

**Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева
Национальной академии наук Кыргызской Республики**

ISSN 1694-6634

www.iopjournal.org

эл. почта: info@iopjournal.org

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ

ФИЗИКА

ИЛИМИЙ ЖУРНАЛЫ

2023, №1

Кыргызстан, г. Бишкек

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ ФИЗИКА

В настоящем журнале опубликованы сборник докладов XIII Иссык-Кульской международной школы-конференции по радиационной физике SCORPh-2023, 31 июля по 6 августа, посвященной 90-летию со дня рождения члена-корреспондента НАН КР А.А. Алыбакова основателя физики твердого тела в Кыргызской Республике.

Учредитель:

Институт физики им. академика Ж. Жеенбаева Национальной академии наук Кыргызской Республики

Журнал зарегистрирован в Министерстве юстиции Кыргызской Республики.

Свидетельство о регистрации №1418 от 13 июня 2008г.

ISSN 1694-6634

Редакционная коллегия:

Главный редактор, д. ф.-м. н., член-корр.

НАН КР **Жеенбаев Н. Ж.**

Зам. главного редактора, д. ф.-м. н., профессор **Касмамытов Н. К.**

Ответственный секретарь, к. ф.-м. н., с. н. с. **Ласанху К. А.**

Члены редколлегии:

А. А. Кутанов

Т. С. Рамазанов

М. М. Кидибаев

Э. М. Мамбетакунов

Б. В. Шульгин

Т. Н. Нурахметов

С. Джуманов

М. Имаев

А. А. Назаров

В. Н. Фоломеев

Р. М. Султаналиева

Н. К. Джаманкызов

Г. Дж. Кабаева

А. Т. Татыбеков

В. Ю. Иванов

К. Х. Хайдаров

К. К. Талыпов

Дж. А. Исмаилов

Б. Б. Саякбаева

Академик НАН КР (Кыргызстан)

Академик НАН РК (Казахстан)

Академик НАН КР (Кыргызстан)

Член-корр. НАН КР (Кыргызстан)

д. ф.-м. н., профессор (Россия)

д. ф.-м. н., профессор (Казакстан)

д. ф.-м. н., профессор (Узбекистан)

д. ф.-м. н., профессор (Россия)

д. ф.-м. н., профессор (Россия)

д. ф.-м. н., профессор (Кыргызстан)

член-корр. НАН КР (Кыргызстан)

д. ф.-м. н., профессор (Кыргызстан)

д. ф.-м. н., профессор (Кыргызстан)

д. т. н. (Кыргызстан)

к. ф.-м. н. (Россия)

к. ф.-м. н. (Кыргызстан)

к. т. н. (Кыргызстан)

к. т. н. (Кыргызстан)

к. ф.-м. н.(техн. секр-рь)(Кыргызстан)

Адрес редакции:

720071, Кыргызская Республика,
г. Бишкек, проспект Чуй, 265-а

Тел.: +(312) 64-62-90

Факс: +(312) 43-11-69, 43-11-71

E-mail: MegaCom17@mail.ru

УДК: 543:423:575.2 (04)

ЭКИ АГЫМДУУ ПЛАЗМАТРОНДУН ЖАРДАМЫ МЕНЕН КЫРГЫЗСТАНДАГЫ МИНЕРАЛДЫК ИЧҮҮЧҮ СУУЛАРГА СПЕКТРАЛДЫК АНАЛИЗ ЖҮРГҮЗҮҮ

Доржуева Г. Ж.

академик. Ж.Жеенбаев атындагы физика институту, Кыргыз Республикасынын Улуттук Илимдер Академиясы 720071, Бишкек ш., Чуй проспектиси, 265^а, тел.: (312) 642699.

E-mail: Gulbara.D@mail.ru

Аннотация: Эки агымдуу плазматрондун жардамы менен Кыргызстандагы минералдык ичүүчү суулардын курамындагы оор металлдарга сандык спектралдык анализ жүргүзүлдү. Ичүүчү минералдык суулардын курамындагы оор элементер ар кандай катышта экендиги таблицадан көрүнүп турат. Бул эмгек эки агымдуу ДГП-50 плазматронунун жардамы менен минералдык ичүүчү сууларына атомдук-эмиссиялык спектралдык анализдөөнүн мүмкүнчүлүктөрүн изилдөөгө арналган.

Ачкыч сөздөр: атомук-эмиссалдык спектроскопия, эки агымдуу плазматрон, микроэлементтер, оор металлдардын курамы, минерал суулары.

ПРОВЕДЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА МИНЕРАЛЬНЫХ ПИТЬЕВЫХ ВОД КЫРГЫЗСТАНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВУХСТРУЙНОГО ПЛАЗМАТРОНА

Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева Национальной Академии Наук Кыргызской Республики 720071, г. Бишкек, проспект Чуй, 265^а, тел.: (312) 642699.

E-mail: Gulbara.D@mail.ru

Аннотация: Количественный спектральный анализ тяжелых металлов в минеральной питьевой воде Кыргызстана проводили с помощью двухструйного плазматрона. Из таблицы видно, что тяжелые элементы в питьевой минеральной воде находятся в разных процентах. Настоящая работа посвящена изучению и развитию возможностей атомно-эмиссионного спектрального анализа питьевой воды на микроэлементы с использованием двухструйного плазматрона ДГП-50.

Ключевые слова: атомно-эмиссионная спектроскопия, двухструйный плазматрон, микроэлементы, состав тяжелых металлов, минералов.

SPECTRAL ANALYSIS OF MINERAL DRINKING WATERS IN KYRGYZSTAN USING A TWO-JET PLASMATRON

Institute of physics academician J. Jeenbaev. National Academy of Sciences of the Kyrgyz Republic. Bishkek, Chui prospect 265^a. tel: (312) 642699.

E-mail: Gulbara.D@mail.ru

Annotation: Quantitative spectral analysis of heavy metals in the mineral drinking water of Kyrgyzstan was carried out using a two-jet plasma torch. The table shows that heavy elements in drinking mineral water are in different percentages. This work is devoted to the study and development of the possibilities of atomic emission spectral analysis of drinking water for trace elements using a DGP-50 two-jet plasma torch.

Key words: atomic-emission spectroscopy, two-jet plasmatron, microelements, composition of heavy metals, minerals.

Атомдук-эмиссиалдык спектралдык ыкма, жаратылыш сууларына, минералдык сууларга, биосфералык объектилерге анализ жүргүзүүдө, химиялык элементтердин курамын жогорку тактыкта аныктоо үчүн эффективдүү колдонулат. Бул ыкма, эки агымдуу плазматрондун жардамы менен порошок жана суюк үлгүлөргө анализ жүргүзүү үчүн шартталган.

Плазма агымына киргизилген үлгүлөрдүн толук буулануусу, элементтердин курамын жогорку тактыкта жана сезгичтигинин төмөнкү чеги менен аныктоого мүмкүндүк берет.

Ичүүчү минералдык сууну тузсуз суудан айырмалоонун жана дарылык касиетин аныктоонун негизги критерийлери болуп, алардын минералдашуусу жана химиялык курамы саналат. Алар көптөгөн табигый суулардын температурасы жана курамындагы газдары менен айырмаланат. Кыргызстандын аймагында 250дөн ашуун табигый жана бургулоо көзөнөгү менен чыгарылган минералдуу суулар бар.

Алар жөнөкөй иондор же эрибеген туздар түрүндө болуп, концентрацияларынан айырмаланат. Көбүнчө натрий, калий, кальций, магний жана хлор, сульфат, бикарбонат ж.б.

Бул микроэлементтердин (марганец, жез, цинк, молибден, мышьяк темир, кобальт, никель, хром, коргошун ж.б.) иондору минералдык сууларда макроөлчөмдө камтылган, адамдын организмде көпчүлүк ферменттердин нормалдуу иштешинин өзгөрүлбөс компоненттери болуп саналат жана организмдеги түрдүү зат алмашуусуна активдүү жөндөмдүү [1-3].

Кыргызстандын минералдык сууларынын анализи боюнча маалымат адабиятта дээрлик жок, Ак-Суунун көмүр кычкылдуу минералдык сууларынын анализи боюнча бир макаладан башкасы. Бул сууда микроэлементтер электр жаасындагы кургак калдыктын спектралдык ыкмасы менен жана аномалдуу жогорулатылган концентрацияларда (кургак калдыктын салмагынан) никель, жез, коргошун, калай, жана барий табылган.

Ошондуктан Кыргызстандын минералдык сууларындагы оор металлдардын камтылышын аныктоо маселесин чечүү үчүн жогорку температурадагы дүүлүктүрүүчү булак – эки агымдуу плазматрон ДГП-50 пайдаланылды. Анализденүүчү суюктукту плазма агымынын ортосуна коюлган ийне аркылуу аэрозоль түрүндө үйлөтүү жолу менен берилип, аныктоонун төмөнкү чеги жана жогорку метрологиялык мүнөздөмөлөрү менен экспресс-талдоо жүргүзүүгө мүмкүндүк берет. Бул дагы бир жолу авторлору [2] тарабынан жакшы тастыкталган.

Үлгү алуу жана аны даярдоо. Минералдык ичүүчү суунун спектралдык анализин жүргүзүү үчүн бир литрлик бөтөлкөлөрдөгү жети минералдык суу тандалып алынган (соода дүкөндөрүнөн алынган), алардын минералдашуусу ар түрдүү.

Алынып келген Аквалент, Легенда, Байтик, Ысык-Ата, Артезиан, Бишкек, Жалал-Абад минералдык сууларын 10дон 20 эсеге чейин мешке коюп кайнатпай, таза соргучтун астында буулантуу жолу менен даярдалып, атайын өлчөмдүү айнек колбага куюлат.

Сандык спектралдык анализ жүргүзүү үчүн синтетикалык стандарт колдонулат. Аларды оксиддерден жана өзгөчө таза, химиялык таза (ӨТ, ХТ) туздардан алабыз. Химиялык тиешелүү кислоталар менен эритүү жолу менен даярдалат [4-6]. Башкы стандарттык эритмени 200мл көлөмдө алабыз, анын курамындагы эритмелеринен 1г/л концентрацияда, ал эми 3г/л өлчөмүндө натрий, кальций жана магний эритүүчүнү кошуу менен даярдалат.

Изилдөө шарттары. Даярадалган минералдык суу үлгүлөрдү жана синтетикалык стандарттык үлгүлөрдү, эки агымдуу плазматрондун жардамы аркылуу, оптималдык режимде жүргүзүлдү. Эки агымдуу плазматрондогу ток $I = 60\text{A}$, жумушчу газдын чыгымы $G = 2,5\text{л/мин.}$, убактысы $t = 30\text{сек.}$, ГОСТ-6 бирдигинин сезгичтиги менен ПФС-0.1 фотопластинкасына стандарттык үлгүлөр жана минералдык суулардын үлгүлөрү тартылды. Тартылып алынган пластинканын спектрлерин ДСП-1 спектропректорун жардамы менен атласты колдонуп, үлгүдөгү элементтердин спектрлери табылды. МФ-100 микрофотометрдин жардамы менен табылган ар бир элементтин спектринин каралыгы

(почернение) өлчөнүп алынды. Ар бир аналитикалык сызык үчүн салыштырма стандарттык үлгүлөрдүн жардамы менен I_{λ}/I_{ϕ} координатасында градуировкалык график тургузулду. Бул жерде I жана I_{ϕ} - аныкталуучу элементтин аналитикалык сызыгынын жана фонунун интенсивдүүлүгү; C —аныкталуучу элементтин проценттик курамы. Ар бир график жок дегенде төрттөн кем эмес салыштырма үлгүнүн жардамы менен тургузулат. Үлгүдөгү аныкталган оор металлдардын курамы градуировкалык график боюнча табылат.

Өлчөөнүн жыйынтыктары.

Жыйынтыктардын так маанисин алыш үчүн экиден аз эмес аныктоо жүргүзүлдү, алардын ортосундагы ажырым негизги ГОСТ 16263 боюнча каталыктын өткөрүмдүүлүк маанисинен жогору болушу керек. Жумушчу журналына бардык жүргүзүлгөн өлчөөлөр жазылды, өлчөөлөрдүн акыркы жыйынтыктарынын орточо арифметикалык мааниси алынат. Жүргүзүлгөн анализдин жыйынтыгы таблицада көрсөтүлдү.

Ичүүчү минералдык суулардын сандык спектралдык анализи

таблица

№	Мин.суулар	мг/л							
		Mn	Cr	V	Fe	Zn	Sr	Mo	Cu
1	Аквалент	0.012	0.022	0.140	0.090	0.22	0.04	0.06	0.01
2	Легенда	0.012	0.022	0.031	0.088	0.22	0.08	0.06	0.01
3	Байтик	0.012	0.024	0.025	0.093	0.25	0.07	0.06	0.01
4	Ысык-Ата	0.015	0.024	0.033	0.100	0.28	0.12	0.08	0.02
5	Артезиан	0.012	0.020	0.029	0.091	0.17	0.09	0.09	0.02
6	Бишкек	0.035	0.033	0.072	0.091	0.35	0.50	0.07	0.03
7	Жалал-абад	0.36	0.021	0.033	0.096	0.29	0.23	0.06	0.01
	ККЧ (ПДК)	0.1	0.05	0.1	0.3	5.0	7.0	0.5	1.0

Жыйынтыгы: Таблицада республиканын рыногунда эң кеңири таралган минералдык ичүүчү суулардын анализинин негизги жыйынтыктары келтирилген. Минералдык сууларды анализдөөнүн жыйынтыгы көрсөткөндөй, оор металлдардын эриген формаларынын жалпы курамы, бул элементтердин санитардык нормадан (ПДК, курамдын кармалуу чеги) бир нече эсе аз экендиги тастыкталды. Жалал-Абад суусунун курамындагы марганецтен башкасы, анын курамы санитардык нормадан 3,6 эсе жогору. Бул жыйынтыкты тастыктоо үчүн кошумча эксперименттик аныктоолор керек.

Ошентип, айрым суулардын минералдашуусуна жараша 10дон 20 эсеге чейин буулануусуна негизделген атомдук эмиссиялык анализ ыкмасы иштелип чыкты. Кыргызстандын ичүүчү минералдык сууларында 7 элементти аныктоого мүмкүндүк берди. Атомдук-эмиссиялык спектралдык анализ ыкмасы менен жүргүзүлгөн минералдык суулардагы элементтерди аныктоонун салыштырмалуу стандарттык четтөөсү 0,05-0,1 пайызын түздү.

Колдонулган адабияттар

1. Карякин А.В., Эмиссионный спектральный анализ объектов биосферы [Текст] / А.В.Карякин, И.Ф.Грибовская // –М.: Издательство Химия, 1978. - с.207.
2. Жеенбаев Ж.Ж., Энгельшт В.С., Урманбетов К. Двухструйный плазматрон для спектрального анализа // Заводская лаборатория. -1976. Т.42. -№42, №2. –С.174-176.
3. Урманбетов К. Атомной-эмиссионный спектральный анализ природных вод на установка «Нур» [Текст] / К. Урманбетов, Ж.Ж. Жеенбаев, Р. Таштанов, Г.Ж. Доржуева // Известия НАН КР 1998. №4. -с.23-27.

4. Доржуева, Г.Ж. Атомно -эмиссионное определение тяжелых металлов в жидкой пробе с возбуждением спектров на установке «Нур» [Текст] / Г.Ж. Доржуева // Журнал. Наука и новые технологии. Бишкек. №1. 2006. -с.13-18.
5. Доржуева Г.Ж. Изучения суммарного макро состава природных вод величину аналитических сигналов в двухструйном плазматроне [Текст] / Г.Ж. Доржуева, К. Урманбетов, Р.А. Таштанов // Вестник КНУ им. Аль-Фараби. 2008. №1 (25). -с.41-45
6. Доржуева Г.Ж. Ысык-Көлдүн жээгиндеги суулардын курамындагы оор металлдарга спектралдык анализ жүргүзүү. //Материаловедение., г.Бишкек №1, 2022(36),-с.14-18.

УДК 548.55:621.315.592

РАДИАЦИОННО-РЕГИСТРИРУЮЩИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ БРОМИДА ТАЛЛИЯ

Кузнецов М.С., Зараменских К.С., Морозов М.В.,
Пилушко С.М., Лисицкий И.С.

АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт
редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н.П. Сажина, г. Москва, РФ
e-mail: MSeKuznetsov@rosatom.ru

Аннотация: Использование бромида таллия позволяет получать полупроводниковые кристаллы с высоким удельным сопротивлением и радиационной стойкостью, а детекторам ионизирующих излучений на их основе – работать с высокой разрешающей способностью вблизи комнатной температуры. Разработана методика получения высокочистых кристаллов бромида таллия и изучены их электрофизические и детекторные свойства, а также проведены работы по созданию детекторных сборок.

