариях, поскольку речь идёт о жилом секторе. В-четвёртых, должна учитываться особенность ввода в эксплуатацию системы, работающей на возобновляемом источнике энергии (ВИЭ), поскольку в отличие от традиционных генераторов на жидком топливе такой источник более чувствителен к таким факторам как погода и состояние аккумулирующей подсистемы.

Рассмотрим структурную схему РИБП представленную на рис. 1. Комплекс оборудования, обеспечивающий работу отопительной и водогрейной системы частного дома, который включает ОК и циркуляционные насосы (ЦН) в количестве трёх штук, представляет собой нагрузку (Н). Она подключается непосредственно к блоку автоматического переключения питания (БАПП), который осуществляет коммутацию с аккумуляторным батареям (АБ) через инвертор напряжения (ИН) в случае отсутствия в сети (С) напряжения промышленной частоты или при запуске программы заложенной в таймере (Т) [2]. В качестве ВИЭ в данной системе выступает группа фотоэлектрических панелей (ФЭП), подключенная посредством контроллера заряда (КЗ) к АБ. Генерируемая мощность группы из трёх ФЭП состоящих из 40 поликристаллических солнечных элементов каждая, позволяет достичь суммарной мощности 510 Вт при интенсивности солнечного излучения 1000 Вт/м^2 (AM1.5, 25 °C).

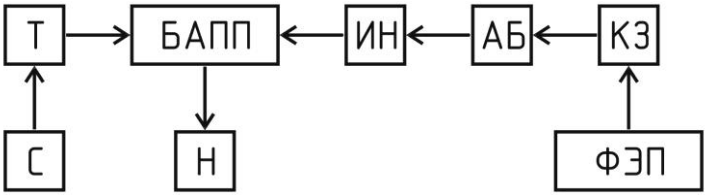


Рис. 1. Структурная схема резервного источника бесперебойного питания с регулятором выдержки времени.

Максимальная потребляемая мощность ЦН — 165 Вт, а мощность, потребляемая вовремя включения электронного розжига и работы циркуляционного насоса котла, не превышает 103 Вт. При разработке аварийного электроснабжения системы отопления частного дома за основу бралась максимальная потребляемая нагрузкой мощность, а именно 268 Вт. Даже в случае отключения электрической энергии в светлое время суток генерируется электрическая энергия почти в два раза превышающая количество энергии необходимой для питания Н и этой же энергии хватает для зарядки АБ, т.е. практически непрерывно, пока светит солнце аварийное питание гарантировано. Однако определяющим критерием эффективности аварийной системы электроснабжения является соблюдение ранее описанного первого условия, а именно не менее 3 часов непрерывной работы в тёмное время суток. Поскольку ток генерируемый панелями в точке максимальной мощности достигает 7,5 А, то в течение одного дня летнего периода года можно накопить 225 А·ч энергии, которой хватит на один час (с учётом потерь на преобразование) непрерывной работы аварийного электроснабжения. Поскольку при вводе в эксплуатацию такой системы требовалось предположить, что накоплении заряда АБ должно происходить не более трёх дней до полного её ввода в эксплуатацию, а также то, что при 100% разряде АБ требуется отдать заряда на 10% от её номинальной ёмкости больше, то ёмкость АБ должна быть не менее 600 А·ч. Поэтому было принято решение использовать три необслуживаемых свинцово-кислотных АБ номинальным напряжение 12 В с суммарной ёмкостью — 600 А·ч. Важно отметить и то, что случай когда необслуживаемые АБ находятся в состоянии глубоко разряда практически исключён. Это обстоятельство позволяет уменьшить вероятность обесточивания нагрузки и вместе с этим уменьшить её стоимость за счёт сведения к минимуму числа ФЭП, которые вносят весомую долю в стоимость РИБП.

Также следует отметить выполнимость второго требования, поскольку РИБП включает БАПП. Особенностью данной конструкции РИБП повышающей его надёжность является использование в конструкции БАПП двухполюсного автоматического выключателя (АВ) класса «С» с номинальным током, выбираемым из стандартного ряда значений. Следует учитывать, что номинальная величина должна быть меньше, но близка к значению тока, которая не превышает максимальную мощность ИН. Также использование мощного реле с тремя группами коммутируемых контактов позволило осуществить электромеханическую логику работы, сводящую к минимуму нагрузку на ИН, поскольку нет необходимости питать Н в случая наличия электричества в сети. Также система РИБП имеет многоуровневую защиту, а именно наличие защит от перезаряда и глубоко разряда, короткого замыкания, защиты от перегрузки.

Условию бесшумности система соответствует безоговорочно, потому что в качестве генератора электрической энергии используются ФЭП, а все остальные блоки соответствую требованиям, относительно шумового загрязнения для жилых помещений.

Использование регулятора выдержки времени позволило осуществить многостадийность ввода РИБП в эксплуатацию, что соответствует условию, при котором система работает на ВИЭ. Так было применено два режима — режим пуска и режим непрерывной работы. Режим пуска предусматривал

запрограммированные включения питания Н от АБ ежедневно с увеличением периода автономной работы на 30 мин. с 11^{00} до 14^{30}. По истечении этого периода система переходит в режим непрерывной работы, с фиксированным интервалом рабочего времени (11^{00}–15^{00}) с возможностью переключения на резервный источник в период отсутствия электрической энергии в сети.

Литература

1. http://www.ariston.com/ru/;
2. http://www.zhuo-yi.com/product/showproduct.php?id=21&lang=en.

ПИРОЛИЗНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ АЛЬТЕРНАТИВНОГО ТОПЛИВА ИЗ БИОМАССЫ

Г.Н.Узаков, Р.Т.Раббимов, Х.А.Давланов

Каршинский инженерно – экономический институт
180100, ул. Мустакиллик, 225. E-mail: uzoqov1966@rambler.ru

Непрерывный рост цен на традиционные энергоносители (нефть, природный газ, уголь), вследствие усиливающегося энергетического кризиса, с 1973 года во всем мире способствовал интенсификации работ в использовании альтернативных источников энергии. Поэтому внедрение альтернативных источников энергии является одним из важнейших задач в области энергосбережения и инновационного развития экономики нашей страны. Актуальность данного направления еще раз была подчеркнута в Указе Президента Узбекистана «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» от 1марта 2013года [1].

Одним из возобновляемых источников энергии является биомасса, при переработке которой может быть получено жидкое и газообразное топливо. Особенно важное значение имеет тот факт, что биомасса в отличие от ископаемых источников энергии – нефти, природного газа и угля – представляет собой возобновляющийся источник энергии, и при правильной организации ее воспроизводства, сбора и переработки, доля энергии и топлива, получаемых из биомассы, может существенно возрасти. Получение топлива и энергии из биомассы прежде всего, представляет интерес для автономных и удаленных потребителей систем централизованного энергоснабжения в виде небольших сельских жилых зданий, фермерских хозяйств и отдельных домов.

Рис.1. Экспериментальная пиролизная установка для получения альтернативного топлива из биомассы.

В связи с этим разработка и внедрение усовершенствованной установки переработки биомассы и сельскохозяйственных отходов является актуальной. Нами изготовлена экспериментальная пиролизная установка для переработки биомассы и местных органических отходов (Рис.1). Проведены лабораторные испытания опытного образца установки и получены первичные результаты [2]. Ниже приведены основные технические характеристики установки.

Технические характеристики установки:

-объем биореактора-0,5 $м^3$;

-избыточное максимальное давление в биореакторе – 0,1 5 МПа;
-количество операторов работающих в смене - 2 чел;
-размер площадки для установки - 3 х 4,0 м;
-высота установки- 2,5 м.
Производительность установки:
-количество сырья перерабатываемого в сутки - 600 кг;
-часовая производительность - 25 кг;
Объем загрузки реактора - 100 кг;
-продолжительность технологического процесса(цикл)-4 часа;
-количество циклов всутки-6циклов.

Литература

1. Указ Президента Республики Узбекистан «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» УП – 4512 от 01.03.2013 г.
2. Узаков Г.Н., Раббимов Р.Т., Алиярова Л.А.Эффективность применения пиролизной технологии для получения альтернативного топлива из местных органических отходов. //Молодой ученый.№4.-2014., с.280-283.

ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЕ В ПРОЦЕССАХ РЕГЕНЕРАЦИИ АДСОРБЕНТОВ И АКТИВНОЙ ВЕНТИЛЯЦИИ ХОЛОДИЛЬНЫХ КАМЕР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Г.Н.Узаков, С.М.Хужакулов, Л.А.Алиярова

Каршинский инженерно – экономический институт
180100, ул. Мустакиллик, 225. E-mail: uzoqov1966@rambler.ru

Проблема энергосбережения при использовании топливно-энергетических ресурсов приобрели особую актуальность, в связи сокращением запасов органического топлива и обострением экологических нагрузок в окружающую среду. Подтверждением актуальности указанных проблем является принятие Указа Президента Узбекистана «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» от 1 марта 2013 года[1].

Обеспечения оптимального микроклимата холодильных камер для длительного хранения плодоовощных продуктов с минимальными потерями и затратами энергии тоже является частным случаем более общей проблемы энергосбережения сельскохозяйственного производства. При климатических условиях Кашкадарьинской области требуется длительное хранение выращенной плодоовощной продукции с использованием дорогостоящего искусственного холода и активного вентилирования холодильных камер.

При этом значительная часть (до 30% и более) плодоовощной продукции из-за низкого качества после хранения не доходит до потребителя. В результате рентабельность производства плодоовощной продукции резко снижается, расход энергоресурсов возрастает. Снижение расхода энергоресурсов в системах регенерации адсорбентов и активной вентиляции холодильных камер позволяет снизить себестоимости объектов хранения. Поэтому внедрение установок на основе нетрадиционных возобновляемых источников энергии, и в частности энергии солнца является целесообразным.

Нами рассмотрена возможность использования солнечной энергии в системах регенерации адсорбентов и активной вентиляции холодильных камер на основе воздушных солнечных коллекторов. Проанализирован расход энергоресурсов в системах активной вентиляции и регенерации адсорбентов в плодоовощехранилищах в условиях жаркого-сухого климата, а также с целью повышение энергетической эффективности предложен способ использования возобновляемых источников энергии, в частности солнечной энергии. Разработана принципиальная схема гелионагревательной системы для регенерации и активной вентиляции плодоовощного штабеля холодильных камер.

Создана экспериментальная установка для того, чтобы проверить на практике работу предлагаемой системы регенерации адсорбентов, провести необходимые эксперименты, измерения и найти оптимальные конструкционные решения (рис.1). Установка представляет собой систему регенерации адсорбентов, активной вентиляции холодильной камеры и гелиовоздухонагревателя типа «горячий ящик» [2]. Проведено первичное испытание установки для регенерации адсорбента-активного угля. Результаты первичных испытаний показывают, что применение

гелиовоздухонагревательной установки для регенерации активного угля позволяет съэкономить около 4,0-5,25 кВт.час электрической энергии.

Предложенная установка также обеспечить значительную экономию энергии в системе активного вентилирования плодоовощного штабеля перед длительном хранением продуктов. Разработанная система активной вентиляции плодоовощехранилищ на основе гелиовоздухонагревательных установок позволяет снизить их энергопотребление на 30-70% в зависимости от конечных целей хранения плодоовощных продуктов.

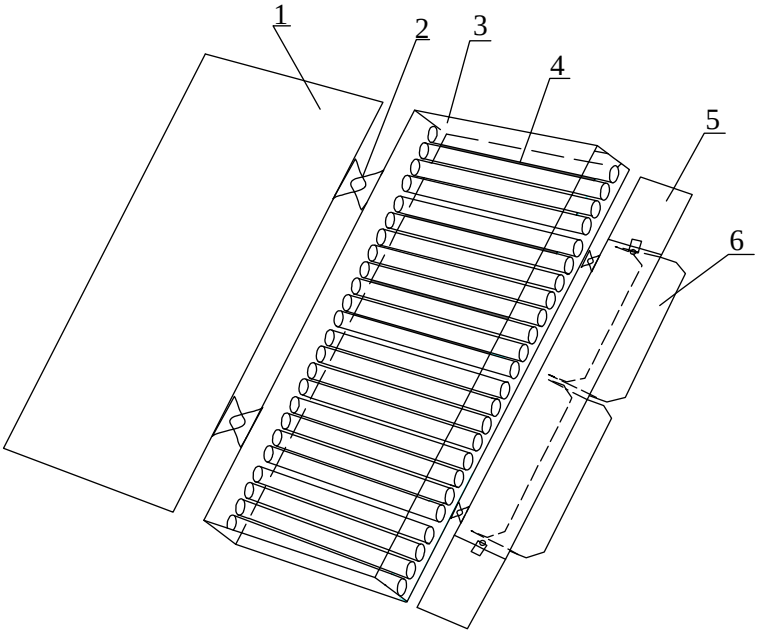


Рис.1. Схема гелиовоздухонагревателя для регенерации адсорбентов. 1 - светопрозрачная крышка; 2 - шарнир; 3 - корпус; 4 – воздуховод с лучепоглощательной пластинкой; 5 - боковая крышка; 6 - отвод.

Литература:

1. Указ Президента Республики Узбекистан «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» УП – 4512 от 01.03.2013 г.
2. Хужакулов С.М., Узаков Г.Н., Вардияшвили А.Б. Эффективность применения гелионагревательных систем для регенерации адсорбентов в углубленных плодоовощехранилищах. // Гелиотехника, 2013. - №4.- с. 74-77.

ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ КОНДИЦИОНИРУЕМОГО ВОЗДУХА В ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ СИСТЕМАХ ИСПАРИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Ф.Х. Мухтаров, А.И. Анарбаев, Р. Юсупов

Институт энергетики и автоматики АН РУз.
100125 Ташкент, Дурмонйули, 29. fmukhtarov@mail.ru

Климат республики характеризуется чрезвычайными крайностями температур и большинство существующих производственных помещений предприятий характеризуется очень плохим кондиционированием воздуха в летний период. Кроме того, некоторые производства предъявляют довольно жесткие требования к температуре воздуха в помещениях для выполнения технологических операций, охлаждения исходного сырья и промежуточных материалов или конечного продукта. Например, на участках контроля параметров полупроводниковых приборов и микросхем температура должна быть (20 ± 1) °*C*, на участках шелкографии толстопленочных материалов требуется обеспечение температуры (25 ± 1) °*C*, свежее молоко должно быть охлаждено до 10 – 12°*C* для перевозки и дальнейшей обработки. Многие технологические процессы пищевого производства требуют быстрого охлаждения конечной продукции (производство мороженого, фруктовых соков, майонеза, мясной продукции), а в текстильной промышленности требуется одновременно охлаждение и увлажнение воздуха до 40 – 50 % для устранения разрядов статического электричества и связанных с ним пожаров и взрывов.

Для решения данной программы перспективны двухступенчатые системы испарительного охлаждения.

Используемые в настоящее время для расчетов изменения параметров состояния кондиционируемого воздуха *I-d*–диаграммы построены для определенных значений атмосферного давления (*Pδ*) 730, 745 и 760 *мм*. Если учесть, что в различных регионах нашей Республики значение *Pδ* колеблется от 680 *мм.рт.ст* (горные и предгорные районы Ташкентской, Самаркандской и Наманганской областей) до 730 (северные районы Республики), повсеместное применение *I-d*–диаграммы, построенной, например, для *Pδ* 730 *мм.рт.ст.*, может привести существенным погрешностям в расчетах. Кроме того, *I-d*–диаграмма по своему характеру приближенная, т.к. имеет погрешность до 10%.

Была разработана более точная методика расчета параметров состояния кондиционируемого воздуха для любых значений температуры (t_o), относительной влажности (φ_0) наружного воздуха и *Pδ* [1].Целью методика расчетов является определение параметров состояния кондиционируемого воздуха при выборе наиболее приемлемых режимов эксплуатации двухступенчатой системы испарительного охлаждения воздуха.

Составленная на её основе программа расчета параметров состояния кондиционируемого воздухавключает 6 блоков:

- Расчет относительной влажности и влагосодержания кондиционируемого воздуха;
- Определение значения точки росы приточного воздуха;
- Расчета основных параметров теплового состояния кондиционируемого воздуха при его тепло-влажностной обработке в системах кондиционирования воздуха:
- Расчет удельной теплоемкости кондиционируемого воздуха;
- Расчет теплосодержания влажного воздуха;
- Расчет температуры влажного воздуха по мокрому термометру
- Предельные температуры испарительного агента и оборотной воды охлаждаемые путем прямого испарительного охлаждения
- Расчет тепловой эффективности испарительных охладителей оборотной воды для летних систем кондиционирования воздуха.