Ключевые слова: *бромид таллия, кристалл, полупроводник, детектор ионизирующих излучений, высокочистые вещества*

В последние годы резко возрос интерес к широкозонным полупроводниковым соединениям в плане возможности получения на их основе детекторов ионизирующего излучения, которые имеют небольшой объем, не требуют охлаждения жидким азотом и обеспечивают высокую эффективность регистрации рентгеновского и гамма излучений. Энергетический диапазон детектируемого ими ионизирующего излучения лежит в интервале от 5 кэВ до нескольких МэВ, диапазон рабочих температур – в интервале от минус 40 °С вплоть до 36,6 °С.

Использование бромида таллия, имеющего высокие атомные номера составляющих компонентов (Tl – 81, Br – 35), большую плотность 7,56 г/см³, увеличивающую диапазон регистрируемых энергий и, соответственно, высокую поглощающую способность ионизирующих излучений, а также широкую запрещенную зону 2,68 эВ, позволяет получать полупроводниковые кристаллы с высоким удельным сопротивлением и радиационной стойкостью, а детекторам на их основе – работать с высокой разрешающей способностью вблизи комнатной температуры. Невысокая температура плавления 460 °С и отсутствие фазовых переходов при охлаждении позволяют на сравнительно простом оборудовании выращивать из расплава структурно однородные монокристаллы диаметром до 90 мм. Помимо указанного выше, TlBr негигроскопичен, что допускает его использование без дополнительных защитных покрытий.

Таким образом, по совокупности своих физических характеристик (высокого удельного сопротивления, хороших свойств переноса заряда и др.), технологичности и

себестоимости бромид таллия предпочтительнее ныне используемых аналогов, а при оптимальных условиях механической обработки и металлизации может полностью их превосходить.

В докладе приводятся сведения о разработанной методике получения высокочистых кристаллов бромида таллия и об их изученных электрофизических и детекторных свойствах, а также данные о работах по созданию сборок с целью применения данного материала для детекторов ионизирующего излучения.

УДК 616-089.843

БИОКЕРАМИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ В СОВРЕМЕННОЕ ВРЕМЯ

Ласанху К. А., Касмамытов Н. К.

Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева Национальной Академии Наук
Кыргызской Республики, 720071, г. Бишкек, проспект Чуй, 265^а

e-mail: MegaCom17@mail.ru

Аннотация. В статье рассматриваются все возможные биокерамические материалы на основе β -трикальциевого фосфата $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$, оксида алюминия Al_2O_3 , оксида циркония ZrO_2 , гидроксиапатита кальция $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$. Гидроксиапатит является наилучшим компонентом входящий в состав биоматериала в современное время это связано с его биоактивностью и сходностью с костной структурой.

Ключевые слова: биокерамика, гидроксиапатит кальция, наноматериал, β -трикальций фосфат, биоматериалы.

BIOCERAMIC MATERIALS IN MODERN TIMES

Lasankhu K. A., Kasmamytov N. K.

Institute of physics academician J.Jeenbaev. National Academy of Sciences of the Kyrgyz
Republic, Bishkek, Chui prospect 265^a

e-mail: MegaCom17@mail.ru

Annotation. The article considers all possible bioceramic materials based on β -tricalcium phosphate $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$, aluminum oxide Al_2O_3 , zirconium oxide ZrO_2 , calcium hydroxyapatite $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$. Hydroxyapatite is the best component of the biomaterial in modern times, this is due to its bioactivity and similarity with the bone structure.

Key words: bioceramics, calcium hydroxyapatite, nanomaterial, β -tricalcium phosphate, biomaterials.

Введение. В современное время важнейшей задачей материаловедения является разработка и технология получения керамических материалов с различным химическим и фазовым составом. Существуют множество видов и их сочетаний керамических материалов, которые применяются во всех уголках человеческой деятельности и жизни. Но в частности будет идти речь о биологически совместимых **материалов**, выполняемые из различной керамики (биологически активное стекло, стеклокерамику, оксид алюминия, рассасывающийся фосфат кальция, гидроксиапатит, силикат кальция и диоксид циркония) и **применяемые** в стоматологических и медицинских целях их называют биокерамические материалы которые получают как *in situ*, так и *in vivo* различными химическими процессами

[1]. Биокерамические материалы при оптимальных условиях могут использоваться для замены поврежденных костей, но в частности нужно обратить внимание на гидроксиапатит, так как он является основным составляющим соединением в костях. С помощью биокерамических материалов на основе гидроксиапатита было заменено более 40 различных частей человеческого тела – мышечную ткань, кожные покровы, кровеносные сосуды, нервные волокна, костную ткань и т.п. Биокерамика и мультizamещенный гидроксиапатит или аналогичные соединения обладают способностью вызывать регенеративную реакцию в организме. Правильный подбор биокерамических материалов является основой успеха заместительной терапии [3].

Цель исследования получить новую биокерамическую нанокерамику состоящая из наноструктурир. Как известно чаще всего нанокерамика состоит из β -трикальциевого фосфата $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$, оксида алюминия Al_2O_3 , оксида циркония ZrO_2 , гидроксиапатита кальция $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$. Такие структуры состоят из сплошных контактирующих друг с другом зерен с размером от одного до нескольких сотен нанометров.

Керамика в большей степени биологически инертна и не вызывает ни каких побочных клинических проявлений – воспаления или отторжения имплантата, из-за этого нанокерамику используют в качестве покрытия имплантируемых материалов. Так же благодаря своей твердости она повышает износостойкость, деградацию и образования на имплантатах различных иммуногенных микрочастиц и продуктов коррозии [4-6].

Из всех нанокерамик отдельно стоит отметить гидроксиапатит кальция (ГА) $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$, с точки зрения биосовместимости. ГА биологически активны, за счет этого данный нано материал хорошо взаимодействует с костной тканью и улучшает регенерацию кости с имплантатом [6].

В таблице 1 показаны основные виды фосфата кальция.

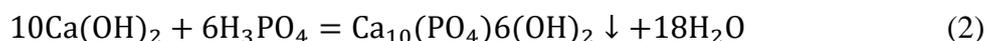
Таблица 1. Фосфаты кальция и их свойства (отдельные чертой в нижней части таблицы фосфаты кальция не существующие в водных растворах)

Химическая формула	Название	Отношение Ca/P	Интервал pH	PP ¹ (37°C)
$\text{Ca}(\text{H}_2\text{PO}_4)_2$	Монокальциевый фосфат (дигидрофосфат кальция)	0,5	<1	раств.
$\text{CaHPO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	Дикальциевый фосфат дигидрат	1	<1	$10^{-6,63}$
CaHPO_4	Дикальциевый фосфат (гидрофосфат кальция)	1	2–4	$10^{-7,02}$
$\text{Ca}_8(\text{HPO}_4)_2(\text{PO}_4)_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	Октакальциевый фосфат	1,33	6–7	$10^{-95,9}$
$\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$	Гидроксиапатит	1,5–1,67	>5	$10^{-117,2}$
Аморфный	Аморфный фосфат кальция	1,33–1,67	>5	?
$\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$	Трикальциевый фосфат (ортофосфат кальция)	1,5	–	–
$\text{Ca}_4\text{P}_2\text{O}_9$	Тетракальциевый фосфат	2	–	–

¹ Произведение растворимости (PP) представляет собой произведение концентраций (в соответствующих степенях) ионов в растворе над осадком; так, для гидроксиапатита $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ $\text{PP} = [\text{Ca}^{2+}]^{10}[\text{PO}_4^{3-}]^6[\text{OH}^-]^2 = 10^{-117,2}$.

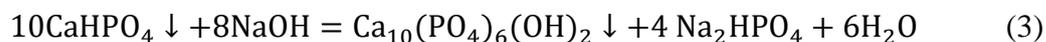
Методы получения гидроксиапатита. Получение порошка ГА проводят либо *растворными методами*, либо в ходе *твердофазного синтеза*.

При осаждении из водных растворов при $\text{pH} > 6$ получают мелкокристаллический порошок. Из классических растворных методов синтеза ГА химическая реакция протекает по уравнению:

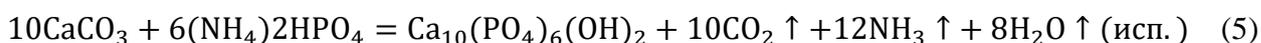
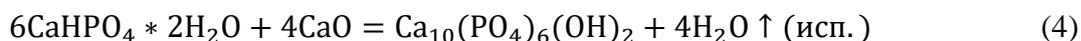


По реакции (1) возможно использовать и другие соли (хлорид кальция и фосфат натрия). На начальной стадии реакции часто образуются аморфные осадки фосфатов кальция

с отношением Ca/P, необязательно совпадающим с идеальным соотношением 1,67, и лишь затем в течение длительного периода времени, часто занимающего несколько дней, происходит кристаллизация собственно самого ГА. Форма кристаллов, получаемых осаждением, может быть различной, в виде: стержни, иголки, округлые частицы, тонкие пластины и тому подобное. Размеры и форма кристаллов помимо времени кристаллизации и концентрации растворов реагентов определяются присутствующими в растворе примесями. От размера и формы кристаллического порошка ГА зависит его биоактивность [7]. Сравнительно редко из-за очень низких скоростей процессов для синтеза порошков ГА используют реакции гидролиза фосфатов кальция, например гидрофосфата кальция в щелочной среде по химической реакции (3):



При твердофазном синтезе по реакции (4) и (5) позволяет получать крупнокристаллический нано материал с заданным отношением Ca/P, при температуре 1000–1300°C при определенном выдержке температуры. Отжиги при высокой температуре применяются и для спекания предварительно полученных (например, растворными методами) порошков при создании фосфатных керамик.



Заключение. Для получения биокерамических материалов следует знать, где его будут использовать и в качестве чего. Оптимальный используемый в качестве биокерамического материала является гидроксипатит кальций. ГА обладает наиболее оптимальными физико-химическими и физико-механическими свойствами и хорошей биологической активностью, что делает его перспективным материалов для использования в отличии от других. Но следует учесть, выбор биоматериала зависит как от медико-биологических характеристик требуемого биокерамического материала, так и от конкретного клинического случая. Следовательно, решения указанной задачи возможно лишь при наличии целого спектра биокерамических материалов на основе ГА и выбор из них материала, максимально удовлетворяющего требованиям конкретного случая, что является основным успехом использование полученных нано биоматериалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сафронова Т. В., Путляев В. И. Медицинское неорганическое материаловедение в России: кальцийфосфатные материалы // наносистемы: физика, химия, математика – 2013. 4 (1) – С. 24-47.
2. Путляев В. И. Современные биокерамические материалы // Соросовский образовательный журнал – 2004. – Т. 8 - №1. – С.44-50.
3. Зеличенко Е. А. Разработка защитных биосовместимых керамических и полимерных покрытий на поверхности титана: Дис. На соиск. Уч. Ст. кандидата тех. Наук. – Северск, 2011 материалов
4. Narayan R.: *Biomedical Materials* / Roger Narayan (Editor). - Springer, 2009. - 550 p.
5. Park J.: *Biomaterials Principles and Applications* / edited by Joon B. Park and Joseph D. Bronzino.- CRC Press, 2007.
6. Bhat S. V.: *Biomaterials*. — Alpha Science Intl Ltd, 2005. - 279 p.
7. Вересов А.Г., Путляев В.И., Третьяков Ю.Д. Достижения в области керамических биоматериалов // Рос. хим. журн. 2000. Т. 94, № 6. Ч. 2. С. 32–46.

8. Дорожкин С.В., Агатопоулус С. Биоматериалы: Обзор рынка // Химия и жизнь. 2002. № 2. С. 8; Третьяков Ю.Д. Стекланный, оловянный, деревянный? С. 10; Белецкий Б.И. Российские кости. С. 13.

УДК 621.315.592

ФОРМИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИЕВЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ.

Махкамов Ш.¹, Ташметов М.Ю.¹, Эрдонов М.Н.¹, Саидов Р.П.¹, Холмедов Х.М.²

¹Институт ядерной физики АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан.

²Ташкентский университет информационных технологий имени аль-Хорезми, г. Ташкент, e-mail: makhkamov@inp.uz, e-mail: muzaffarerdonov1978@yandex.ru

Возможности использования радиационной технологии для модификации электрофизических параметров полупроводниковых материалов и приборов на их основе сводится к управлению составом дефектных центров кристаллической решетки. В этом направлении накоплена обширная информация об образовании радиационных дефектов в монокристаллическом кремнии в зависимости от воздействующих ядерных части [1], режимов облучения [1,2], примесного состава материала [1,3-4], конструктивных особенностях изготавливаемых изделия [5-7] и степени совершенства исходного кристалла [3,8]. На практике введенные РД в кремнии являются рекомбинационными центрами, эффективность формирования которых определяется выше изложенными воздействующими факторами. Наведенные РД в запрещенной зоне кремния создают глубокие энергетический уровни как донорного так и акцепторного характера, приводя к изменению величину проводимости материала и быстродействие приборов. Известно, что сформированные РД центры менее стабильны к термическому воздействию и в зависимости от типа РД центра их отжиг происходит в интервале $T=180\div 420$ °С.

Однако температуру распада можно изменить применив сопряженное воздействие приводящий к формированию более стабильных РД. В связи с поставленной задачей, целью настоящей работы являлось исследование эффективности формирования рекомбинационных дефектных (РД) центров при высоко температурном облучение электронами кремниевых диффузионных диодов.

Для изготовления диффузионных диодов был использован монокристаллический кремний n-типа с удельным сопротивлением от 0,5 до 10 $\Omega\cdot\text{см}$ с содержанием углерода и кислорода $\geq 10^{17}$ см^{-3} , p^+ -n переходы формировались диффузией Al, а сильнолегированные p^+ и n^+ области диффузией В и Р при температурах 1100-1200 °С. Толщина базы составлял 350 мкм. Облучение p^+ -n- n^+ структур проводилось электронами с энергией ~ 4 меВ в интервале $T=250 - 500$ °С флюенсом $10^{14} - 5 \cdot 10^{16}$ см^{-2} , а концентрацию образовавшихся радиационных дефектов контролировалось методом емкостной спектроскопии (DLTS). Измерение спектра DLTS облученных диодов, без нагрева в указанном интервале флюенсов, показало образование четырех известных РД центров с уровнями $E_c - 0.17$ eV, $E_c - 0.23$ eV, $E_c - 0.39$ eV и $E_c - 0.44$ eV (рис 1). Концентрация которых с возрастанием дозы облучения повышалось линейно. Из рисунка 1 видно, что в n-Si основную долю образующихся РД составляет уровень $E_c - 0.17$ eV (А-центр). Повышение температуры облучения ≥ 325 °С приводит к распаду центра $E_c - 0.39$ eV и появлению дополнительного РД центра с уровнем $E_c - 0.20$ eV. Концентрация которого возрастает и достигает максимума при $T_{\text{обл}} \approx 375$ °С (кривая 3

рис 2). Дальнейшее увеличение температуры облучения до 450 °С приводит к уменьшению концентрации уровня $E_c-0.20$ eV и исчезновению пика DLTS от центра $E_c-0.17$ eV, $E_c-0.23$ eV (кривые 1,2 рис 2) и появлению нового рекомбинационного РД центра с уровнем $E_c-0.13$ eV (кривые 4 рис 2), проявляющий термостабильность до $T \geq 500$ °С. Концентрация указанного центра с дозой облучения повышается и при флюенсах $5 \cdot 10^{16}$ см⁻² доходит до значений $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

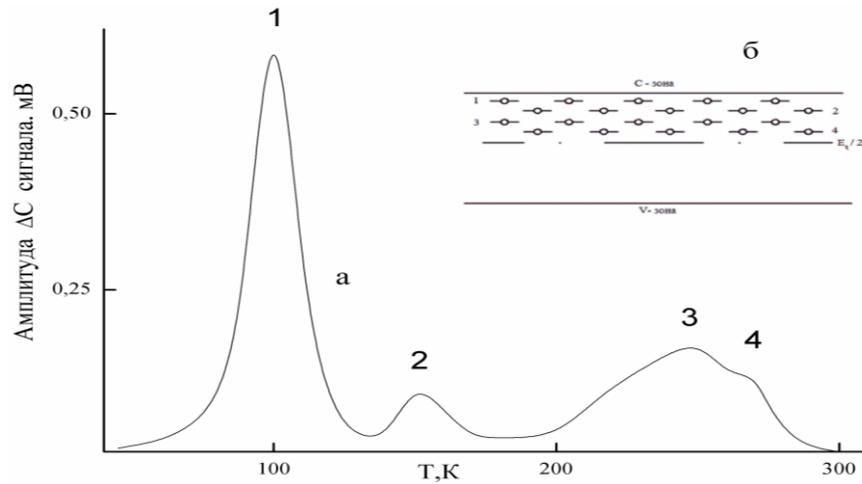


Рис 1. Спектр DLTS диффузионных диодов из n-Si облученных электронами флюенсом 10^{16} см⁻² при $T=40$ °С (а).

Уровни радиационных дефектов (б); 1. $E_c-0.17$ eV (А-центр), 2. $E_c-0.23$ eV (дивакансия), 3. $E_c-0.39$ eV (дивакансия), 4. $E_c-0.44$ eV (Е-центр).

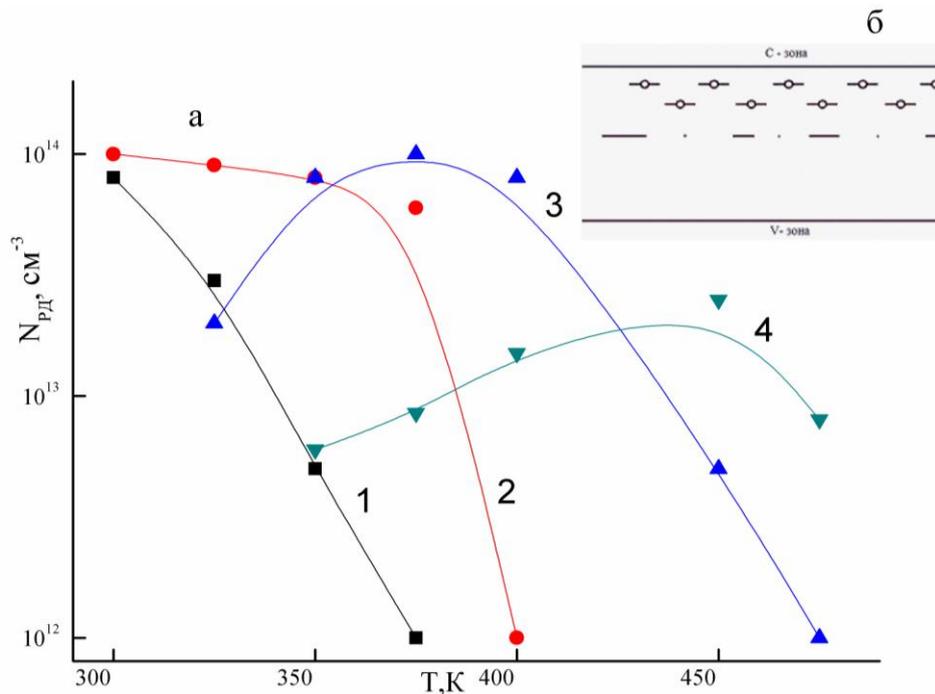


Рис 2. Изменения концентрации РД в p^+-n-n^+ диодах от температуры облучения при флюенсе 10^{16} см⁻²: 1. $E_c-0.39$ eV, 2. $E_c-0.17$ eV, 3. $E_c-0.20$ eV, 4. $E_c-0.13$ eV (а).

Уровни термостабильных РД (б) - $E_c-0.13$ eV, $E_c-0.20$ eV.

Для определения вклада температуры на процесс образования РД центров $E_c-0.20$ eV и $E_c-0.13$ eV, отжигу в интервале $T \approx 300-450$ °С, подвергались образцы облученные при

комнатной температуры. Сопоставление концентрации облученных образцов при высоких температур с образцами облученных при комнатной температуры с последующей термообработкой показали, что РД центр с уровнями $E_c-0.23$ eV и $E_c-0.44$ eV в образцах облученных при температурах $T \geq 275$ °C указанные уровни отсутствуют а эффективность сформированных других РД центров при идентичных флюенсах облучения гораздо выше, а для рекомбинационного уровня $E_c-0.20$ eV и $E_c-0.13$ eV при $T_{обл} \approx 375$ °C разница достигает до одного порядка (рис 2, кривые 3,4). Для определения вклада сформированных РД центров на быстродействие кремниевых диодов изучено влияние режимов радиационно-термической обработки на времени восстановления обратного сопротивления ($\tau_{вос}$) диффузионных $p^+ - n - n^+$ структур. Полученные зависимости изменения значений $\tau_{вос}$ от дозы облучения электронами с энергией 4 меV при различных температурах проведены на рис 3.

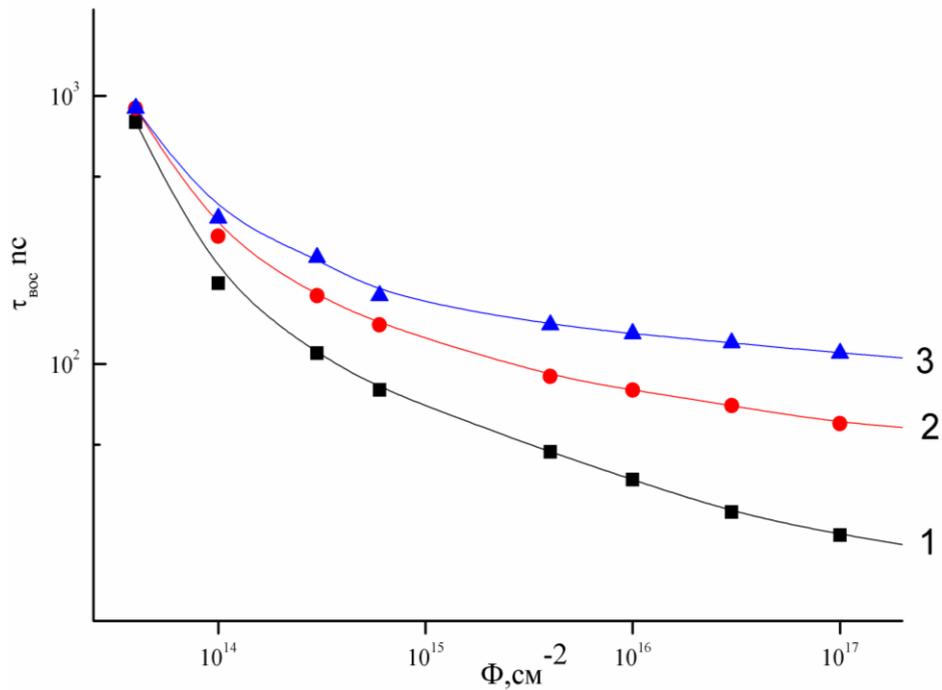


Рис 3. Зависимость значения $\tau_{вос}$ от флюенса электронного облучения при различных температурах; $T_{обл}$: 1- 375 °C, 2- 450 °C, 3- 500 °C.

Анализ влияния высокотемпературного облучения на значение $\tau_{вос}$. Показывает, что основным РЦ сформированных в диодах из n-Si в области температур >300 °C являются уровни $E_c-0.13$ eV и $E_c-0.20$ eV концентрация которых повышается и при $T_{обл} \approx 375$ °C достигает максимального значения, что приводит к уменьшению значения $\tau_{вос}$ более одного порядка по сравнению с образцами облученных при комнатной температуры проявляя термическую стабильность до температур 450 °C. Необходимо отметить, что при указанной температуре основной РЦ связанный с уровнем $E_c-0.17$ eV отжигается и практически не влияет на изменение $\tau_{вос}$ диодов.

Таким образом на основании исследования влияния температуры облучения на эффективность формирования РД центров диффузионных диодов, на основе n-Si, выявлены режимы радиационно-термической обработки кремниевых $p^+ - n - n^+$ структур. Установлено, что РЦ с уровнями $E_c-0.13$ eV и $E_c-0.20$ eV при облучении электронами с энергией 4 меV формируются в интервале температур облучения $\sim 325-400$ °C с максимальной концентрацией при $T_{обл} \approx 375$ °C с проявлением термической стойкостью до 450 °C. Показано, что быстродействие диффузионных диодов можно повысить на порядок изменением значения $\tau_{вос}$ высокотемпературным облучением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под. ред. Л.С. Смирнова Наука, Новосибирск. 1980. 296 с.
2. Действие проникающей радиации на изделий электронной техники / Под. ред. Е.А. Ладыгина. М. Сов. Радио. 1980. 224 с.
3. Ф.П. Каршунов, Г.В. Гатальский, Г.М. Иванов. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах / Наука и техника М. 1978. 232 с.
4. К.А. Исмаилов, З.Т. Кенжаев, С.В. Ковешников, Е.Ж. Косбергенов, Б.К. Исмаилов // ФТТ, 64, 5. Стр 519. (2022)
5. Н.А. Куликов, В.Д. Попов // ФТП, 53, 1. Стр 115. (2019)
6. Ш. Махкамов, Н.А. Турсунов, М. Ашуров, Р.П. Саидов, С.В. Мартынченко // ЖТФ, 69, 5. Стр 121. (1999)
7. А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, В.Б. Шуман // ФТП, 32, 3. Стр 359. (1999)
8. М.Ю. Ташметов, Ш. Махкамов, А.Р. Саттиев, М.Н. Эрдонов, Ш.А. Махмудов. // Научный журнал «Физика полупроводников и микроэлектроники», Т 3, В 3, стр.49. (2021).

УДК 621.382.2/.3

МЕХАНИЗМЫ ТОКОПЕРЕНОСА В ПРЕДПРОБОЙНОЙ ОБЛАСТИ ВАХ КРЕМНЕВЫХ ЛПД

Абдреймов А.А. , Тагаев М.Б., Шарibaев М.Б.

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха
prof.tagaev@mail.ru

Аннотация: В данной работе предполагаем что полевая природа аномального предпробойного тока связана с так называемым многоступенчатым, (многошаговым) тунельно рекомбинационным механизмом прохождения обратного тока, часто наблюдаемого в гетеропереходах либо в диодах Шоттки и малоизученного в лавинных р-п переходах.

Ключевые слова: *глубинные уровни, лавинного пробой, высоты потенциального барьера.*

Природе избыточных обратных токов в кремниевых диффузионных р-п переходах посвящено много работ, в которых утечки связываются с наличием глубоких уровней и различных преципитатов, дислокаций [1-3], и других примесных и структурных неоднородностей. Как правило, такие дефекты обуславливают избыточные токи термогенерационной природы, а в ряде случаев, например, при осаждении примесей создающих глубокие уровни, на дислокациях, приводят к "мягкому" пробую [1,4]. Понимание природы аномальных предпробойных токов особенно важно для лавинно-пролетных диодов (ЛПД), в которых от величины этих токов зависят эффективность, выходная мощность и надежность [5-7] приборов. В данной работе будет рассмотрена природа аномальных предпробойных токов в кремниевых диффузионных ЛПД. В таких р⁺-п⁺ структурах наряду с образцами, имеющими расчётные параметры на ряде диодов, наблюдается аномальные предпробойные токи. Слабая температурная и сильная полевая зависимости этих токов указывают на полевую природу токопереноса. Такой полевой ток характерен либо для диодов Зинера, с локализацией в узких местах по всему фронту р-п перехода, либо в отдельных участках р-п перехода. При этом характерные микроплазмы

(МП) в области аномальных токов не наблюдается, поскольку эффект микроплазменного пробоя маскируется на фоне больших аномальных токов. Мы в данной работе предполагаем, что полевая природа аномального предпробойного тока связана с так называемым многоступенчатым, (многошаговым) туннельно рекомбинационным механизмом прохождения обратного тока, часто наблюдаемого в гетеропереходах либо в диодах Шоттки [8,9] и малоизученного в лавинных р-п переходах. Поэтому расчет ВАХ кремниевого диффузионного диода с концентрацией примесей в базовой области $2,5-3 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$, мы приводили с учетом результатов работ [9,10] а также многоступенчатой туннельно – рекомбинационной модели [7]. Из [7] следует, что эта модель хорошо объясняет зависимости тока от приложенного напряжения и температуры и представляет зависимость вероятности туннелирования между уровнями ловушек в области пространственного заряда от числа вертикальных шагов (ступеней), в результате которых электрон теряет энергию при переходе с одного уровня на другой. Как следует из работ, проанализированных в [7,8] модель многоступенчатого туннелирования имеет место, когда концентрация ловушек в ОПЗ велика, а расстояние которое электрон должен преодолеть результате туннелирования, достаточно большое (несколько тысяч ангстрем). Для расчета ВАХ использует модель термополевого тока автоэлектронной эмиссии из полупроводника и учетом возможности много ступенчатого туннелирования носителей через ОПЗ в узкой локальной области р-п перехода. Зонная диаграмма этой локализованной области показана на рис 1.

Предположим, что в области температур 300°K ток определяется туннелированием носителей вблизи энергетического уровня E_m , который выше дна зоны проводимости, но ниже высоты потенциального барьера ($eV + e\phi_k$) т.е. считаем, что зависимость тока j от приложенного смещения определяется моделью термополевого эмиссионного тока [7], согласно которой

$$j = \frac{4\pi m(k_0T)}{\hbar^3} \frac{e^{\frac{E_n}{k_0T}} e^{-\frac{E_m}{k_0T}} e^{-bm}}{2Ek_0T \sqrt{\frac{f}{\pi}}} = \frac{1}{4} eN\vartheta \frac{e^{\frac{E_n}{k_0T}} e^{-\frac{E_m}{k_0T}} e^{-bm}}{2Ek_0T \sqrt{\frac{f}{\pi}}} \quad (1)$$

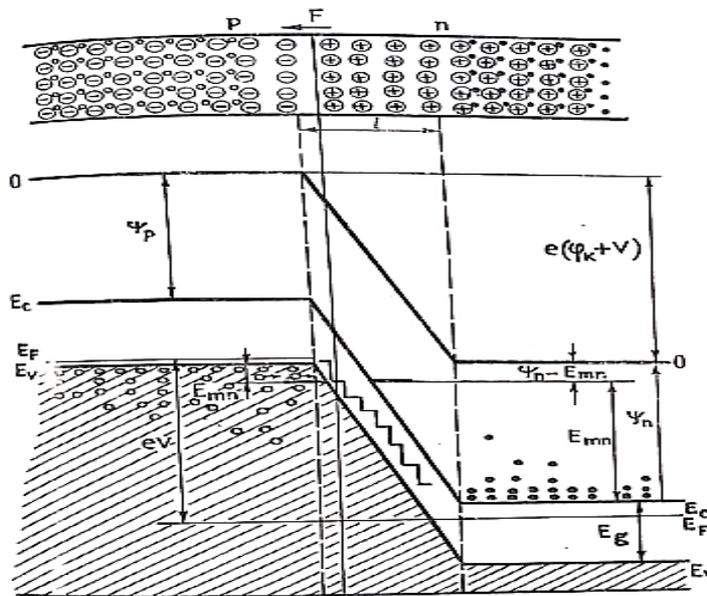


Рис 1. Зонная диаграмма обратного смещенного кремниевого р-п перехода в области локализация аномального тока.

Где b, c, f – коэффициенты разложения в ряд Тейлора функции:

$$\exp\left\{-B(E_x) - \frac{E_x}{k_0T}\right\} = \exp[b_m + c_m + E_m + f_m(\varepsilon_x - \varepsilon_m)] \quad (2)$$

Где свою очередь

$$\exp[-B(E_x)] = D_x = \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3} \frac{(\Psi - E_x)(\Psi - E_x)^{\frac{3}{2}}}{ehF}\right] \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_x, \varepsilon_m$ -безразмерные величины энергий E_x, E_m, Ψ -потенциальная энергия электрона. Параметры b, c и f могут быть записаны в виде:

$$b = \frac{4}{3}\sqrt{2}F^{-1}W^{\frac{3}{2}}\vartheta(y), \quad (4)$$

$$c = 2\sqrt{2}F^{-1}W^{\frac{3}{2}}\left[\vartheta(y) - \frac{d\vartheta(y)}{dy}y\right], \quad (5)$$

$$f = \sqrt{2}F^{-1}W^{\frac{3}{2}}\frac{\vartheta(y)}{W^2 - F} \quad (6)$$

Здесь F, W, ε_{k_0T} - безразмерные величины электрического поля и энергия, выраженные в атомных единицах Хартри:

$$F = \frac{\mathcal{F}}{m^2e^5\hbar^{-4}} = \frac{\mathcal{F} \text{ В/см}}{5.15 \cdot 10^9 \text{ В/см}} \quad (7)$$

$$W = \frac{\Psi_n - E_{mn}}{me^4\hbar^{-2}} = \frac{\Psi_n - E_{mn}}{27,2} \quad (8)$$

$$\varepsilon_{k_0T} = \frac{k_0T}{me^4\hbar^{-2}} = \frac{2,4 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}}{27,2 \text{ эВ}} \quad (9)$$

$$\mathcal{F} = \frac{V + \varphi_k}{e} \quad (10)$$

В данных обозначениях \mathcal{F} -электрическое поле в области пространственного заряда полупроводника, l -ширина ОПЗ, $\Psi_n - E_{mn}$ -

Барьер для туннелирования электронов из полупроводника n -типа в p -тип. Для расчетов функции $\vartheta(y)$ полагаем равной единице и считаем, что, форма потенциального барьера не оказывает влияния на ВАХ структур. Считаем, что ток структуры $j = j_{np} + j_{pn}$.