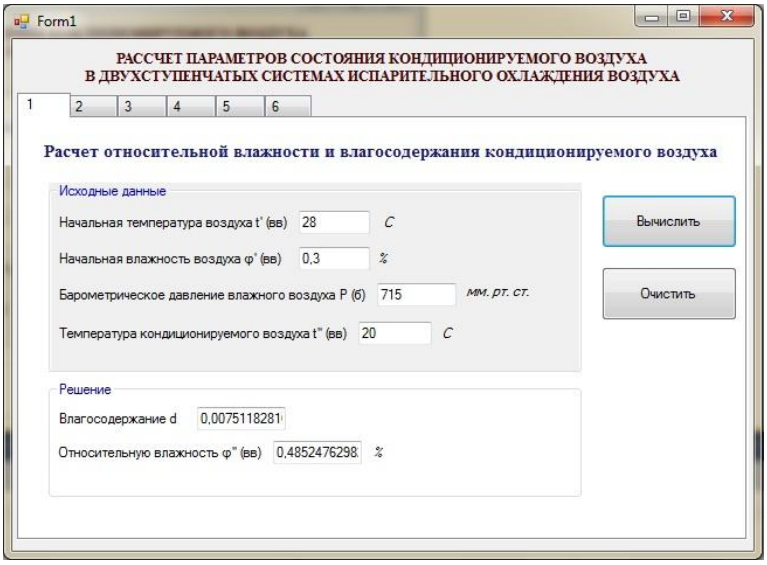


Рис.1.Окно программырасчета относительной влажности и влагосодержания кондиционируемого воздуха в двухступенчатых испарительных охладителей.

Данная программа позволяет в наглядном виде получить результаты решения. На рис.1 показано окно ввода данных и вывода расчетных параметров состояния воздуха. При этом быстро и эффективно определяется эффективность разрабатываемых двухступенчатых систем охлаждения.

Литература

1. Захидов Р.А., Анарбаев А.И., Исаходжаев Х.С., Мухтаров Ф.Х.. Новые подходы к расчету параметров испарительно охлаждения в системах кондиционирования воздуха. Энерго- и ресурсосбережение в теплоэнергетике и социальной сфере. Челябинск (Россия), 22-26 апреля 2013 года.

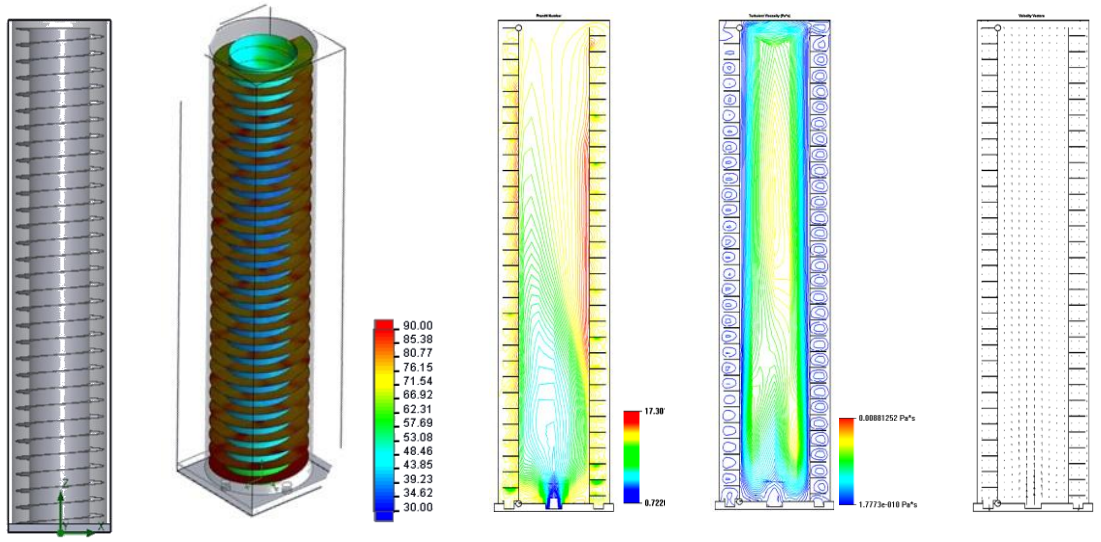
ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОЛНЕЧНО-ТОПЛИВНОЙ СУШИЛКИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ВЛАЖНОСТИ СУШИЛЬНОГО АГЕНТА

З.С.Искандаров[1], А.С.Халимов[2], А.Ж.Амиров[1]

[1]*Ташкентский государственный аграрный университет*
[2]*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз*
100084, ул. Бодомзор йули 2Б, г.Ташкент, Узбекистан. E-mail: halimov@uzsci.net

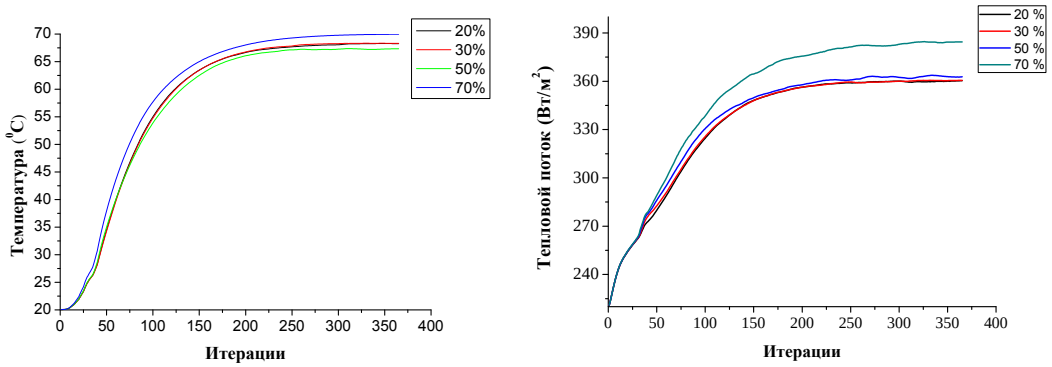
Определение теплотехнических показателей сушильных установок рассматриваемого типа является очень важным, так как в ходе сушки продуктов в камере сушильных установок, устанавливаются различные значения влажности и температуры сушильного агента [1]. В этом случае, исследователям приходиться провести расчетный анализ теплотехнических показателей (влажность, температура, тепловой поток и т.д.) сушильных установок при разных значениях влажности сушильного агента [1,5].

Для интенсификации вертикальной солнечно-топливной сушилки на ее поверхности установлены завихрители, которые в свою очередь повышают коэффициент теплоотдачи между уходящим сушильным агентом и нагреваемой солнечными лучами поверхностью сушильной камеры (рис. 1а) [3,5].



а) *б)* *в)* *г)* *д)*

Рис 1. Общий вид сушильной камеры (а), обеспеченной завихрителями на ее поверхности. Распределение температуры (б) на поверхности сушильной камеры, в), г), и д) распределения числа Прандетля, кинематической вязкости, и вектора скорости сушильного агента при 70% значении его влажности, соответсвенно.



а) *б)*

Рис 2. Ход устанавливаемой температуры (а) и теплового потока (б) в сушильной камере при различных значениях влажности сушильного агента.

При постоянном расходе сушильного агента, устанавливаемая масса сушильного агента при различных значениях влажности, т.е. в разных периодах процесса сушки примет следующий вид (рис.3).

Для анализа устанавливаемой температуры в сушильной камере, были рассмотрены разные значения влажности сушильного агента. В начальном периоде процесса сушки, в камере данной сушильной установки, значение влажности сушильного агента достигается до 70%. Соответственно, в ходе этого процесса, данное значение уменьшится и в конце процесса сушки становится приблизительно 20%. Полученные расчетные данные устанавливаемой температуры в сушильной камере приведены на рис.2а. Уходящий тепловой поток через светопрозрачную стенку, покрытую на сушильной камере, соответственно увеличивается, когда значение влажности сушильного агента увеличится (рис.2б).