Где j_{np} - ток электронов из полупроводника n -типа в p -типа вблизи энергетического уровня E_{mn} , а j_{pn} -ток дырок из полупроводника p -типа в n -типа вблизи энергетического уровня E_{mp} .

Рассмотрим в начале ток j_{np} , который в соответствии с моделью термополевого эмиссионного тока определяется формулой (1), где $N=2,5 \div 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\varphi_k = 0,5 \text{ в}$, $v_n = 10^7 \text{ см/с}$, $E_m = E_{mn}$. Для расчета E_{mn} b_n, f_n, c_m необходимо знать величины F и W . Ширину ОПЗ l , необходимую, для расчета, определяем уравнения Пуассона.

$$\frac{d^2W}{dx^2} = \frac{4\pi e^2 N(t)}{\varepsilon_n k_0T} \text{ так что } l = \sqrt{\frac{\varepsilon_n k_0T}{4\pi e^2 N}} \cdot \sqrt{2W_0} \quad (11)$$

где $W_0 = \frac{e(V+\varphi_k)}{\varepsilon_n k_0T} = 40(V + 0,5)$ – значение безразмерного потенциала в плоскости $X = 0$.

Результаты расчета изменения ширины ОПЗ при увеличении приложенного смещения приведены в таблице 1а. При расчете считалось, что все приложенное напряжение падает в полупроводнике n -типа.

Таблица 1. Зависимость ширины ОПЗ от температуры T и приложенного смещения.

TK	300	340	380	405	25
T	мкм	мкм	мкм	мкм	мкм
15В	0,25	0,26	0,28	0,29	0,3
20В	0,28	0,30	0,32	0,336	0,34
22В	0,29	0,315	0,336	0,353	0,38
$K_0 T \cdot 10^{-21}$	4,14	4,7	5,2	5,6	5,8
$K_0 T_{ЭВ} \cdot 10^{-2}$	2,4	2,82	3,12	3,36	3,43
$d_3, \text{мкм} \cdot 7 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$8,4 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$

Обработка таких диодных структур в вакууме $\sim 10^{-7}$ Торр проводила к исчезновению гистерезиса, при этом на ВАХ вплоть до напряжения лавинного пробоя утечки обратного тока не превышали величины 10^{-11} А. Таким образом, предполагаемая обработка может быть использована для улучшения характеристик диода в предпробойной области.

ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грехов И.В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой p-n перехода в полупроводниках. -Л.: "Энергия", 1980, 152с.
2. Buata H.H., Wagler H.A.J. Appl.phys., 1977, 48.4385
3. Inwrence J.E. Behnvior of dislocations in silicon semiconductor devices; Diffusion electrical. J. Elocrtochom.soc., 1968, v.115, NB, p 860-865.
4. Pnirfield J.M., Schwuttke C.H. The influence of crytallosrapic defects on device performance.- J.Electrochom.soc., 1966, v.113, N1, p.1229-1231.
5. Peck D.S., Zierdt C.H. - Proc.IEEE, 1974, v. 62, s.185
6. Shkrebtiiy A.Ā., Tag'aev M.B., Glushenko S.Ā. O vzaimosvyazi mikroplazmennogo proboya s protsessami degradatsii lavinnix p-n perexodov.- Vestnik AN UzSSR, 1989, str.18-24.
7. Tagaev M.B. Radiatsionno-stimulirovannye getterirovanie v kremnievix p-n perexodax Trudi 111-Mejdunarodnoy konferentsii «Vzaymodeystvie izlucheni s tverdom telom» Minsk, 1999, str.94-95.
8. Tagaev M.B., Abdreymov A.A., Sapparbaeva S.D., Duysenbaeva A.Sh.Theoretical and experimental investigation of avalanche breakdown voltage of diodes with anarbitrari base doping profile.// ISSN (online) 2455-3662.Epra IJMR 2022. №12 с. 32-36.
9. Конакова Р.В., Кордош П., Тхорик Ю.А. и др. Прогнозирование надежности лавинных диодов. – Киев: Наукова думка. – 1986, 188 с.
10. Borkovskaya O.Yu., Dmitruk N.L., Konakova R.V., Mamykin S.V., Milenin V.V., Soloviev E.A., Tagaev M.B., Voitsikhovskiy D.I. Effect of γ - irradiation on the electrophysical parameters of metall/GaAs barrier structures with textured interfaces.- Proc. 22nd International Conference on Microelectronics, Nis, Yugoslavia – 2000, vol. 1, p.367-369.

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ SI<Rh> И ИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ

Sh.A. Makhmudov, A.A. Sulaimonov, A.K. Rafikov

Institute of Nuclear Physics of the AS Uz, 100214, Uzbekistan, e-mail: rafikov@inp.uz

Аннотация. В этой работе исследование монокристаллические образцы Si n- и p-типа легированного растворимости родием. В этой работе изучен процесс легированного образцов монокристаллического кремния (Si) n- и p-типов раствором родия, концентрации примесей на акцепторном и донорном уровнях, образующихся в кремнии, и их

электроактивное состояние. В методе активационного анализа рассматривается температурная зависимость концентрации родиевой смеси. По полученным результатам была определена зависимость удельного сопротивления от концентрации примесей родия.

Ключевые слова: монокристалл кремний, фоторезистор, диффузия, примесь, микронеоднородность, деформации, компенсированного кремний, растворимость, дефект, родий, донорный уровень.

В последнее время для получения фоторезисторов предлагается использовать компенсированный кремний с примесными дефектами, создающими глубокие энергетические уровни (ГЭУ) [1]. Однако, получение большого количества компенсированного материала с идентичными фотоэлектрическими и электрофизическими характеристиками для изготовления фоторезисторов термодиффузионным способом является сложным.

Известно, что кремний принадлежит к числу полупроводниковых материалов, в которых наиболее полно и детально изучены процессы, идущие при облучении проникающими радиациями и последующем термоотжиге [1-5]. Показано, что в результате воздействия диффузия-легированного, не только в кремнии, но и во всех твердых телах независимо от типа их структуры имеет место смещение атомов с образованием вакантных узлов v и собственных междоузельных атомов I , т.е. пар Френкеля. Отсюда следует, что введение таких глубоких центров в кремний при определенных условиях дает возможность широко варьировать время жизни носителей тока (τ) и проводимость материала, которые, в свою очередь, определяют фоточувствительность, быстродействие материала.

В данной работе для исследования электрофизических свойств примесных дефектов использовались обычные методы измерений удельного сопротивления (ρ), коэффициента Холла.

Для проведения исследования были использованы монокристаллические образцы Si n- и p-типа, легированные фосфором и бором, выращенные методом Чохральского (содержание кислорода $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и методом безтигельной зонной плавки (содержание кислорода $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Легирование Rh осуществлялось термодиффузионным методом, в открытом объеме из нанесенного на поверхность кремниевых пластин (2-10)% ного водного раствора RhCl , в интервале температур 1050-1300 °С. Легирование кремния родием на том же уровне в настоящее время актуально. Потому что родий является одним из трудноплавких материалов, входящих в состав группа платины. Решение этой задачи осуществлялось 2 способами (метод напыления на установке ВУП-4 и нанесение родия на установку (в специальном боксе)) в кремниевой диффузии родиевой жидкости при температурах 1050-1300 °С. Общая растворимость родия в кремнии переделялась методом нейтронно-активационного анализа. Установлено, что предельная общая растворимость Rh ($N_{Rh}^{об}$) в Si при температуре $\sim 1280^\circ\text{C}$ составляет порядка $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом температурная зависимость (рис.1, кривая 2) удовлетворительно описывается следующим выражением.

$$N_{Rh}^{об} = 9 \cdot 10^{23} \cdot \exp\left[-\frac{2.15+0.15 \text{ эВ}}{kT}\right], \text{ см}^{-3} \quad (1)$$

Литературных данных [1-5] показали, что примесь $\langle \text{Rh} \rangle$ в Si является амфотерной примесью, т.е. в запрещенную зону $\langle \text{Rh} \rangle$ вводит как акцепторные, так и донорные уровни. Поэтому с помощью метода полной компенсации нами были определены концентрация акцепторных и донорных уровней $\langle \text{Rh} \rangle$ в n-Si и p-Si. На рис.1 приведены зависимости концентрации донорных (кривая 2) центров $\langle \text{Rh} \rangle$ в Si от температуры диффузии. Как видно из рисунка, зависимость $N \sim f(T)$ носит ретроградный характер с максимумом при 1280°C . Прямолинейные участки температурной зависимости растворимости донорных центров описываются следующим выражением

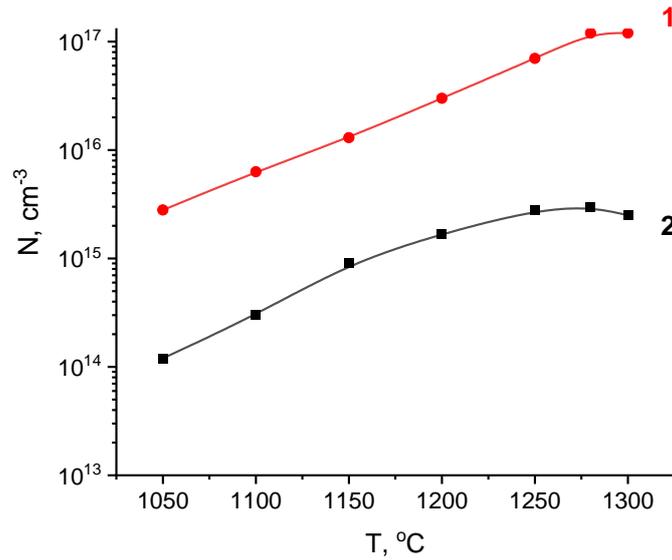


Рис.1. Растворимость родия (кр.1,2) в кремнии: 1, 2- полная растворимость, измеренная методом активационного анализа.

$$N_{Rh} = 3,5 \cdot 10^{22} \cdot \exp\left[-\frac{2.15+0.15 \text{ эВ}}{kT}\right], \text{ cm}^{-3} \quad (2)$$

Следовательно, концентрация электрически активных донорных центров Rh (N_d) в Si в исследованном интервале температур изменяется от 10^{14} до $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Результаты показывают, что исследования растворимости вплоть до температур диффузии $\sim 1320 \text{ }^\circ\text{C}$ позволили установить интересную особенность растворимости Rh в Si-её ретроградность, в отличие от работы [4], где показано, что максимальная концентрация электрически активных атомов Rh в кремнии составляет $N_{Rh}=(N_a+N_d) \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ при температуре диффузии. Это становится понятным, т.е. авторы [4] не достигали температур выше 1250°C . Показано, что затрата энергии на образование вакансии в значительной степени компенсируется выделением ее за счет янтеллеровской деформации, образования комплекса [V+П] и углубления энергетического уровня. При этом примеси П могут находиться в двух состояниях: первое-узловое состояние с самокомпенсацией за счет образования в соседнем узле вакансии, второе-междоузельное, когда примесь образует комплекс с вакансией, находясь вблизи нее в междоузельном состоянии [111].

Зависимости удельного сопротивления образца Si<Rh> от концентрации введенной родия что в образцах р-типа резко возрастает удельное сопротивление, причем порог возрастания завясить от величины исходного ρ . При дальнейшем увеличении концентрации атомов <S> и <Rh> кристаллы р-типа перекомпенсируются. Когда примесь <Rh> становится доминирующей, положение уровня Ферми в р-Si<Rh> определяется в основном положением уровня центра <Rh> $E_c - 0,55 \text{ эВ}$ и удельное сопротивление достигает своего предельного значения $\sim 10^5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Максимальное предельное значение $\rho \sim 700 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ достигается тогда, когда концентрация акцепторных центров <Rh> сравнима или больше концентрации основных носителей тока в исходном материале [167].

В работе [4] были получены расчетные зависимости компенсации материала по проводимости (результаты машинного решения уравнения электронейтральности при 300 K). Полученные результаты позволили сделать вывод, что центр $E_c-0,3 \text{ эВ}$ имеет донорный, а центр $E_c- 0,55 \text{ эВ}$ -акцепторный характер.

Сопоставление результатов активационного анализа и электрических измерений показывает, что электрически активная исходного кремний примерно на два порядка, а

атомы Rh на $\sim 1,5$ порядка ниже, чем общее содержание растворенных атомов Rh в кремнии. Это, очевидно, связано с тем, что основная часть атомов Rh, подобно атомам некоторых примесей, находится в электрически неактивном состоянии в виде скоплений вокруг дислокаций и других искаженных участков кристаллической решетки Si, как включения второй фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников. - Москва. Высшая школа. 1984. с. - 296.
2. M. Yu. Tashmetov, Sh. A. Makhmudov, A. A. Sulaymonov, A. K. Rafikov, B. Zh. Abdurayimov. Photosensors Based on Neutron Doped Silicon // ISSN 0003-701X, Applied Solar Energy, 2019, Vol. 55, No. 1, pp. 71–73.
3. Бахадырханов М.К., Валиев С.А., Насриддинов С.С., Тачилин С.А. “Чувствительные термодатчики на основе сильно компенсированного кремния”. Оборудование и приборы. Электронная обработка материалов, 2007, № 6, С. 111–113.
4. Sh Makhmudov, A Sulaymonov, A Rafikov, G Xudayberganova. Study of after diffusion regions in highly doped silicon // International scientific journal Science and Innovation, ISSN: 2181-3337, V-1, №6, October 9, 2022, - Pp. -402-404. <https://doi.org/10.5281/zenodo.7178339>
5. «Способ изготовления термочувствительных кремниевых элементов» // Государственное патентной ведомство РУз. № ИАП 05614, 30.05.2018 г., М.Каримов и др.

УДК 546.28: 621.315.

ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТНЫХ КОМПЛЕКСОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АТОМА ПРИМЕСИ С МЕЖУДОЗЕЛЬНЫМ АТОМОМ КРЕМНИЯ И ВАКАНСИЕЙ В КРЕМНИЕВЫХ КЛАСТЕРАХ

Махкамов Ш., Ташметов М.Ю., Сулайманов Н.Т., Эрдонов М.Н.

Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан, sulaymon@inp.uz

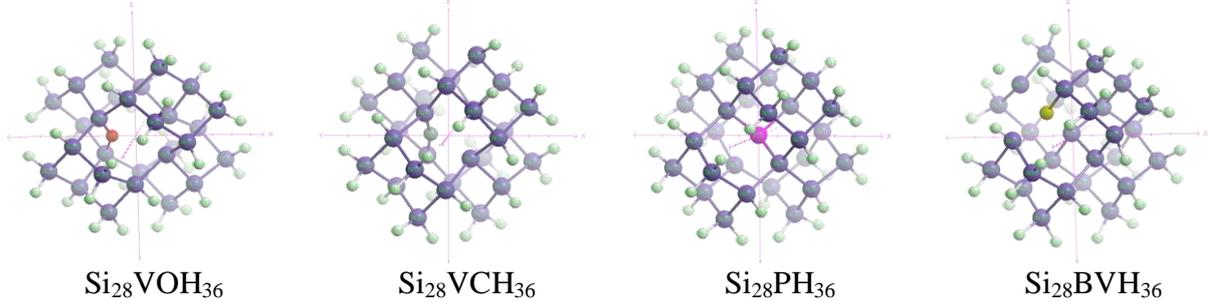
Известно, что в настоящее время самым востребованным материалом микро- и нано-электроники является монокристаллический кремний. В ряде случаев, способы управления свойствами кремния основываются на легирование атомами разных элементов, которые образуют дефекты и дефектные комплексы. Например, введением примесных, радиационных и термических дефектов в кристаллический кремний можно управлять структурными параметрами низко-размерных состояний, формирующихся в объеме материала и модифицировать их фундаментальные свойства.

Данная работа посвящена изучению взаимодействию атома примеси с собственными дефектами в кремниевых кластерах и определению структурных и энергетических зонных параметров кластеров с применением методов компьютерного моделирования. Для определения структурных параметров и основных энергетических характеристик нано-кластера $Si_{29}H_{36}$ при внедрении примесного атома и его взаимодействию с междоузельным атомом кремния и вакансией мы применили пакет программ ORCA [1]. Исходные структуры были созданы с использованием программы расчетов ChemBio3D 11.0, когда центр координат совпадает с центральным T_d узлом.

Взаимодействие собственных дефектов (V_{Si} и Si_i) с атомами примесей технологического этапа (т.е., на этапе выращивания монокристалла кремния и создания нано-кластеров кремния) представляет собой комплекс очень сложных процессов с изменением электрофизических свойств кремния. В данной работе изучены некоторые

стороны взаимосвязанных процессов образования комплексов [собственный дефект+атом примеси], где в качестве атома примеси рассмотрены O, C, P, B. Оптимизация структур кластеров с дефектами (см. таблицу) показывает снижение групп симметрии от кубической объемно-центрированной с T_d -положением в центре кластера до C_2 -положения в центре, с вытеснением атомом O центрального атома Si, в результате которого в нано-кластере образуется аналог *A-центра* в монокристалле кремния – $[V_{Si}-O_i]$, атом углерода при таких же условиях занимает междоузельное положение.

Таблица. Оптимизированные структуры кластеров с дефектными комплексами

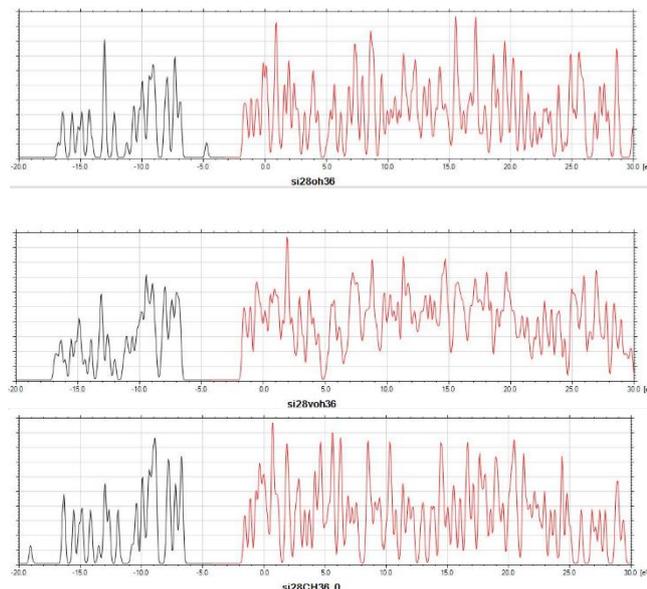


На взаимодействие атома C при внедрении в нано-кластер кремния с V_{Si} и Si_i сильно влияют размерные эффекты, в результате которого энергия образования комплекса $[V_{Si}-C_i]$, становится значительно меньше значения этой величины в монокристалле кремния.

Наши результаты компьютерного моделирования показывают, что атом B мигрирует на поверхность нано-кластера разрывая по пути тетраэдрические Si-Si связи, а атом P занимает центральное T_d -положение.

Сравнительный анализ результатов оптимизаций структур кластеров $Si_{29}H_{36}$, $Si_{28}Si_iH_{36}$, $Si_{28}Si_iOH_{36}$, $Si_{28}Si_iC_iH_{36}$, $Si_{28}Si_iPH_{36}$, $Si_{28}Si_iBH_{36}$ показывает, что в области образования дефектного комплекса структурные параметры и энергетические характеристики кардинально отличаются от аналогичных величин в монокристаллическом кремнии. Изменение групп симметрий и межатомных расстояний в дефектной области кластеров зависят не только от наличия собственного дефекта, но и от энергетически самого выгодного положения атома примеси в матрице атомов кремния.

Картины энергетических уровней в области запрещенной зоны при наличии отдельного примесного атома, взаимодействующего с собственными дефектами в кластере $Si_{29}H_{36}$ представлены на рис. 1.



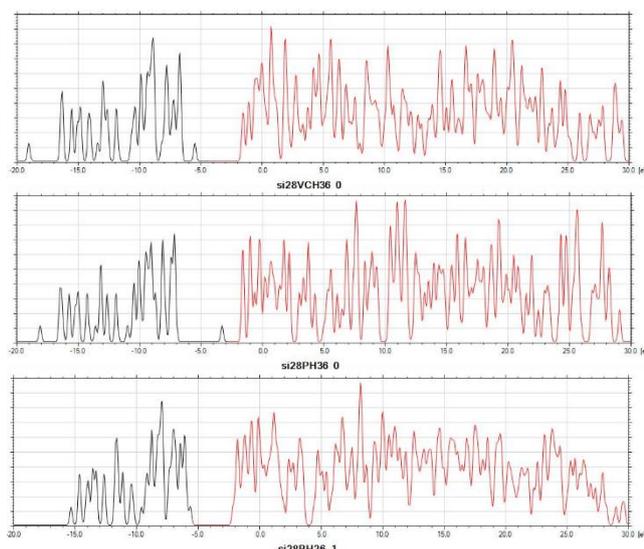


Рис.1. Зависимости плотностей электронных уровней вблизи запрещенной зоны кластера $\text{Si}_{29}\text{H}_{36}$

При этом влияние на энергетические характеристики введения отдельных примесей отличается от одновременного введения таких пар атомов как кислород-углерод и фосфор-бор, а также их взаимодействия с атомами водорода на поверхности кластера (Результаты наших исследований взаимодействующих примесей P-B в $\text{Si}_{29}\text{H}_{36}$ нами опубликованы в работе [2], а по одновременному введению атомов O-C в $\text{Si}_{29}\text{H}_{36}$ будут опубликованы в отдельной статье в текущем году). Для примеси углерод равновесное состояние может достигаться захватом атома водорода из соседних координационных сфер [3]. Атом P при взаимодействии с междоузельным атомом Si_i и вакансией образует бистабильный дефектный комплекс с энергетическими уровнями $E_{1\alpha} = E_c - 3.26 \text{ eV}$, $E_{1\beta} = E_c - 2.26 \text{ eV}$ при $E_g = -5.54 \text{ eV}$, при этом фосфор захлопывает вакансию V_{Si} , а Si_i мигрирует за пределы области образования дефекта замещения. Атом бора, из-за специфического характера взаимодействия с атомами кремния дает глубокий уровень в запрещенной зоне, и приводит к Ян-Теллеровскому искажению электронной подсистемы дефектной области. При наличии вакансии в дефектной области Ян-Теллеровское искажение снимается, а глубокий уровень незначительно смещается.

Такие зависимости свойств нано-кластеров, содержащих дефектные комплексы $\text{Si}_{28}[\text{Si}_i + A_{\text{Примеси}}]\text{H}_{36}$ или $\text{Si}_{28}[V_{\text{Si}} + A_{\text{Примеси}}]\text{H}_{36}$ от размеров дает возможность целенаправленно управлять электрофизическими свойствами кремния, задавать необходимые параметры для конкретного вида полупроводникового изделия.

Таким образом, результаты компьютерного моделирования показали, что внедрения атома примеси (рассмотрены O, C, P, B) при наличии междоузельного кремния и вакансии в нано-кластер кремния $\text{Si}_{29}\text{H}_{36}$ приводит к структурным изменениям в области образования дефекта и образованию электронных ловушек в запрещенной зоне, дающих возможность целенаправленно управлять электрофизическими характеристиками материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Frank Neese. Software update: the ORCA program system, version 4.0, 17 July 2017. //WIREs Computational Molecular sciences, [Vol.8, Issue1](#), Jan./Febr. 2018, e1327.
2. Sh. Makhkamov, F. Umarova, A. Normurodov, N. Sulaymanov, O. Ismailova, M. Tashmetov. Ab initio investigation of ultra-small silicon nanocrystals doping by phosphorous //International Journal of Modern Physics B, 2020, 2050284, DOI: <https://doi.org/10.1142/S0217979220502847>

3. М.Ю. Ташметов, Ш.М. Махкамов, Ф.Т. Умарова, А.Б. Нормуродов, Н.Т. Сулайманов, А.В. Хугаев, Х.М. Холмедов. Состояния кремниевых нано-кластеров, содержащих примеси углерода. //ФТП. 2023, том 57, вып. 2, С.106-112.

УДК 535.24.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РОССИЙСКИХ КРИСТАЛЛОВ LSO:Ce ДЛЯ ПОЗИТРОННО-ЭМИССИОННОЙ ТОМОГРАФИИ

Иванова А.В.^{1,2}, Ермоченков И.М.¹, Юрасова О.В.¹, Таврунов Д.А.²,
Белоусов М.П.², Пулин А.А.², Иванов В.Ю.², Ивановских К.В.^{1,2}

¹АО «Гиредмет» (г. Москва, Россия)

²Уральский федеральный университет (г. Екатеринбург, Россия)

Аннотация: Исследованы оптические свойства образцов сцинтилляционного кристалла LSO:Ce, выращенного методом Чохральского в АО «Гиредмет» (ГК «Росатом»). На основании анализа спектров поглощения, фото-, рентгено- и термостимулированной люминесценции, кинетики затухания свечения и результатов определения энергетического разрешения сделано заключение о возможности использования российского сцинтилляционного кристалла LSO:Ce для детекторов время-пролетных позитрон-эмиссионных томографов.

Ключевые слова: сцинтилляционные кристаллы, времяпролетные ПЭТ сканеры, LSO:Ce, метод Чохральского, люминесцентная спектроскопия.

Сцинтилляционные кристаллы применяются для первичного преобразования энергии в детекторах ионизирующих излучений, используемых в физике высоких энергий, радиометрии, геофизике и медицине. Так, позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ) является одним из наиболее информативных методов, применяемых в ядерной медицине для диагностики онкологических, неврологических и кардиологических патологий. В частности, ПЭТ обладает на два порядка более высокой по сравнению с другими методами томографии чувствительностью при обнаружении малых онкологических новообразований размерностью от 0.5 мм. В последнее время по совокупности технологических показателей предпочтение в современных ПЭТ сканерах отдается кристаллу ортосиликата лютеция, допированного церием (LSO:Ce). Обладая достаточно высоким значением эффективного атомного номера и высокой плотностью, что важно для регистрации гамма-излучения, он демонстрирует лучшее сочетание времени затухания люминесценции (40 нс) и высокого квантового выхода. Помимо этого, вклад вторичных (медленных) компонент послесвечения незначителен. Эти факторы обуславливают возможность получения более качественного изображения, а также уменьшение времени экспозиции объекта. По своим характеристикам сцинтилляционный кристалл LSO:Ce подходит для применения во времяпролетных ПЭТ-сканерах, где изображение строится не только на основе определения совпадений, но и анализа временной корреляции совпадений, что позволяет значительно снизить шумы на изображении и повысить точность локализации.

Несмотря на то, что технология выращивания кристаллов ортосиликата лютеция для ПЭТ одной из первых была разработана в России, в промышленном масштабе она была реализована в конце 1990-х годов в Канаде и США, и далее в Китае и Западной Европе. В РФ промышленное производство сцинтилляторов на базе ортосиликата лютеция отсутствует, также, как и отсутствует производство ПЭТ-сканеров. Спрос на 100 % удовлетворяется за счет импорта. Основные поставщики готовых ПЭТ-сканеров – компании GE Healthcare, Siemens и Philips, самый известный производитель сцинтилляционных кристаллов для

детекторов ПЭТ-сканеров – Saint-Gobain Crystals. В целях создания детекторов для российских ПЭТ-томографов в АО «Гиредмет» (ГК «Росатом») налажено опытно-лабораторное производство кристаллов LSO:Ce.

Цель настоящей работы – определение оптических характеристик российских сцинтилляционных кристаллов LSO:Ce и анализ возможности их использования для детектора ПЭТ-томографа.

Объекты исследования. Монокристалл LSO:Ce выращен методом Чохральского в атмосфере инертного газа в АО «Гиредмет». Из различных участков кристаллической були длиной 200 мм и диаметром 75 мм были изготовлены образцы оптического качества в форме прямоугольных параллелепипедов размером $3 \times 3 \times 20 \pm 0,7$ мм. Размеры образцов выбраны в соответствии с размерами элементов (пикселей) матричного сцинтилляционного детектора промышленно выпускаемых времяпролетных ПЭТ томографов. Оптические свойства объектов исследования сравнивали со характеристиками пикселей производства Saint Gobain Crystals (Франция).

Методика эксперимента. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения ФЛ регистрировали двойным призмным монохроматором ДМР-4 с обратной линейной дисперсией $10 \text{ \AA}/\text{мм}$ в области 5 эВ и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) Hamamatsu R6359–10, работающем в одноэлектронном режиме. В качестве источника возбуждения использовали дейтериевую лампу мощностью 400 Вт со сплошным спектром излучения в УФ-области. Кинетику затухания катодолюминесценции исследовали после возбуждения образцов импульсом электронов генератора типа МИРА–2Д (длительность импульса 20 нс, энергия 150 кэВ, частота – единицы Гц). Спектры рентгено- и термостимулированной люминесценции измеряли монохроматором МДР-23 и ФЭУ-106, используя в качестве источника возбуждения рентгеновский аппарат УРС-55 А ($U = 55 \text{ кВ}$, $I = 6 \text{ мА}$). Спектры поглощения регистрировали на спектрофотометре Helios Alpha. Энергетическое разрешение (FWHM) образцов исследования и сравнения определяли путем анализа амплитудных спектров сцинтилляций при возбуждении γ -квантами от радиоактивного гамма-источника ^{137}Cs (фотопик 662 кэВ). Все исследования выполнены при $T = 300 \text{ К}$.

Результаты эксперимента. Типичные спектры возбуждения и излучения фотолюминесценции объектов исследования и образцов сравнения представлены на рис. 1.

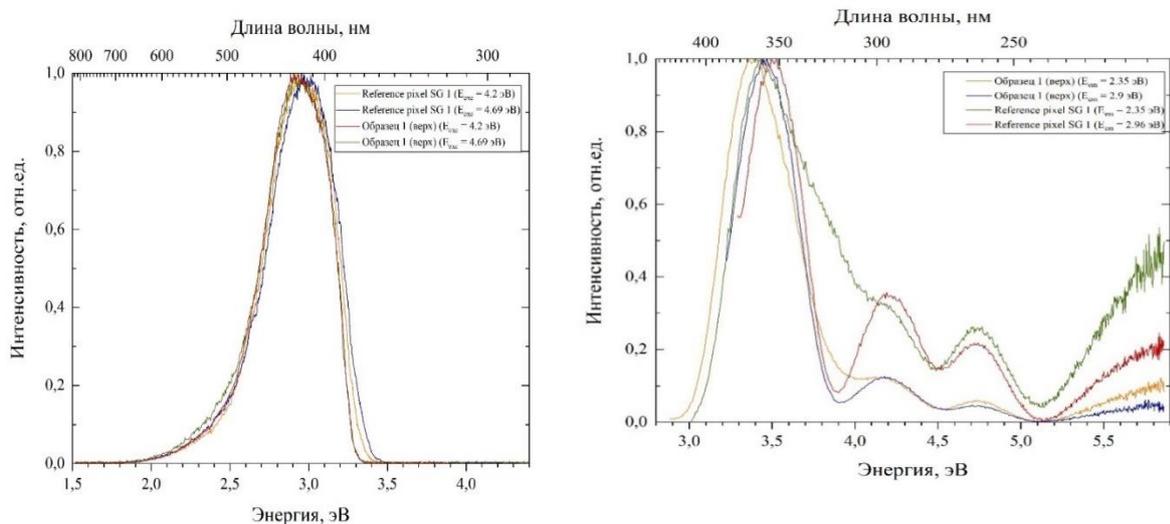


Рис. 1. Спектры ФЛ (слева) и спектры возбуждения ФЛ (справа) образцов кристаллов LSO:Ce производства АО «Гиредмет» и Saint Gobain Crystals

Из рис.1 следует, что спектры ФЛ кристаллов практически идентичны и представлены широкой полосой в диапазоне длин волн 380–600 нм (2–3.5 эВ) с максимумом вблизи 420 нм. Данная полоса люминесценции обусловлена излучательными межконфигурационными

$4f^05d^1 \rightarrow 4f^1$ переходами с нижайшего состояния $5d$ -оболочки на мультиплетные уровни ${}^2F_{5/2}$ и ${}^2F_{7/2}$ основной $4f^1$ конфигурации в ионах Ce^{3+} . Спектры возбуждения ФЛ представлены группой широких полос с максимумами в районе 260, 295 и 360 нм. Данные полосы связаны с межконфигурационными $4f^1 \rightarrow 4f^05d^1$ переходами поглощения в ионах Ce^{3+} и частично отражают структуру уровней пятикратно вырожденной $5d$ -оболочки иона Ce^{3+} . Некоторые отличия спектров возбуждения ФЛ кристаллов производства АО «Гиредмет» от образцов сравнения в части относительной интенсивности полос в районе 260 и 295 нм (рис.1) обусловлены различной природой и распределением естественных неконтролируемых дефектов кристаллической структуры, которые могут вызывать наличие дополнительного (конкурентного) канала поглощения в данной спектральной области. Рост интенсивности возбуждения в диапазоне $\lambda < 230$ нм связан с началом собственного (фундаментального) поглощения матрицы LSO (ширина запрещённой зоны кристалла составляет около 7 эВ).

Для сравнения общей эффективности передачи энергии ионизирующего излучения к центрам свечения (ионам церия) были изучены спектры люминесценции при возбуждении рентгеновским излучением (рис.2). Наличие или отсутствие специфических дефектов в кристаллах производства АО «Гиредмет» проверяли изучением спектров термостимулированной люминесценции (рис.2).

Результаты, представленные на рис.2, свидетельствуют о высокой степени схожести оптических свойств кристалла, выращенного в АО «Гиредмет» и образца сравнения, что говорит о близкой структуре уровней глубоких электронных ловушек и соответствующих дефектов. Важно отметить, что оба образца не обнаруживали сколько-нибудь выраженной флуоресценции.