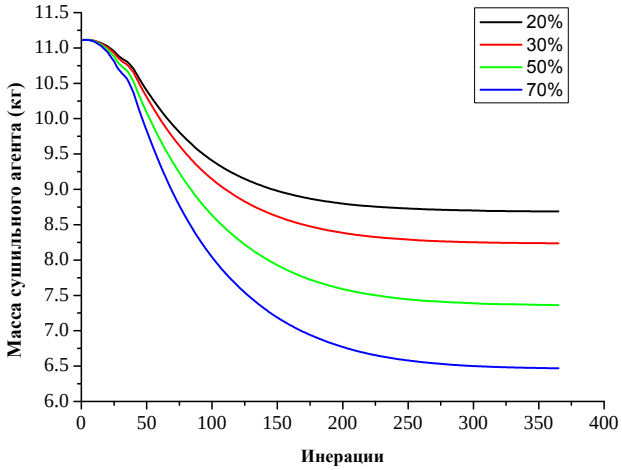


Рис.3. Ход устанавливаемой массы сушильного агента в сушильной камере.

Согласно полученным данным (рис.3), устанавливаемая масса сушильного агента при значении 70% влажности сушильного агента, составляет 9 кг. В конце процесса сушки, значение влажности сушильного агента составит 20% и масса сушильного агента в сушильной камере достигает 6.5 кг.

Таким образом, согласно полученным результатам расчетов, установление завихрителей на поверхности сушильной камеры позволило повысить коэффициент теплоотдачи между уходящим сушильным агентом и нагреваемой солнечными лучами поверхностью сушильной камеры. Как результаты показывали, что по мере увеличения значения влажности сушильного агента, температура сушильного агента начинает подать, так как при высоком значении влажности коэффициент теплоотдачи сушильного агента от поверхности стенки сушильной камеры увеличивается.

Литература

1. Iskandarov Z.S., Halimov A.S., Numerical calculation of useful power of drying agent in a solar-fuel dryer, Applied Solar Energy, 2014, vol. 50, no. 3, pp. 138-142. DOI: 10.3103/S0003701X14030050
2. A.S.Halimov, O. Rakhmatov, A Combined Cradle-Conveyer Type Solar-Fuel Drying Installation, 2013 ISES Solar World Congress.
3. Искандаров З.С., Халимов А.С. Изучение полезной мощности, полученной от регенерации отработанного сушильного агента в воздушной прослойке, с помощью Solidworks Flow Simulation материалы Международной конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», посвященной 70-летнему юбилею Физико-технического Института Академии Наук Республики Узбекистан pp. 322-325.
4. C.L. Hii, S.V. Jangam, S.P. Ong and A.S. Mujumdar Solar Drying: Fundamentals, Applications and Innovations Copyright © 2012 by authors of individual chapter, ISBN: 978-981-07-3336-0, Published in Singapore, pp. 1-50.
5. Iskandarov Z.S. Kombinirovannie solnechno-toplivnie sushilnie ustanovki, Tashkent “FAN”, 2005, pp.120-126 (in Russian).

ТЕХОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ПРОБЛЕМЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ПЭС/CDS/CDTE/$CDCL_2$/SB_2TE_3

Ш.Б.Каримов, Б.Х.Каримов, Б.Каримов

Ферганский государственный университет
г.Фергана, ул. Мураббийлар 19, karimov1948@rambler.ru

В настоящее время в космических и наземных условиях для электроснабжения широко используется солнечные элементы (СЭ) на основе монокристаллического Si. К основным технико-экономическим показателям таких СЭ, наряду с К.П.Д., себестоимостью вырабатываемой ими электроэнергии входят еще степень устойчивости выходных характеристик к воздействию солнечного и радиационного излучения. Исследования показали [1], что наилучшую устойчивость к.п.д. к радиационному воздействию космических условий имеют тонкоплёночные элементы на основе теллурида кадмия.

Возможность реализации дешевых и достаточно эффективных солнечных модулей большой площади тонкопленочной гетероструктуры CdS/CdTe была доказана в 1990-е годы. Коэффициент полезного действия образцов с площадью 1см^2, полученных химическим осаждением CdS на стеклянных подложках (покрытие прозрачным проводящем слоем ITO или SnO_2) и последующей сублимацией в закрытом объеме CdTe, был доведен до 15,8% [2]. При условиях AM1.5 было достигнуто рекордное значение плотности тока короткого замыкания 26,7 мА/см^2 [2]. Максимально удешевленную технологию изготовления тонкопленочной гетероструктуры CdS/CdTe удалось перенести на модули площадью 27×60 и 82×71 см^2 с мощностью 45 и 140 Вт и с к.п.д. 10,5 и 8,4%, соответственно [2]. Остается невыясненным вопрос, почему К.П.Д. СЭ ниже теоретически возможного - 28-30% [2].

Работа СЭ предполагает участие в формирование фототока в лучшем случае всех фотогенерированных носителей заряда. Реально это условие по разным причинам выполняется только в большой или меньшей степени. Во-первых, из-за отражения от внешней фронтальной поверхности и других границ раздела не все фотоны, падающие на СЭ, проникают в его активную область. Такие потери можно свести к минимуму, нанося просветляющие покрытия. Во-вторых, не все фотоны, уже проникшие в полупроводник, поглощается. Из-за того, что CdTe является прямозонным полупроводником, коэффициент оптического поглощения в собственной области поглощения достигает значений более 10^{-4} см$^{-1}$. Это означает, что во всей области собственного поглощения глубина проникновения света в полупроводник меньше 1 мкм, т.е. практически все излучение поглощается, если толщина слоя превышает несколько микрометров (~ 63% при 1 мкм, ~ 86% при 2 мкм, ~ 95% при 3 мкм). Остаются потерии иной природи, которые не так просто устраняются. Среди них важнейшими являются рекомбинация фотогенерированних носителей заряда в области пространственного заряда (обедненном слое) диодной стуктуры и в приповерхностной области поглощающего слоя.

В связи с этим целесообразно вести научно-исследовательскую работу по технологию получения и изучению проблемы повышения эффективности фотоэлектрических преобразователей в тонкопленочных солнечных элементах на основе CdS/CdTe.

Традиционно высокоэффективные тонкоплёночные солнечные элементы на основе CdTe изготавливаются на стеклянных подложках вакуумным испарением при температурах не менее 400^{0}C [2]. Такие солнечные элементы, несмотря на экономичность и радиационную стойкость пока существенно уступают Si СЭ.

Для получения многослойных стуктур методом пиролиза нами было получено прозрачные электропроводящие слойи (ПЭС) на стекло, слюду и полиамид. Формирование ПЭС толщиной 0,4-0,5мкм осуществляется в аргоно-кислородной смеси при давлении10^{-3} мм.рт.ст. Температура подложки 400^{0}C. Эти режимы были идентифицированы нами для осаждения слоев ПЭС с оптимальными оптоэлектрическими свойствами на стеклянных, слюдяных и полиамидных подложках. На слои ПЭС термическим испарением осаждались пленки CdS толщиной 0,3-0,4 мм при давлении 10^{-5} мм.рт.ст. при температуре подложки 250-300^{0}C. Затем без нарушения вакуума при температуре 260^{0}C осаждались плёнки CdTe толщиной 1-3мкм. Полученные гетеросистемы ПЭС/CdS/CdTe подвергались “хлоридной” обработки. Для этого на слои CdTe без нагрева подложки, термическим испарением при давлении 10^{-4} мм.тр.ст. наносились плёнки $CdCl_2$. Полученные гетеросистемы ПЭС/CdS/CdTe/$CdCl_2$ подвергались отжигу на воздухе в закрытом объеме при

температуре 420-460^{0}С в течении 30 минут. После на поверхность отожженных гетеросистем термическим испарением наносились электрические контакты Sb_2Te_3. Таким образом, получен многослойный солнечный элемент на основе ПЭС/CdS/CdTe/$CdCl_2$/Sb_2Te_3. Измерения световых вольтамперных характеристик полученных СЭ осуществлялось в режиме освещения АМ1.5.

Литература

1. Bonnet D., Romeo A., Dobeli M., Weinert K., Zogg H., Tiwari A.N. High energy irradiation pro-parties of CdS/CdTe solar cells // Proceedings of 29th EEE Photovoltaic Specialists Conference. New Orleans / 2002. P.962-985.
2. Г.С.Хрипунов, Б.Т.Бойко. Гибкие солнечные элементы ITO/CdS/CdTe/Cu/Au с высокой удельной мощностью. ФИП.Т.2, №1-2, Вып.2,69-73 С.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ CR^{4+} ИОНОВ В ND:CR:YAG НА ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРОВ ПРИ СОЛНЕЧНОЙ НАКАЧКЕ

Ш.Д.Пайзиев, С.А.Бахрамов, Ф.Ф.Шайимов

Специализированное конструкторско-технологическое бюро при Институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз
100125 Ташкент, Узбекистан.

Известно, что при производстве лазерных материалов Nd^{3+}:Cr^{3+}:GSGG и Nd^{3+}:Cr^{3+}:YAG наряду с ионами Cr^{3+}, сенсибилизаторами с широкой полосой поглощения, образуются и ионы Cr^{4+}в той или иной степенны концентрации в зависимости от метода получения рассматриваемых лазерных материалов. Присутствие ионов Cr^{4+} обычно приводить к увеличению потерь лазерного материала на длине волны генерации, и вместе с тем увеличению порога генерации в непрерывном режиме работы лазера. Однако, с другой стороны Cr^{3+}:YAG материалы используются в качестве насыщающегося поглотителя для модуляции добротности и пассивной синхронизации мод лазеров на длине волне ~ 1мкм, благодаря эффективному поглощению ионами Cr^{4+} на этой длине волны. В связи с этим, в данной работе рассмотрена возможность создания лазеров с солнечной накачкой с модуляцией добротности и пассивной синхронизации мод на основе лазерных материалов Nd^{3+}:Cr^{3+}:GSGG и Nd^{3+}:Cr^{3+}:YAG с примесями ионов Cr^{3+}. Для этого разработана компьютерная модель лазера с солнечной накачкой, и с насыщающимся поглотителем, где используются скоростные уравнения, учитывающие поглощение на примесных ионах Cr^{4+}.

Инверсия населенности *y* определялось решением скоростного уравнения [1]:

$$\frac{dy}{dt} = (W_p(N_t - y) - (\frac{\sigma I}{hv} + A)y) \qquad (1)$$

где $A = \frac{1}{\tau}$ - вероятность перехода с верхнего лазерного уровня, N_t –полная концентрация атомов неодима, σ - сечение вынужденного излучения с лазерного уровня, W_p-скорость накачки. Интенсивность внутрирезонаторного излучения вычислялась следующим рекуррентным соотношением

$$I_i = I_{i-1}\exp(2(\sigma y d - \alpha) + \ln(RRL)), \qquad (2)$$

где $RRL = R_1 R_2 (1 - L_i)^2$, R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора, L_i – внутренние потери резонатора, α - коэффициент насыщающегося поглощения.

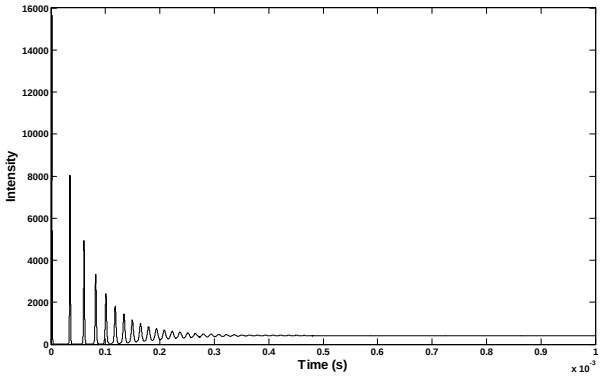


Рис.1. Временная зависимость выходного излучения при отсутствии примесей Cr^{4+} .

На рис.1. приведена полученная временная зависимость выходного излучения для чистых лазерных материалов Nd^{3+}:Cr^{3+}:YAG без примесей ионов Cr^{4+}.

При концентрации примесей Cr^{4+} ионов $6\cdot 10^{15}$ $см^{-3}$ лазер переходить в стационарный режим без затухания, т.е. в стационарный импульсно-периодический режим работы, где генерируются непрерывная последовательность импульсов (рис.2).

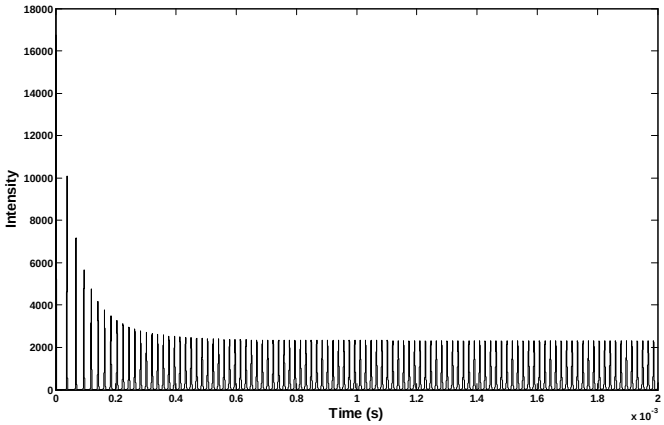


Рис.2. Результат моделирования процесса генерации в присутствие примесей Cr^{4+} в активном элементе с концентрацией $6\cdot 10^{15}$ $см^{-3}$.

В заключении отметим, что присутствие ионов Cr^{4+} с концентрацией ~ $10^{16}см^{-3}$ в рассмотренных активных элементах приводит к модуляции добротности резонатора лазеров с солнечной накачкой и в зависимости от концентрации и мощности накачки позволяет генерировать последовательность различных импульсов в наносекундном диапазоне. Однако с увеличением концентраций ионов Cr^{4+} увеличивается пороговая мощность накачки, что приводит к уменьшению эффективности преобразования солнечного излучения в лазерное излучение.

Литература

1. О. Звельто. Принципы лазеров (С. Петербург, Лань, 2008).

ЖИДКОСТНЫЙ ЛАЗЕР С СОЛНЕЧНОЙ НАКАЧКОЙ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ СДВИГОМ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА CR:LICAF.

Ш.Д. Пайзиев, С.А. Бахрамов, Ф.Ф. Шаймов

Специализированное конструкторско-технологическое бюро при Институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз.
100125 Ташкент, Узбекистан

Оксихлорид фосфор с неодимом $POCl_3$-$SnCl_4$-Na^{3+} считается одним из перспективных жидкостных лазерных материалов для создания лазеров с солнечной накачкой благодаря ее спектрально-люминесцентным характеристикам в диапазоне длин волн 0.4 - 1.0мкм, где сосредоточена основная часть энергии солнечного излучения (рис.1.)

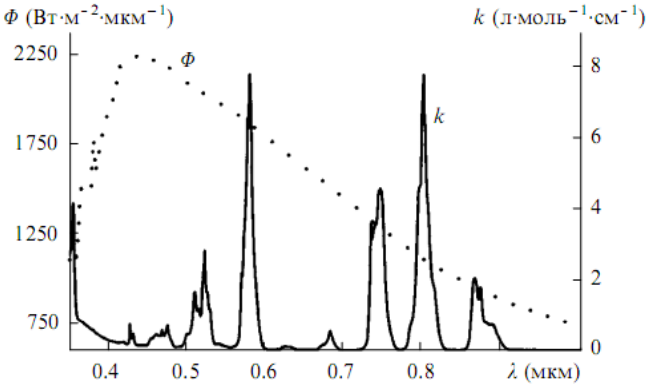


Рис.1. Спектр поглощения $POCl_3$-$SnCl_4$-Na^{3+} (сплошная линия) и спектр излучения солнца [1].

Видно что, спектр поглощения оксихлорид фосфора ($POCl_3$-$SnCl_4$-Na^{3+}) достаточно хорошо перекрывается со спектром солнечного излучения. Однако коэффициент перекрытия составляет ~15% и основной вклад в инверсию населенности в активной среде вносять полосы поглощения в окрестности 0.8мкм. В работах [1,2], были исследованы возможности создания солнечных лазеров с использованием данной активной среды. В работе [1] была разработана модель жидкостного солнечного лазера космического базирования. Отмечалось, что КПД такого лазера может варьироваться от 2,8% до 3,6% в зависимости от коэффициента концентрации солнечной энергии. В работе [2] была рассмотрена возможность создания солнечной лазерной системы на Большой Солнечной Печи, согласно которой лазерная система состояла из 25 параллельно размешенных стеклянных кювет с длиной до 100 см. Однако, несмотря на оптимальной выбор конструкции лазера и системы охлаждения расчеты показали, что КПД такого лазера не может превышать 5% при использовании активных сред стержневой геометрии.