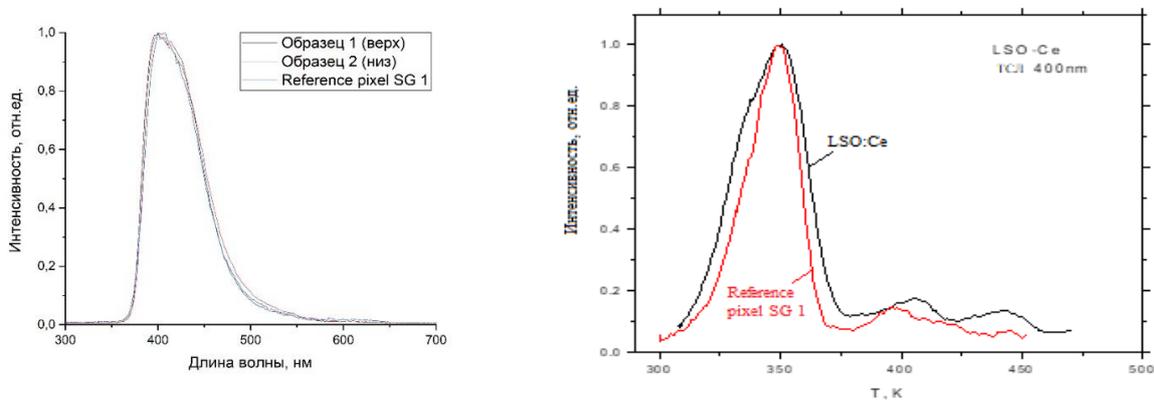


Рис.2. Спектры рентгенолюминесценции (слева) и термостимулированной люминесценции (справа) образцов кристаллов LSO:Ce производства АО «Гиредмет» и Saint Gobain Crystals

Одними из наиболее важных характеристик сцинтилляционных кристаллов для ПЭТ сканеров с времяпролетной технологией являются времена разгорания и затухания импульсной люминесценции. На рис.3 приведены кинетики затухания катодолюминесценции образцов производства АО «Гиредмет», вырезанных из разных частей кристаллической булы, и образца сравнения.

Для возбуждения катодолюминесценции использовался импульс длительностью 20 нс, что близко к ожидаемому известному времени затухания люминесценции LSO:Ce [1], то записать корректную кинетику затухания не представляется возможным, также как и оценить точное значение времени затухания. Для измеренных спектров импульсной радиолюминесценции принципиально важным является наличие или отсутствие длинных компонентов в кинетике затухания свечения, которые свидетельствуют о более инерционных (нежели прямое внутрицентровое возбуждение) процессах переноса энергии к центрам свечения. Сравнение кинетик затухания люминесценции образцов исследуемого кристалла и

референсного образца позволяет заключить, что показатели времени затухания сравнимы и составляют около 40 нс.

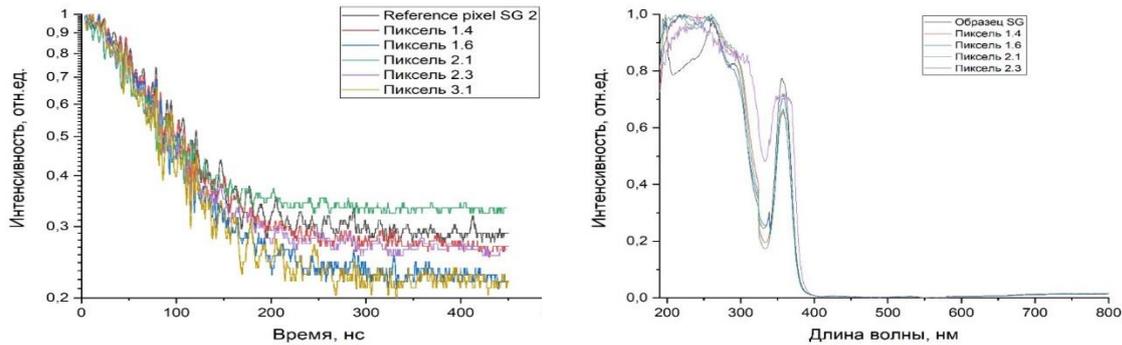


Рис.3. Кинетики затухания катодолуминесценции (слева) и спектры поглощения (справа) образцов кристаллов LSO:Ce производства АО «Гиредмет» и Saint Gobain Crystals

В представленных на рис.3 спектрах поглощения у референсного образца прослеживаются полосы поглощения 234, 262, 290 и 356 нм. Данные пики совпадают по значениям с приведенными в литературе [2] и соответствуют электронным 4f-5d переходам в примесном ионе Ce^{3+} . Для образцов кристалла, выращенного АО «Гиредмет» в области 230-320 нм пики поглощения не разрешаются. Это может быть связано с наличием конкурентного канала поглощения фотонов этого волнового диапазона другими примесями или дефектами. Вместе с тем, основная полоса поглощения в области 360 нм ярко выражена у всех образцов, что позволяет делать заключение о схожести характеристик образцов исследования и сравнения. В диапазоне длин волн от 400 до 800 нм не наблюдается других выраженных полос или линий поглощения, что доказывает высокую химическую чистоту полученного кристалла LSO:Ce.

На рисунке 4 представлены типичные амплитудные спектры сцинтилляций кристаллов при их возбуждении радиоактивным γ -источником ^{137}Cs . Результаты обработки амплитудных спектров приведены в таблице 1.

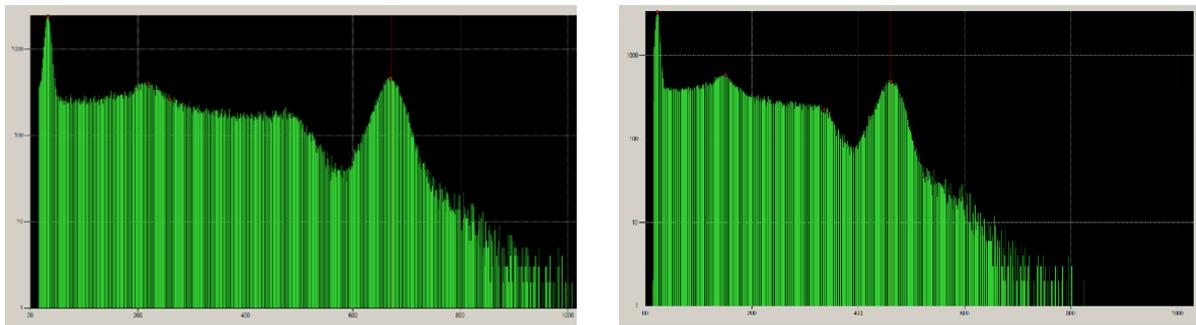


Рис.4. Амплитудные спектры сцинтилляций образца производства АО «Гиредмет» (пик ^{137}Cs определяется в 509-м канале, разрешение оценено в 9,11%) (слева) и образца сравнения (пик ^{137}Cs определяется в 663-м канале, разрешение 7,9%) (справа)

Опираясь на результаты табл. 1 и характеристики образцов сравнения, приведенные на сайте Saint Gobain Crystals [3] по световыходу фотонов в 33200 фотонов/МэВ, можно сделать приблизительную оценку световыхода образцов кристалла LSO:Ce производства АО «Гиредмет» - 25 500 фотонов/МэВ. Данный показатель несколько ниже, чем обычно приводится в литературе. Однако, учитывая, что по остальным показателям характеристики объектов исследования LSO:Ce сравнимы с референсными, то причина более низкого

световыхода может заключаться в несовершенной обработке образцов – наличием микро трещин, сколов, шероховатостей. Отличия могут быть также обоснованы разницей составов референсных образцов и образцов кристалла, выращенного в АО «Гиредмет», а также высокой скоростью выращивания кристалла (рост осуществлялся в 1,5 раза быстрее, чем традиционно принято для кристаллов LSO:Ce), что могло дополнительно привести к образованию дефектов.

Таблица 1 – Результаты анализа амплитудных спектров при их возбуждении радиоактивным γ -источником ^{137}Cs .

Образец	Центр тяжести пика ^{137}Cs , каналы	Энергетическое разрешение по линии 661,6 keV, %	Относительный световыход, %
Образец сравнения 1	655,3	8,08	98,5
Образец АО «Гиредмет» 1	496,1	12,3	75,7
Образец АО «Гиредмет» 2	509,1	9,11	77,7
Образец АО «Гиредмет» 3	476,7+529,4	-	-
Образец АО «Гиредмет» 4	456,3	10,5	69,6
Образец АО «Гиредмет» 5	504,7	9,24	77
Образец сравнения 2	663,2	7,9	100

Заключение. В результате проведенного исследования установлено, что выращенный в АО «Гиредмет» кристалл LSO:Ce соответствует требованиям, предъявляемым к сцинтилляторам, используемым во времяпролетных ПЭТ сканерах, и может быть рекомендован к дальнейшему промышленному производству в рамках программы изготовления ПЭТ-сканеров российского производства с одновременным совершенствованием и устранением недостатков технологического процесса, выявленных в ходе настоящего исследования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б. Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства «Приоритет-2030»

ЛИТЕРАТУРА

- Gundacker S. Precise rise and decay time measurements of inorganic scintillators by means of X-ray and 511 keV excitation / S. Gundacker, R.M.Turtos, E.Auffray, P.Lecoq // Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – May 2018. - №891. P. 42-52.
- Qin Laishun Influence of RE Doping on the Scintillation Properties of LSO Crystals / Laishun Qin, Guohao Ren, Sheng Lu, Dongzhou Ding, Huanying Li // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2008. – Vol. 55. P. 1216 - 1220.
- Saint-Gobain Crystals [Электронный ресурс] – URL: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/lyso-scintillation-crystals> (дата обращения: 16.05.2022)

UDK 538.91; 538.945

METAL/SUPERCONDUCTOR-INSULATOR TRANSITIONS AND THEIR EFFECTS ON HIGH- T_c SUPERCONDUCTIVITY IN UNDERDOPED AND OPTIMALLY DOPED CUPRATES

Kurbanov U.T., Jumabaeva G. K., Dzhumanov S.

Institute of Nuclear Physics, Uzbek Academy of Sciences
Ulugbek, Tashkent 100214, Uzbekistan; e-mail: ukurbanov@inp.uz

Annotation: The most profound effect of strong electron-phonon interaction resulting in the polaron formation in doped copper oxides (cuprates) is the localization of the doped charge carriers (holes) transforming a metallic system into an insulator. If the cuprate system is a superconductor, then the strong polaronic effect can induce a transition from a superconducting into an insulating state. We show that the metal/superconductor-insulator transitions in doped high- T_c cuprates occur in a wide doping range from underdoped to overdoped regime and are accompanied by the multiphase separation. We examine the possibility of the coexistence of competing superconducting and insulating phases in underdoped and optimally doped high- T_c cuprates. We reveal the possible detrimental and beneficial effects of the polaron (or charge-density-wave) transition and the evolution of the competing superconducting and insulating phases from underdoped to overdoped regime on the superconducting properties (i.e. critical values of the superconducting transition temperature T_c) of high- T_c cuprates and find that the radiation defects (e.g. anion vacancies) in the cuprates may strongly affect on T_c and enhance high- T_c superconductivity. We argue that the superconducting transition temperature T_c in these materials is determined properly according to the theory of Bose-liquid superconductivity, since the BCS-like theories of Fermi-liquid superconductivity are incapable of predicting the actual T_c in high- T_c cuprates.

Keywords: *Underdoped and optimally doped cuprates, Strong electron-phonon interaction, Polarons, Charge density waves, Bosonic Cooper pairs, Radiation defects, Metal/superconductor-insulator transition, Suppression and enhancement of high- T_c superconductivity.*

The parent undoped copper oxides (cuprates) are charge-transfer (CT)-type Mott-Hubbard insulators [1,2]. Therefore, the Mott-Hubbard model is believed to be suitable for describing the metal-insulator transition in undoped cuprates but not in doped cuprates [2,3]. Because the doped cuprates are much more complex systems [1,2,4], than the Mott-Hubbard insulators and are the unusual insulators, metals and superconductors in the intermediate doping regime. For example, underdoped and optimally doped cuprates share the intriguing insulating, metallic and superconducting properties, which cannot be understood in terms of the theories of metal-insulator transitions based on the Mott-Hubbard and Anderson models (see Ref.[3]) and the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory of superconductivity [5]. Therefore, interest in metal-insulator and superconductor-insulator transitions in doped high- T_c cuprates has increased with the development of the physics of these new superconducting materials [1,2,6-8]. One can anticipate that many anomalies in the superconducting properties of high- T_c cuprates observed in underdoped and optimally doped regimes are closely related to metal/superconductor-insulator transitions, phase separation and coexisting superconducting and insulating phases [6-11]. Despite considerable theoretical effort (see Refs. [1,2,4,6-8,12]), our understanding of the metal/superconductor-insulator transitions in doped cuprates and unusual behaviors of the underdoped and optimally doped cuprates in their superconducting state is still far from satisfactory. In particular, the evolution of the metallic/superconducting and insulating phases and the reasons of the suppression and enhancement of high- T_c superconductivity in these materials remain yet open questions.

In this work, we study the metal/superconductor-insulator transitions in doped cuprates driven by the strong electron-phonon interaction resulting in the localization of charge carriers and the formation of polarons. We show that such metal/superconductor-insulator transitions in doped high- T_c cuprates occur in a wide doping range from underdoped to overdoped regime and are accompanied by the multiscale phase separation. We then examine the possibility of the coexistence of superconducting and insulating phases in doped cuprates and find that the competing superconducting and insulating phase can coexist in underdoped and optimally doped high- T_c cuprates. We reveal the possible detrimental and beneficial effects of the polaron (or charge-density-wave (CDW)) transition and the evolution of the coexisting superconducting and insulating phases from underdoped to overdoped regime, on the superconducting properties (i.e. critical values of the superconducting transition temperatures T_c) of high- T_c cuprates and find that the radiation-induced defects (e.g. anion vacancies) in these materials may strongly affect on T_c and enhance superconductivity. We argue that the critical temperature of the superconducting transition T_c in these unconventional superconductors is determined properly according to the theory of Bose-liquid superconductivity, since the well-known BCS-like theories of Fermi-liquid superconductivity are incapable of predicting the actual T_c in high- T_c cuprates.

Upon hole doping of cuprates, quasi-free holes appear first in the oxygen valence band and they will subsequently interact with lattice vibrations (phonons) [13] and are self-trapped in a deformable lattice just like self-trapping holes in ionic crystals of alkali halides [14,15]. The cuprates are typical polar materials, where the doped hole carriers are dressed by the local lattice distortions and become polarons with effective masses $m_p \simeq (2 - 3)m_e$ [16,17] (where m_e is the free electron mass). Therefore, the binding energy E_p of a polaron is associated with the energy lowering resulted from carriers adjusting to ionic vibrations.

As the doping level increases, the specific ordering of polarons results in the formation of their superlattice and energy band. When the width of the polaronic band reaches some critical value, the polaron transport becomes metallic and a doped cuprate material undergoes a phase transition from an insulator to a metallic state. Below T_c such a metal-insulator transition occurs as a superconductor-insulator transition. The criterion for the given type of metal-insulator transition is defined as [3]

$$\frac{E_p}{\varepsilon_F} \geq 0.5 \frac{a_p}{R_p}, \quad (1)$$

where a_p is the lattice constant of large polarons, R_p is the radius of such polaron, $\varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2n)^{2/3}/2m_p$ is the Fermi energy of large polarons.

For a certain critical doping $n = n_c$ (where n is the density of polaronic carriers), the expression (1) can be rewritten as

$$x = x_c = \frac{n_c}{n_a} = \frac{1}{3\pi^2 n_a} \left[\frac{4m_p E_p R_p}{\hbar^2 a_p} \right]^{3/2}, \quad (2)$$

where $n_a = 1/V_a$ is the density of host lattice atoms, and V_a is the volume per CuO_2 formula unit in the cuprates.