В связи с этим, в данной работе для увеличения эффективности преобразования лазера на оксихлорид фосфоре предлагается использовании технологии дисковых лазеров в комбинации с спектральным сдвигов коротковолновой части спектра солнечного излучения в длинноволновый диапазон в окрестности 0.8мкм, где рассматриваемая активная среда может эффективно поглощать и преобразовать солнечный свет в лазерное излучение. Для спектрального сдвига предлагается использование Cr:LiCAF, который имеет широкие полосы поглощения в областях 0.4мкм и 0.6мкм, а спектр люминесценции находиться в окрестности 0.8мкм т.е. там, где оксихлорид фосфор с неодимом может эффективно поглощать. Применение Cr:LiCAF материала позволяет использовать тот интервал солнечного спектра, которая раньше не давал никакой вклад в генерацию лазера. В свою очередь, это должно приводить к увеличению КПД рассматриваемого жидкостного лазера с солнечной накачкой.

Предлагаемая схема лазера представляет собой систему, состоящую из солнечного концентратора, в центре которого размешено выходное зеркало резонатора, и активной среды на фокусе концентратора, прокачиваемый через прямоугольную стеклянную трубку на задней части которой устанавливается материал Cr:LiCAF в тепловом контакте с теплообменником (рис.2.).

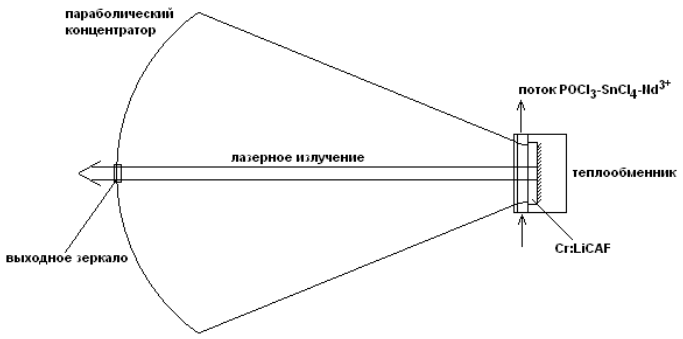


Рис.2. Принципиальная схема дискового солнечного лазера.

При протекании жидкостной активной среды через трубку, где она подвергается накачке концентрированным потоком солнечного излучения, часть спектра солнечного излучения поглощается ионами неодима в активной среде, а не поглощенная часть солнечного излучения проходить через жидкость и будет поглощен в Cr:LiCAF. Поглощенная часть излучения в Cr:LiCAF затем переизлучается в длинноволновом диапазоне, в обратном направлении и будут поглощен опят ионами неодима и как следствие увеличивается эффективность накачки. Предварительные расчеты показывает, что при использовании материала Cr:LiCAF для спектрального сдвига солнечного спектра может приводить к увеличению КПД преобразования до 15%.

1. А.А. Серегин., Е.А. Серегина. Модель жидкостного импульсного лазера космического базирования с накачкой от Солнца // Квантовая электроника. 2004. т.34. №2. –С. 99-102.
2. S. Bakhramov, Sh. Payziyev, A. Kasimov and F. Shaiimov, “Possibility of Greating Liquid Lasers on Big Solar Furnase”, Applied Solar Energy, V.45. No:4, pp. 276 – 278, 2009.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ СИНТЕЗА $BATIO_3$ И $SRTIO_3$ НА СОЛНЕЧНОЙ ПЕЧИ

Ж.З.Шерматов, М.С.Пайзулаханов

Институт материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз
100084 Ташкент, ул.Бодомзорйули, 2-Б, fayz@bk.ru, vipshersun@bk.ru

Анализ полученных результатов показывает, что поликристаллические титанаты бария и стронция представляют собой керамику, в которой имеются хаотически расположенные друг относительно друга отдельные микрокристаллики и прослойки стекловидной фазы. Количество стекловидной фазы в зависимости от степени температуры спекания, и как следствие степени спекания составляет от 1 до несколько десятков процента по весу. При довольно высоких температурах спекания количество стекловидной фазы составляет 1-2 вес.%. Такая микроструктура придает керамике высокую диэлектрическую и механическую прочность.

На рис.1 приведены температурные зависимости сопротивления образцов $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$.Зависимости электрического сопротивления образцов титаната бария обнаруживают пик при температуре T=120^{0}C. Скачок сопротивления при 120^{0}C по-видимому связан с сегнетоэлектрическим фазовым переходом, температура КюриT$_c$, при котором домены распадаются и сегнетоэлектрик превращается в обычный диэлектрик. В случае $SrTiO_3$ кривая электрического сопротивления не обнаруживает аномалии.

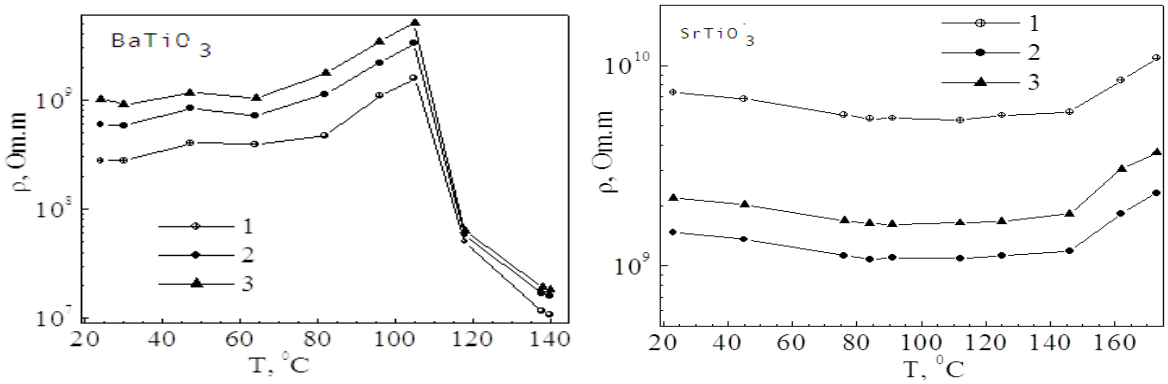


Рис.1.Температурные зависимости сопротивления образцов $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$ при различном постоянном напряжении: 1 - 10 В, 2 - 20 В, 3 - 30 В.

Из рис.2 видно, что в случае титаната бария зависимость диэлектрической проницаемости имеет насыщение при значении напряженности электрического поля порядка 60000 V/m. Диэлектрическая проницаемость титаната стронция насыщается при 50000 V/m.

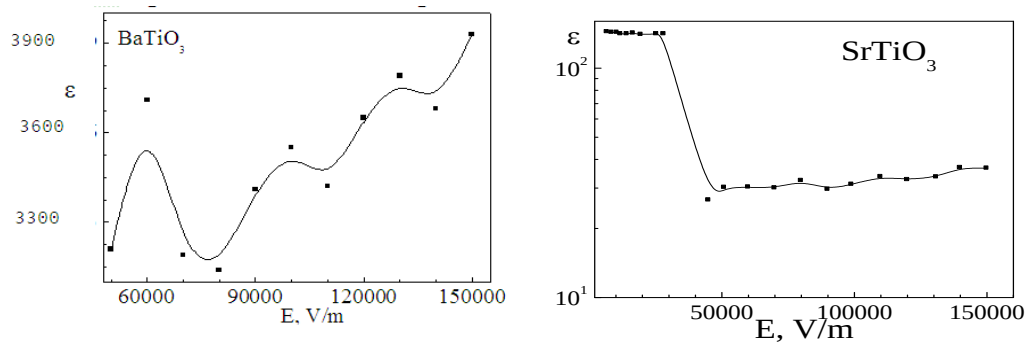


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости образца $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$ от напряженности электрического поля.

На рис.3 приведены зависимости поляризованности образцов $BaTiO_3$, $SrTiO_3$, $(Ba,Sr_{0.1})TiO_3$ и $(Ba,Sr_{0.15})TiO_3$ от напряженности электрического поля.

Поляризация диэлектрика вызывает уменьшение (ослабление) в нем поля, по сравнению с первоначальным внешним полем $P = \varepsilon\varepsilon_0 E$ где P - поляризуемость образца, ε - диэлектрическая проницаемость образца (Диэлектрическая проницаемость среды ε показывает, во сколько раз поле

ослабляется диэлектриком, внесенным в это поле), ε_0 - электрическая постоянная (в системе СИ ε_0 = $8{,}85\cdot10^{-12}$ Ф/м), E - напряженность электрического поля.

При этом тангенс угла диэлектрических потерь в рамках ошибки измерения tgδ составил ≈ 0,031 (А-типа образцы) и ≈ 0,037 (Б-типа образцы).

Наблюдаемые высокие значения диэлектрической проницаемости у титаната бария можно объяснить с тем, что он является единственным, у которого расстояние между ионами титан — кислород больше, чем сумма их радиусов, что определяет рыхлость кристаллической решетки титаната бария и его аномально высокую диэлектрическую проницаемость.

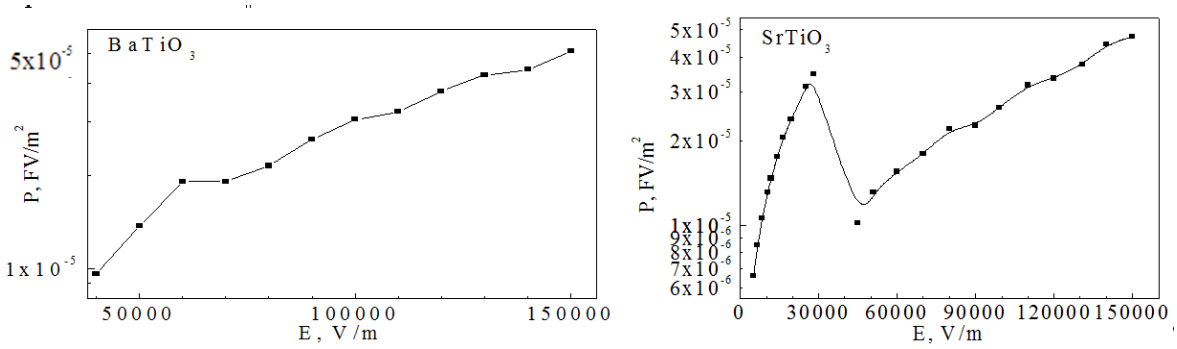


Рис. 3. Зависимость поляризованности образца $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$ от напряженности электрического поля.

Для объяснения полученных результатов можно сказать, что при охлаждении до температуры 135^0C в $BaTiO_3$ происходит сегнетоэлектрический фазовый переход: атомы смещаются из положений, указанных выше, вдоль одного из шести эквивалентных в кубической фазе направлений типа <001> (направления ребер куба). Кубическая ячейка спонтанно деформируется и становится тетрагональной (пространственная группа симметрии P4mm), координаты атомов: Ba - (0,0,0); Ti - (1/2,1/2,1/2+δZTi); O1 - (1/2,1/2,δZO1); O11 - (1/2,0,1/2+δZO11), (0,1/2,1/2+δZO11). Атомы кислорода становятся неэквивалентными из-за различия смещений вдоль оси Z. Параметры элементарной ячейки при комнатной температуре: a = 3.992 (вдоль осей X и Y) и c = 4.036 (вдоль оси Z). Переход из кубической фазы в тетрагональную сопровождается диэлектрической аномалией при температуре Tc ≈ 135 ^{0}C.

Анализ зависимостей электрического сопротивления, диэлектрической проницаемости и поляризованности образцов титанатов бария с частичным замещением бария на стронций, отношением ионных радиусов r_{Sr}/r_{Ba}=0.88, можно заметить, что такое замещение приводит к подавлению сегнетоэлектричства. по мере увеличения количества атомов стронция, замещающих атомов бария, наблюдается деформация тетрагональной решетки и переход ее к кубической модификации.

Кинетика спекания и соответствующие эффекты усадки в значительной мере определяются скоростями удаления из образца газовой фазы. На первой стадии спекания (активная усадка) при вязком течении число пор резко уменьшается с выходом их на поверхность образца. Скорость уплотнения образца определяется размерами частиц, поверхностным натяжением и вязкостью жидкой фазы. На второй и третьей стадиях основной механизм спекания определяется диффузией газовой фазы в пределах кристаллита и реакциями на границах раздела твердой, жидкой и газовой фаз.

УНИКАЛЬНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВЕННОГО ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА КРЕМНИЕВОЙ ОСНОВЕ

Э.З.Имамов[1], Т.А.Джалалов[1], Р.А.Муминов[2]

[1]*Ташкентский университет информационных технологий*
[2]*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз*
100202, Ташкент, ул. Амира Темура, 108, Узбекистан, Telefon: (99890) 979-20-57; e-mail: erkinimamov@mail.ru

В интересах будущего человечества актуальной проблемой современности становится ориентация на возобновляемые источники энергии (ВИЭ). Главное преимущество ВИЭ в их возобновляемости и практической неисчерпаемости, они пополняются от постоянно существующих или периодически возникающих в природе потоков энергии. По климатическим и географическим

параметрам для Узбекистана наиболее подходящей разновидностью ВИЭ является солнечная энергетика.

Каким параметром оценивается эффективность солнечных элементов (СЭ). Эффективность – понятие относительная. Она изменяется от нуля до какого-то предела.

Предел эффективности СЭ определяется из расчета той долей естественного спектра интенсивности солнечного излучения, которая может преобразоваться в электричество. Только этой частью интенсивности и определяется эффективность СЭ или полоса спектра эффективного поглощения солнечного излучения (ПСЭПСИ).

Большинство СЭ в мире производят на кристаллах Si. У него 31,43% спектра (от 1,08 эВ и максимум до 2 эВ) – это ПСЭПСИ, а значит и теоретический предел возможности. Вся остальная полоса спектра (68,57%) - только нагревает устройство! (таблица) Как говорится: выше головы не пригнешь!

Однако, если найти способ расширения ПСЭПСИ, то увеличится и теоретический предел. В работе показано решение этой проблемы на основе сочетания традиционных методов изготовления полупроводниковых СЭ на Si основе с методами нано технологии[1].

Нано технологическая обработка освещаемой поверхности СЭ приводит к образованию на ней принципиально новых контактных структур (НКС), которые в корне изменяют функциональные возможности СЭ. Конструкция нового СЭ с НКС позволяет ПСЭПСИ расширить за счет полного охвата видимой области спектра (32,86%, еще от 2 до 3эВ), части ИК (6,43% от 0,1 до 1эВ) и УФ (17,14%, от 3 до 4эВ) излучения.

Эффективное поглощение почти всего спектра солнечного излучения реализуется в СЭ с НКС благодаря:

-наличия специфической иглообразной геометрии поля,

-сильной неоднородности и достаточно большой протяженности контактного поля в ОПЗ,

-тому, что СЭ с НКС состоят из многих нано размерных р-п переходов.

В итоге СЭ с НКС обеспечивают:

- расширение спектра преобразования света,
-снижение себестоимости производства,
- уменьшение деградации и удлинение срока службы
-повышение добротности.

Таблица

Спектральные характеристики солнечного излучения						
Спектральный диапазон		Интенсивность		Интенсивность		
		По числу фотонов	по мощности	в процентах		
(эВ)	(мкм)	(фот/с·м^2)·10^{20}	(Вт/м^2)	(%)		
0 - 0,5	∞ - 2,5	1	10	0,72	6,43	6,43
0,5 - 1	2,5 - 1,25	5	80	5,71		ТД
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	ПСЭПС	ТД
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	17,14
3,5 - 4	0,37 -0,31	0,5	100	7,14		ТД
4 - 4.5	0,31 - ,26	-	80	5,71	5,71	10,0
4,5 - 5	0,26 -0,25	-	60	4,29	4,29	
> 5	< 0,25	-	30	2,14	2,14	2,14

Работа выполнена при поддержке международного проекта CRDF PSAX-14-60115-0

[1] Полная информация в статье этих же авторов в журнале «Гелиотехника» №3 за 2014 год.

ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ДОМА

Э.Б.Мазинов, Г.Ш.Шамузафарова

ООО «SALIMASERVIS»

г.Ташкент, ул.Кары-Ниязи, 13,тел.+99891-1649524, e-mail: shamuzafarova.guzal@mail.ru

Одним из решений проблемы экономии природного топлива является строительство солнечных домов.

Главной задачей авторов являлось создание дома, отапливаемого от освещения солнечной радиацией, включающего также аккумулирование солнечной энергии в виде тепловой для возможности использования ее в ночное время.

Нами предлагается проект двухэтажного 6-комнатного жилого дома. Он представляет собой объем, строго ориентированный главным фасадом на юг. Размеры в плане 14,2 м × 11,0 м, высота от уровня нулевой отметки до верха перекрытия второго этажа 6,5 м. Высота цоколя 1,3 м.

Основным условием размещения дома в целях использования солнечной энергии для отопления и горячего водоснабжения является строгая ориентация по сторонам света.

В целом дом представляет собой строение комбинированного типа с совмещением принципов пассивного и активного солнечного дома.

Принципиальная особенность проекта – размещение в объеме дома аккумулирующих теплоприемников двух типов, которые получают тепло от солнечной радиации через остекление южной стороны дома.