It is natural to assume that the ordering of polarons with increasing doping occurs just like the ordering of atoms in solids and results in the formation of simple cubic superlattice with the coordination number $z = 6$ and lattice constant $a_p = 2R_p$. Now the criterion for metal-insulator transition (above T_c) or superconductor-insulator transition (below T_c) can be written as

$$x_c = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3 n_a} [2m_p E_p]^{3/2}. \quad (3)$$

We now estimate x_c for La- and Y-based cuprate superconductors $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) and $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) by taking the observed values of $m_p \simeq (2 - 3)m_e$ and $E_p \simeq 0.06 - 0.20$ eV [18]. The values of V_a can be determined approximately as $V_a \simeq 190 \text{ \AA}^3$ in LSCO and $V_a \simeq 100 \text{ \AA}^3$ in YBCO. The values of n_a are equal roughly to $0.53 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ (in LSCO) and 10^{22} cm^{-3} (in

YBCO). Using the values of parameters $m_p = (2.2 - 2.7)m_e$, $E_p = 0.06 - 0.12 \text{ eV}$ and $n_a \approx 0.53 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, we find the values of critical doping for metal/superconductor-insulating transitions $x_c = 0.041 - 0.157$ in LSCO. If we use the other values of parameters $m_p = (2.8 - 3.2)m_e$, $E_p = 0.08 - 0.15 \text{ eV}$ and $n_a \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ for YBCO, we obtain the values of critical doping for metal/superconductor-insulating transitions $x_c = 0.048 - 0.15$ in YBCO. These obtained results for metal/superconductor-insulator transitions are in fair agreement with the experimental data on the metal/superconductor-to-insulator crossover in underdoped and optimally doped cuprates [6-9,11,19-21]. Thus, in LSCO and YBCO the metal/superconductor-insulator transitions and multiscale phase separation into carrier-rich (metallic/superconducting) and carrier-poor (insulating) regions occur in a wide doping range $0.05 \lesssim x \lesssim 0.15$.

In doped high- T_c cuprates the attractive hole-lattice interaction is strong enough to overcome the Coulomb repulsion between two polaronic carriers [22] and Cooper pairing of these carriers results in the formation of tightly-bound Cooper pairs. The treatment of such Cooper pairs as composite bosons with the mass $m_B = 2m_p$ has been justified and the issue of the validity of the theory of Bose-liquid superconductivity proposed as a description of superconducting transition is now well established [22]. According this theory, the critical temperature of the superconducting transition T_c in the weak interboson coupling is determined from the relation

$$T_c \simeq T_{BEC} \left[1 + c\gamma_B \sqrt{k_B T_{BEC} / \xi_{BA}} \right], \quad (4)$$

where γ_B is the interboson coupling constant, $T_{BEC} = 3.31\hbar^2 \rho_B^{2/3} / 2k_B m_p$ is the Bose-Einstein condensation temperature of an ideal Bose gas of polaronic Cooper pairs, k_B is the Boltzmann constant, ξ_{BA} is the characteristic thickness of the condensation layer including all attracting bosonic Cooper pairs, $c = \pi^{3/2} / 3.918$, $\gamma_B \ll 1$.

From the above considerations, it follows that in underdoped and even in optimally doped cuprates below T_c the superconducting and non-superconducting (i.e. localized) charge carriers reside in carrier-rich (superconducting) and carrier-poor (insulating) regions, respectively and the competing superconducting and insulating phases would coexist beginning from deeply underdoped ($x \lesssim 0.04 - 0.05$) to slightly overdoped ($x \simeq 0.16$) regime. According to our proposed microscopic picture of the phase separation and the evolution of coexisting superconducting and insulating phases, the insulating regions (or stripes) in underdoped cuprates are gradually narrowed with increasing doping and persist even as small islands in optimally cuprates and finally disappear in slightly overdoped cuprates. In this more realistic picture, only Cooper pairs residing in metallic regions condense in a Bose superfluid below T_c and are involved in high- T_c superconductivity, while the other Cooper pairs progressively become localized in carrier-poor regions due to transition from a superconducting phase to an insulating phase (see Ref.[22]) and therefore, they do not make the contribution to superconductivity. In high- T_c cuprates, the critical superconducting transition temperature determined from the expression (4) reaches the maximum T_c^{max} at some optimal doping close to overdoped (OD) regime when the insulating regions disappear at this doping level. However, with decreasing doping ($x \lesssim 0.15$) the critical temperature T_c becomes less than T_c^{max} and is determined from the relation

$$T_c = \frac{V_S}{V_I + V_S} T_c^{max} = \frac{1}{1 + f_I} T_c^{max}, \quad (5)$$

where $f_I = V_I / V_S$ is the insulating volume fraction, V_I is the volume of the insulating regions of high- T_c cuprates, V_S is the volume of the superconducting regions of these materials.

The variation of the ratio T_c / T_c^{max} in high- T_c cuprates with insulating volume fraction f_I is shown in Fig.1.

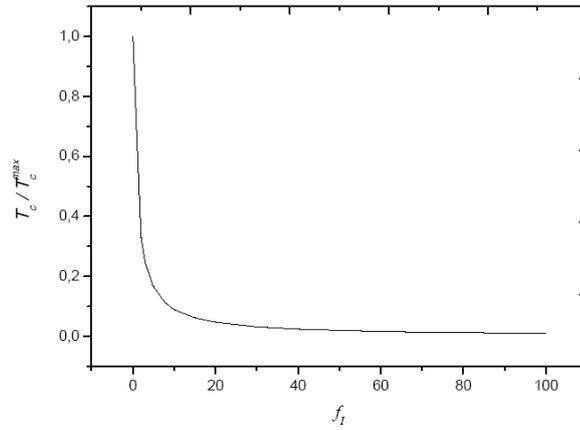


Fig. 1. Variation of T_c/T_c^{max} in high- T_c cuprates with insulating volume fraction f_I

Using the expression (4) for T_c , we can estimate the value of T_c/T_c^{max} in optimally doped YBCO. If we use the values of parameters $m_B = 4m_e$, $\gamma_B = 0.25$, $k_B T_{BEC}/\xi_{BA} \approx 0.15$ and $\rho_B \approx 6 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$, we find $T_{BEC} \approx 112.3 \text{ K}$ and $T_c^{max} \approx 92 \text{ K}$ for optimally doped YBCO. For the underdoped (UD) system YBCO ($x \gtrsim 0.13$), we can take $f_I = 0.25$. Then we obtain $T_c = T_c^{max}/1.25 \approx 74 \text{ K}$, which is consistent with the experimental data for YBCO [23]. In YBCO the insulating volume fraction f_I is small enough at $x > 0.14$ and T_c changes little between $x_{UD} \approx 0.14$ and $x_{OD} \approx 0.16$. This predicted behavior of T_c is also observed experimentally in YBCO [23]. In underdoped and optimally doped cuprates, the part of metallic/superconducting regions goes over to insulating state at the doping level $x < 0.15$. Therefore, a marked suppression of superconductivity will occur in underdoped cuprates due to a more stronger polaronic effect and an increase of the insulating volume fraction at the expense of the superconducting volume fraction. The results presented in Ref. [22] give evidence that the polaronic effect weakens with increasing doping towards overdoped regime. Hence, superconductivity is strongly enhanced in optimally doped regime.

The strong electron-phonon interactions in the cuprates also give rise to the CDWs which hinder high- T_c superconductivity in underdoped cuprates. Since the formation of CDWs is also accompanied by a lattice distortion [24] and is similar to the polaron formation. Further, the irradiation-induced disorders (i.e. lattice defects) in the cuprates may strongly affect on T_c and enhance superconductivity, since the anion vacancy-enhanced Coulomb repulsion hinders the polaron formation. Actually, it has been found experimentally that disorder created in the cuprate superconductor $La_{1.875}Ba_{0.125}CuO_4$ by proton irradiation increases the superconducting critical temperature T_c by 50 % while suppressing the CDW state [24].

References

1. M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura. Rev. Mod. Phys. 70, 1039 (1998).
2. S. Dzhumanov. Theory of Conventional and Unconventional Superconductivity in the High- T_c Cuprates and Other Systems (Nova Science Publishers, 2013).
3. S. Dzhumanov, P.J. Baimatov, O.K. Ganiev, Z.S. Khuday-berdiev, B.V. Turimov. J. Phys. Chem. Solid. 73, 484 (2012).
4. P.A. Lee, N. Nagaosa, X.-G. Wen. Rev. Mod. Phys. 78, 17 (2006).
5. J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer. Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
6. A.N. Lavrov, V.F. Gandmakher. Phys. Usp. 41, 223 (1998).
7. A.M. Goldman and N. Markovic, Physics Today November, 39 (1998).
8. S.I. Vedenev. Phys. Usp. 55, 625 (2012).
9. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura, T. Yoshida, T. Mizo-kawa, Z.-X. Shen, A. Fujimori, T. Kakeshita, H. Eisaki, S. Uchida. Phys. Rev. B 62, 4137 (2000).

10. S. Ono, Yoichi Ando, T. Murayama, F.F. Balakirev, J.B. Betts, G.S. Boebinger. Phys. Rev. Lett. 85, 638 (2000).
11. N.V. Anshukova, A.I. Golovashkin, L.I. Ivanova, A.P. Rusakov. J. Exp. Theor. Phys 96, 1045 (2003).
12. A.A. Abrikosov. Phys. Usp. 41, 605 (1998).
13. S. Dzhumanov, P.J. Baimatov, A.A. Baratov, P.K. Khabibullaev. Phys. C 254, 311 (1995).
14. Ch.B. Lushchik, A.Ch. Lushchik. Decay of Electronic Excitations with Defect Formation in Solids (Nauka, 1989) (in Russian).
15. S. Dzhumanov, P.K. Khabibullaev. Phys. Stat. Sol. B 152, 395 (1989).
16. M.A. Kastner, R.J. Birgeneau, G. Shirane, Y. Endoh. Rev. Mod. Phys. 70, 897 (1998).
17. D.N. Basov, T. Timusk. Rev. Mod. Phys. 77, 721 (2005).
18. X.X. Bi, P.C. Eklund. Phys. Rev. Lett. 70, 2625 (1993).
19. J. Fink, N. Nucker, M. Alexander, H. Romberg, M. Knu-peer, M. Merkel, P. Adelman, R. Claessen, G. Mante, T. Buslaps, S. Harm, R. Manzke, M. Skibowski. Phys. C 185–189, 45 (1991).
20. S. Ono, Y. Ando, T. Murayama, F.F. Balakirev, J.B. Betts, G.S. Boebinger. Phys. C 357–360, 138 (2001).
21. Y. Ando, S. Ono, X.F. Sun, J. Takeya, F.F. Balakirev, J.B. Betts, and G.S. Boebinger. Phys. Rev. Lett. 92, 247004 (2004).
22. S. Dzhumanov, arXiv:1912:12407.
23. J.L. Tallon, J.W. Loram, J.R. Cooper, C. Panagopoulos, C. Bernhard. Phys. Rev. B 68, 180501 (2003).
24. M. Leroux, V. Mishra, J.P.C. Ruff, et al., PNAS 116, 10691 (2019).

UDK: 538.945

SIGNATURES OF ROOM-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY EMERGING IN TWO-DIMENSIONAL DOMAINS WITHIN THE NEW Bi/Pb-BASED CERAMIC CUPRATE SUPERCONDUCTORS

S. Dzhumanov¹, D.D. Gulamova² and Sh.S. Djumanov³

¹Institute of Nuclear Physics, Uzbek Academy of Sciences, Ulugbek, 100214 Tashkent, Uzbekistan

²Institute of Material Sciences Physics-Sun Scientific Production Association, Uzbek Academy of Sciences, Tashkent, 100084, Uzbekistan

³Tashkent State Technical University, 100095 Tashkent, Uzbekistan

Abstract. In this work, we predict the possibility of realizing room-temperature superconductivity in two-dimensional (2D) domains within the specific ceramic high- T_c cuprate superconductors and experimentally confirm this prediction of 2D room-temperature superconductivity in the newly derived Bi/Pb-based ceramic cuprate superconductors containing many 2D domains (grain boundaries, interfaces and multiplate blocks). We report signatures of room-temperature superconductivity emerging at different grain boundaries and interfaces and in multiplate blocks within the new ceramic superconductors $Bi_{1.7}Pb_{0.7}Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$, synthesized by using the new melt technology in a large solar furnace.

Keywords: *Bi/Pb-based ceramic cuprate superconductors, Three-dimensional (3D) and two-dimensional (2D) superconducting domains, Bosonic Cooper pairs, 3D and 2D Bose superfluids, The new melt technology, A large solar furnace, Grain boundaries, Interfaces, Multiplate blocks, the 3D-2D crossover region, Bulk superconductivity, 2D room-temperature superconductivity.*

The discovery of superconductivity in the *La* –based ceramic copper oxide (cuprate) material at a temperature of about 35 K [1] and the dramatic increase of the critical temperature T_c of the superconducting transition in other discovered *Y* –, *Bi* – and *Hg* –based cuprate superconductors to above 90 K [2], 110 K [3] and 130 K [4] ushered in the era of high- T_c superconductivity, changing completely the view point of many researchers on superconductivity, which was before considered as a low-temperature phenomenon. These important discoveries inspired researchers to search room-temperature superconductivity. First, there has been considerable interest in the increase of T_c in some families of cuprate superconductors to a maximum value at different applied pressures [5-7] and the record values of $T_c \simeq 153 - 164$ K reported for these materials are remained still unchanged. So far, room-temperature superconductivity was not observed in high- T_c cuprate materials even under pressures. Recently, there has been growing interest in the discovery of room-temperature superconductivity in other class of materials, and the new so-called high- T_c hydrides have been synthesized at high pressures [8,9]. However, room temperature superconductors discovered at high pressures will not have a wide-range practice applications. Therefore, in the last decade, new attempts were made to synthesize the promising ceramic cuprate superconductors with the highest critical superconducting transition temperatures $T_c \gtrsim 180$ K at ambient (atmospheric) pressure by using more advanced technology [10,11]. These ceramic high- T_c materials may present an alternative path to realizing room-temperature superconductivity at atmospheric pressure.

Still, most researchers trying to find the new high- T_c superconductors make predictions on the basic of the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS)-like and Migdal-Eliashberg theories of Fermi-liquid superconductivity regarding the possibility of increasing the critical temperature up to room temperature (see Ref.[8]). However, the high- T_c cuprates undergoing a λ –like superconducting transition at T_c [12] just like λ –transition in liquid ${}^4\text{He}$ can be in the regime of Bose-liquid superconductivity [13] and the BCS-like theories are incapable of predicting the actual T_c in such unconventional superconductors.

In this work, we study the possibility of realizing room-temperature superconductivity in the two-dimensional (2D) domains within the newly derived Bi/Pb–based ceramic cuprate superconductors, which consist of three-dimensional (3D) and 2D superconducting domains. We argue that the relevant charge carriers in doped cuprates are large polarons and their Cooper pairing results in the formation of tightly-bound (bosonic) pairs. We show that such unconventional Cooper pairs in the ceramic cuprate superconductors condense below certain critical temperatures into 3D and 2D superfluids in 3D and 2D domains. In so doing, we can determine the actual superconducting transition temperatures in 3D and 2D systems from the integral equations of 3D and 2D Bose superfluids presented in Ref.[14]. For 3D systems, the approximate analytical solutions of the integral equations of a 3D Bose superfluid can be obtained at the intermediate interboson coupling and the bulk T_c in high- T_c cuprates is given by

$$T_c = T_{BEC}^* \left[1 + c\gamma_B \sqrt{\sqrt{2}k_B T_{BEC}^* / \xi_{BA}} \right] \quad (1)$$

where $T_{BEC}^* = 3.31\hbar^2 \rho_B^{2/3} / k_B m_B^*$ is the renormalized Bose-Einstein condensation temperature, ρ_B is the density of attracting (superfluid) bosons, m_B^* is the renormalized mass of interacting bosons defined similarly in Ref.[15], γ_B is the interboson coupling constant, $c = \pi^{3/2} / 3.918$, ξ_{BA} is the cutoff parameter for an attractive part of the interboson interaction potential, $\gamma_B \gtrsim 0.3$.

For 2D systems, the analytical solutions of the integral equations of a 2D Bose superfluid are obtained at arbitrary γ_B and the critical temperature superconducting transition temperature in 2D domains within the ceramic cuprate materials is determined from the relation [14]

$$T_c^{2D} = -\frac{T_0^*}{\ln\left[1 - \exp\left(-\frac{2\gamma_B}{\gamma_B + 2}\right)\right]}, \quad (2)$$

where $T_0^* = 2\pi\hbar^2\rho_B/k_B m_B^*$.