Снаружи, рядом с домом, расположен солнечный коллектор для аккумуляции солнечной энергии. Аккумулирующими элементами служат колотые камни талькомагнезита фракции (10-15) см, удельная теплоемкость которых составляет 0,98 кДж/кг ^{0}С /2/, что в 2,5 раза больше теплоемкости огнеупорного кирпича. Количество послойно выложенного колотого камня по высоте составляет от одного до двух метров. Теплоприемники снабжены механизмом, закрывающим солнечные коллекторы в холодное и ночное время суток.

Вторым элементом аккумулирования тепла является водяной резервуар объемом 15,5 м^3, (выделяемое тепло при охлаждении на 1^{0}С равно 65000 кДж/м^3^{0}С).С целью предотвращения испарения открытая часть резервуара снабжена заслонкой.

Сеть подпольных и внутристенных каналов позволяет осуществлять равномерное распределение тепловых потоков в жилые помещения дома. Для более интенсивной циркуляции потоков тепла возможно использование слаботочных автоматических электровентиляторов.

Для поступления тепла в ночное время южная стена дома представляет собой разновидность «стены Тромба» /1/, выполненной из двух слоев кирпичной кладки, между которыми находится слой теплоизоляции. Стена окрашена в темный цвет и застеклена снаружи. Кроме того, половина стены остеклена оконными блоками с двуслойными и трехслойными стекольными пакетами. Все южное остекление обеспечено роллетными жалюзи, закрывающими остекление в ночное и холодное время суток.

Предусмотрена также возможность установки солнечных водонагревателей на односкатной крыше с небольшим уклоном для снабжения дома горячей водой.

В процессе строительства и эксплуатации солнечного «дома-лаборатории» предполагается провести исследование теплотехнических и энергетических характеристик экспериментального солнечного дома.

Литература

1. http //www.svasti.ru/files/solar rules/ch15.htm/
2. http://pechki66.ru/index.php/kamni-dlya-kamenki/talkomagnezit-detail.

СОЛНЕЧНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ООО “MIR SOLAR”

А.М.Мирзабаев, Т.А.Махкамов

Производственное предприятие ООО «Mir Solar» является ведущим производителем гелиосистем в Республике Узбекистан. В рамках Постановлений Президента Республики Узбекистан (№ ПП-1048 от 27.01.2009г., № ПП-1306 от 23.03.2010г., №ПП-1590 от 29.07.2011г., №ПП-2121 от 04.02.2014г.) занимается производством фотоэлектрических станций для получения электрической энергии и гелиоустановок нагрева воды.

Образцы начальной продукции определились из результатов совместных лабораторных исследований с Физико-техническим институтом НПО «Физика-Солнце» АН Узбекистана.[1]

На сегодняшний день предприятием освоено серийное производство комбинированных фотоэлектрических станций типов KFS-50/12, KFS-100, KFS-300, KFS-500 и KFS-1000 (Ts 17490824-001:2013). На их базе предприятие изготавливает в кратчайшие сроки электростанции круглогодичного функционирования с наращиваемой мощностью (до 100 кВт) посредством аддитивного присоединения группируемых фотопреобразовательных модулей. В состав фотоэлектрических станций (ФЭС) входят разработанные и изготовленные на предприятии солнечные панели, электронные блоки контроля и управления, которые по требованию заказчика комплектуются аккумуляторными батареями и наиболее экономичными системами внутреннего и уличного освещения на основе светодиодов высокой яркости.

ООО «Mir Solar» также освоило серийное производство солнечных водонагревательных установок типа SUV-10, предназначенных для горячего водоснабжения жилых и производственных зданий, нагрева воды в бассейнах и т.д. (TSh 64-17490824-02:2012).

Высокая надежность, эффективность и адаптированность фотоэлектрических станций и водонагревательных установок производственного предприятия ООО «Mir Solar» к климатическим условиям Центральной Азии подтверждается международными сертификатами и их успешной эксплуатацией на предприятиях различных отраслей народного хозяйства Республики Узбекистан.

На предприятии работает сплоченный многонациональный высококвалифицированный коллектив – ведущие специалисты с учеными степенями, инженеры и техники, выездные монтажные бригады. Сотрудники с уникальным опытом и знаниями увлеченно воплощают в жизнь научные результаты и новые технологии в области солнечной энергетики.

В инфраструктуру предприятия входят:

- современная производственная линия по выпуску солнечных панелей производительностью не менее 10 000 000 Вт в год;
- производственные мощности для изготовления не менее 10 000 шт гелиоколлекторов в год для систем солнечного горячего водоснабжения.

Предприятие также имеет механический, сварочный, литейный и столярный цеха с хорошей комплектацией станков, запас различных материалов и комплектующих.

Стратегия производства ФЭС, реализуемая ООО “Mir Solar”, в наибольшей мере соответствует интересам государства. Это стремление минимизировать использование импортной составляющей в спецификации элементов и разработка собственной технологии всех стадий изготовления ФЭС. На сегодняшний день удалось довести уровень локализации до 65 %. Импортируются только солнечные элементы и некоторые комплектующие для фотоэлектрических панелей. А изготовление самих панелей и электронных устройств, в составе которых основными являются контроллер и инвертор, ведется по собственным технологиям на своём оборудовании.

Если в начальном отчетном 2008 г. было изготовлено всего 0,3 кВт, то в текущем 2014 г. планируется изготовить 300 кВт

Таблица 1

Темп развития изготовленных мощностей ФЭС

Годы	2008 г.	2009 г.	2010 г.	2011 г.	2012 г.	2013 г.	2014 г план
Освоенная мощность, кВт	0,3	7,2	50	20	140	200	300

Прогнозируя близкое интенсивное развитие и внедрение солнечной электроэнергетики, в том числе и автономных децентрализованных ФЭС, и следуя своей стратегии действовать на опережение, предприятие приобрело новую импортную установку по герметичной ламинации солнечных панелей. Ее отличает от действующей первой установки полная автоматизация технологического процесса ламинации и увеличение в несколько раз числа одновременно ламинируемых панелей за один рабочий цикл. Производственной линии на базе новой установки позволит довести выпуск солнечных панелей с суммарной мощностью не менее 10 МВт в год. При этом характеристики и дизайн панелей будут соответствовать мировому стандарту качества и не хуже европейский образцов.

Основными партнерами ООО «Mir Solar» по внедрению гелиосистем в Узбекистане являются НПО «Физика-Солнце» и МинГеологии, Институт сейсмологии АН РУз, ГАК «Узбекэнерго», Узтелеком, Минвуз, Минздрав, ОАО СП «УзБАТ А.О.», ПРООН, GIZ, фермеры и пчеловоды. [2]

В своей деятельности ООО «Mir Solar» руководствуется следующими принципами:

1. Качество исполнения, эффектный дизайн, доступные цены для всех слоёв населения – вот главенствующие показатели производства продукции. Предприятие стремится понимать текущие и будущие потребности населения Узбекистана, выполнять их требования и предчувствовать их ожидания;

2. Создание отдельных установок и многоцелевых комбинированных систем с комплексным сочетанием фотоэлектрических модулей, солнечных коллекторов, биогазовых установок и ветрогенераторов.

3. Расширение ассортимента изготавливаемых приборов и систем электро- и теплоснабжения, использующих возобновляемые источники энергии – Солнце, биомассу, ветер.

4. Широкомасштабное внедрение в Узбекистане продукции предприятия посредством развития сети региональных представительств, производственных филиалов и пунктов сервисного обеспечения.

5. Совершенствование системы менеджмента качества предприятия в соответствии O'Z DSt ISO 9001:2009. (Сертификат № UZ.SMT.04.022.001).

Литература

1. М.Мирзабаев, А.М.Мирзабаев, В.П. Кононеров, М.Н. Турсунов. //Матер. Междун. конф, Фундаментальные и прикладные вопросы физики. Ташкент, 2006 стр.94-95.
2. Мирзабаев А.М., Махкамов Т.А.- Разработка и применение гелиосистем в Узбекистане.- Проблемы энерго- и ресурсосбережения. Ташкент. Спец. выпуск 2011 с. 99-102.

Формат 60×84 $^{1}/_{8}$. Усл. печ. л. 24,8. Уч.-изд. л. 29,5. Тираж 110 экз.

Отпечатано в Минитипографии Управделами АН РУз:
100047, Ташкент, ул. акад. Я. Гулямова, 70.