We have used the expressions for $T_c = T_c^{3D}$ and T_c^{2D} to examine the possibility of the existence of distinct 3D and 2D superconducting phases in ceramic cuprate superconductors and to predict the existence of two distinctly different regimes of high- T_c superconductivity and the possibility of 2D room-temperature superconductivity emerging in the 3D-2D crossover region within these high- T_c materials. For ceramic high- T_c cuprate superconductors, we estimate T_c and T_c^{2D} by assuming that the mass m_p of polaronic carriers in 3D domains is of the order of $2m_e$ [16] (where m_e is the free electron mass) and in 2D domains will be larger than $2m_e$. In these materials, noninteracting bosonic Cooper pairs have the mass $m_B = 2m_p$ and only the interacting bosons with the renormalized mass $m_B^* > m_B$ [14] can condense into Bose superfluids at $T \leq T_c$ (in 3D domains) and $T \lesssim T_c^{2D}$ (in 2D domains). By taking $m_p = 2m_e$, $m_B^* \simeq 1.05 \cdot m_B$ and $\rho_B \simeq 4 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ for 3D superconducting domains, we find $T_{BEC}^* \simeq 81.7 \text{ K}$. Using Eq.(1), we estimate the bulk T_c assuming that $\xi_{BA} = \hbar\omega_0$ (where ω_0 is the frequency of the optical phonons in high- T_c cuprates) and two bosonic Cooper pairs interact with each other by means of the exchange of optical phonons having relatively low energy $\hbar\omega_0 \simeq 0.03 \text{ eV}$. Then, at $\gamma_B = 0.7$ the expression (1) predicts the value of $T_c \simeq 1.508T_{BEC}^* \simeq 123 \text{ K}$. We can now estimate the superconducting transition temperature in 2D domains by assuming that $m_p = 3m_e$, $m_B = 2m_p$, $m_B^* \simeq 1.05 \cdot m_B$ and $\rho_B \simeq 2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$. Under these assumptions, we obtain $T_0^* \simeq 176 \text{ K}$. If we take the same value of $\gamma_B = 0.7$ for a 2D Bose superfluid, then the expression (2) predicts the value of $T_c^{2D} \simeq 1.105T_0^* \simeq 195 \text{ K}$.

From the above considerations, it follows that the expected value of T_c^{2D} in the 3D-2D crossover region is much higher than the bulk T_c value. Therefore, the 3D superconductivity is destroyed above the bulk T_c , but the 2D superconductivity persists in 2D domains in ceramic cuprate materials well above the bulk T_c . Such a remnant 2D superconductivity persisting at different grain boundaries and interfaces and in multiplate blocks within the high- T_c cuprates might be encouraging in achieving room-temperature superconductivity at atmospheric pressure. It is natural to believe that many grain boundaries parallel each other, interfaces and parallel multiplate blocks within the ceramic cuprate superconductors synthesized by using advanced technologies represent the alternating 3D non-superconducting/2D superconducting sandwich layers above the bulk T_c . The critical superconducting transition temperature in 2D layers of such new sandwiches can reach room temperature at certain values of ρ_B and γ_B . If we take $\rho_B \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ and $\gamma_B = 0.75$ for 2D layers of the above sandwiches, we obtain $T_0^* \simeq 265 \text{ K}$ and $T_c^{2D} \simeq 1.15T_0^* \simeq 306 \text{ K}$ at given values of $m_p = 3m_e$, $m_B = 2m_p$, $m_B^* \simeq 1.05 \cdot m_B$.

We confirm experimentally the above predictions of the theory of Bose-liquid superconductivity regarding the possibility of emerging 2D room-temperature superconductivity within the ceramic high- T_c cuprate superconductors. We have succeeded in synthesizing Bi/Pb-based ceramic cuprate superconductors $Bi_{1.7}Pb_{0.7}Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$ (where $n = 2 - 30$) using the new melt technology in a large solar furnace (in Parkent) with the highest critical temperatures of superconducting transitions reaching 395 – 310 K. Samples of these new Bi/Pb-based cuprate superconductors contain many grain boundaries parallel to each other, twin boundaries and interfaces in multiplate blocks and twinned domains.

The critical superconducting transition temperatures in the studied samples were determined by the resistance-temperature measurements carried out using the standard four-probe technique with silver past contacts. The contact resistance was far less than 1Ω in each case. The superconducting transition temperature in a series of the studied samples was defined by the maximum slope of the resistive transition in the resistance-temperature curves. Our experimental results show that, in Bi/Pb-based ceramic cuprate superconductors, besides bulk 3D

superconductivity there is also strongly enhanced 2D superconductivity emerging in the 3D-2D crossover region well above the bulk T_c . We report experimental evidence of room-temperature superconductivity emerging in 2D domains within the new Bi/Pb–based ceramic cuprate superconductors. The superconducting transition in these materials synthesized by using the advanced melt technology exhibits a step-like resistive transition in the resistance-temperature curve at around room temperature. We assume that such a resistive transition is indicative of the signature of 2D room-temperature superconductivity occurring in different 2D domains (e.g., at grain boundaries and interfaces and in multiplate blocks) within the synthesized ceramic high- T_c materials $Bi_{1.7}Pb_{0.7}Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$.

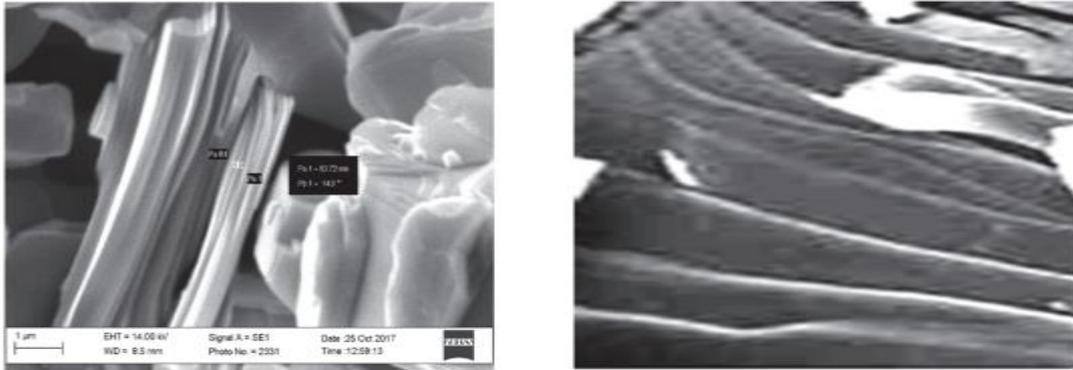


Fig. 1. Lamellar microstructure of high- T_c cuprate superconductor Bi/Pb (2:2:19:20) with the stack of many blocks [11].

Another key signature of room-temperature superconductivity in the newly derived Bi/Pb–based cuprate superconductors is the detection of the presence of a pronounced partial Meissner effect below a characteristic temperature of the step-like resistive transition, which occurs at around 300 K. We detected such an incomplete Meissner effect in the most samples of the synthesized Bi/Pb–based ceramic cuprate superconductors at $T \gtrsim 300$ K. Thus, signatures of bulk superconductivity in different samples of these materials are observed below $T_c \approx 100 - 130$ K, while the possible room-temperature superconductivity emerging in different 2D domains within the studied Bi/Pb–based ceramic cuprate materials is evidenced by the observations of a sharp step-like drop in the resistance and a well-detectable partial Meissner effect at $T_c \approx 395 - 310$ K. Finally, we succeeded in finding the new class of high- T_c materials $Bi_{1.7}Pb_{0.7}Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$, which are synthesized by using the new melt technology in a large solar furnace, relevant to room-temperature superconductivity.

This work was supported by the Foundation of Fundamental research, Grant № F-FA-2021-433.

REFERENCES

1. J.B. Bednorz and K.A. Müller, Z. Phys. B64, 189 (1986)
2. M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Tomg, et.al., Phys. Rev. Lett. 58, 908 (1987)
3. R.M. Hasen, C.T. Prewitt, R.J. Angel, et.al., Phys. Rev. Lett. 60, 1174 (1988)
4. A. Schilling, M. Cantoni, J.D. Guo, and H.R. Ott, Nature 363, 56 (1993)
5. C.W. Chu, L. Gao, F. Chen, et.al. Nature 365, 323 (1993)
6. L. Gao, Y.Y. Xue, F. Chen, et.al., Phys. Rev. B50, 4260 (1994)
7. N. Takeshita, A. Yamamoto, A. Iyo, and H. Eisaki, J. Phys. Soc. Jpn. 82, 023711 (2013)
8. A.P. Drozdov, P.P. Kong, V.S. Minkov, et.al., Nature 569, 528 (2019)
9. E. Snider, N. Dasenbrock-Gammon, R. Mebride, et.al., Nature 586, 373 (2020)

10. D.D. Gulamova, A.V. Karimov, J.G. Chigvinadze, et.al., Zh. Tech. Phys. 89, 583 (2019)
11. J.G. Chigvinadze, S.M. Ashimov, J.V. Acrivos, and D.D. Gulamova, Low.Temp.Phys. 45, 386 (2019)
12. T. Matsuzaki, M. Ido, N. Momono, et.al., J. Phys. Chem. Solids 62, 29 (2001)
13. S. Dzhumanov, Physica A517, 197 (2019)
14. S. Dzhumanov, arxiv. 1912, 12407
15. M. Luban, Phys. Rev. 128, 965 (1962)
16. M.A. Kastner, R.J. Birgeneau, G. Shirane, and Y. Endoh, Rev. Mod. Phys. 70, 897 (1998)

UDK 53.096; 538.955

**UNUSUAL TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE MAGNETIC FIELD
PENETRATION DEPTH IN THE HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS
 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: EVIDENCE FOR BOSE-LIQUID SUPERCONDUCTIVITY**

S. Dzhumanov¹, U. M. Turmanova¹, and U. K. Mayinova²

¹ Institute of Nuclear Physics, Uzbek Academy of Sciences, 100214, Ulughbek,
Tashkent, Uzbekistan

² Samarkhand State University, University Boulevard 15, 140104, Samarkhand, Uzbekistan

Abstract. In this work, we present theoretical results on the unusual temperature dependences of the superfluid density $\rho_s(T)$ and related magnetic field penetration depth $\lambda_L(T)$ in high- T_c cuprate superconductors $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ and compare predictions of the theory of Bose-liquid superconductivity for $\rho_s(T)$ and $\lambda_L(T)$ with the experimental data on temperature dependences of $\lambda_L(T)$ and $\rho_s(T) \sim 1/\lambda_L^2(T)$ in $YBa_2Cu_3O_7$ and $YBa_2Cu_3O_{6.97}$. In particular, we show that the distinctive exponential temperature dependence of $\lambda_L(T)$ at temperatures somewhat below the superconducting transition temperature T_c and power-law temperature dependence of $\lambda_L(T)$ at low temperatures in these high- T_c materials are direct consequences of the theory of three-dimensional Bose-liquid superconductivity.

Keywords: High- T_c cuprate superconductors, Bosonic Cooper pairs, Three-dimensional Bose superfluid, Bose-liquid superconductivity, Temperature-dependent magnetic field penetration depth and superfluid density, Unusual exponential and power-law temperature dependences.

In conventional metals with weak electron-phonon coupling, the Cooper pairing of electrons and Fermi-liquid superconductivity occur simultaneously at the critical temperature T_c of the superconducting transition and these phenomena are well described by the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory [1]. In contrast, in doped copper oxide (cuprate) superconductors, the electron-phonon interaction is strong enough and the origin of high- T_c superconductivity in these polar materials remains still controversial [2, 3]. The temperature-dependent superconducting properties (in particular, the temperature dependences of superfluid density and related magnetic field penetration depth) of high- T_c cuprates are fundamentally different from those of conventional superconductors and cannot be understood within the existing theories based on the BCS-type condensation of weakly-bound (fermionic) Cooper pairs into a superfluid Fermi-liquid and on the usual Bose-Einstein condensation (BEC) of tightly-bound (bosonic) Cooper pairs. The magnetic field penetration depth in superconductors is usually called the London penetration depth λ_L [4] and temperature-dependent because, it depends on the density ρ_s of superfluid carriers [3], which decreases with increasing temperature T . The superfluid density ρ_s and related London penetration depth λ_L are the intrinsic parameters closely connected with the mechanism of superconductivity in the system. The temperature dependences of ρ_s and λ_L in the superconductor are sensitive to the

form of the quasiparticle excitation spectrum, which depends on the fermionic or bosonic nature of superfluid carriers (e.g. Cooper pairs). In particular, the London penetration depth λ_L has an exponential temperature dependence in the superconductor if the quasiparticle excitation spectrum has a finite energy gap, while it has a power-law temperature dependence if the excitation spectrum of quasiparticles is gapless in the superconductor.

For a long time, the different BCS-like theories of Fermi-liquid superconductivity are often used to describe the phenomenon of high- T_c superconductivity in the cuprates. However, the origins of many anomalies in the superconducting properties in high- T_c cuprates have not been well understood yet within the existing theories based on the BCS-like models or the usual BEC models of an ideal Bose gas [3]. Actually, it is found experimentally that the temperature dependences of λ_L in high- T_c cuprates at low temperatures $T \lesssim 0,4T_c$ and relatively high temperatures $0,4T_c < T < T_c$ do not follow the predictions of BCS-like theories (see, e.g., Ref. [5]). Some other experimental results for λ_L in single-crystal cuprate superconductor $Ya - Ba - Cu - O$ (see Fig. 3 in Ref. [6]) are also essentially at variance with the exponential temperature dependence of $\lambda_L(T)$ predicted by the BCS theory. The doped high- T_c cuprates exhibiting a λ -like anomaly in the specific heat near T_c and other anomalies (e. g., pronounced anomalies in $\rho_s(T)$ and $\lambda_L(T)$ at a temperature somewhat below T_c or far below T_c) in the superconducting state are believed to be unconventional (bosonic) superconductors and superfluid Bose systems. Therefore, the BCS-like theories of Fermi-liquid superconductivity and the usual BEC model of an ideal Bose gas are incapable of describing the anomalous temperature dependences of the superfluid density $\rho_s(T)$ and the London penetration depth $\lambda_L(T)$ in these unconventional superconductors.

In this work, we study the unusual temperature dependences of the superfluid density $\rho_s(T)$ and related magnetic field penetration depth $\lambda_L(T)$ in high- T_c cuprate superconductors $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. We examine the validity of an alternative theory of high- T_c superconductivity in these materials based on the new types of condensation of bosonic Cooper pairs into a Bose superfluid and find out the origins of anomalies in the temperature dependences of $\rho_s(T)$ and $\lambda_L(T)$ in $YBa_2Cu_3O_{6,97}$ and $YBa_2Cu_3O_7$. In particular, we show that the distinctive exponential temperature dependence of $\lambda_L(T)$ at temperatures somewhat below T_c and power-law temperature dependence of $\lambda_L(T)$ at low temperatures in the cuprate superconductors are direct consequences of the theory of three-dimensional (3D) Bose-liquid superconductivity. We argue that the doped hole carriers in a polar crystal of the cuprates interact with lattice vibrations (phonons) [7, 8] and they are self-trapped just like self-trapping holes in ionic crystals of alkali halides [9, 10]. In doped high- T_c cuprates the attractive hole-lattice interaction is strong enough to overcome the Coulomb repulsion between two self-trapped (polaronic) carriers [11] and the Cooper pairing of such carriers results in the formation of tightly-bound Cooper pairs [12], which behave like bosons just like He^4 atoms and condense into a 3D Bose superfluid [11, 13]. Therefore, the Bose-liquid superconductivity is realized in high- T_c cuprates in which the quasiparticle excitations characteristic of a superfluid Bose-liquid result into the distinctive non-BCS temperature dependences of $\rho_s(T)$ and $\lambda_L(T)$.

The pair Hamiltonian of the interacting Bose gas is diagonalized by using Bogoliubov transformations of Bose operators and the excitation spectrum of a Bose superfluid has the form [3, 11]

$$E_B(k, T) = \sqrt{(\varepsilon_B(k) + \tilde{\mu}_B(T))^2 - \Delta_B^2(T)}, \quad (1)$$

where, $\varepsilon_B(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_B$, m_B is the mass of free (noninteracting bosons), $\tilde{\mu}_B(T)$ is the renormalized chemical potential of an interacting Bose gas, $\Delta_B(T)$ is the coherence parameter (i.e. superconducting order parameter).

At $T = 0$ the quasiparticle excitation spectrum $E_B(k, T)$ has a finite energy gap $\Delta_g(T) = \sqrt{\tilde{\mu}_B^2(T) - \Delta_B^2(T)}$ when the interboson coupling constant γ_B is larger than a certain critical value γ_B^* [11]. At $\gamma_B < \gamma_B^*$ the energy gap in $E_B(k, T)$ vanishes below a characteristic temperature T_c^* , which is close to T_c (i.e. $T_c^* < T_c$) at $\gamma_B \ll 1$ and is much lower than T_c at $\gamma_B \lesssim 1$ [11]. The gapped and

gapless excitation spectra $E_B(k, T)$ of a 3D superfluid Bose-liquid result in the distinctive exponential and power-law temperature dependences of the superfluid density $\rho_s(T)$ and related magnetic field penetration depth $\lambda_L(T)$ high- T_c cuprates, which will be discussed below.

In unconventional cuprate superconductors the key superconducting parameters $\rho_s(T)$ and $\lambda_L(T)$ are determined using the theory of the Bose superfluid. According to the phenomenological London theory of superconductors, the magnetic field penetration depth in any superconductor is determined from the expression [4]

$$\lambda_L(T) = \sqrt{m^* c^2 / 4\pi \rho_s(T) e^{*2}}, \quad (2)$$

where, m^* and e^* are the effective mass and charge of a superfluid carrier, c is the light velocity.

The temperature-dependent London penetration depth $\lambda_L(T)$ in bosonic superconductors is determined using the two Bose-liquid model [3]. According to this model, the density of interacting bosons, which condense into a Bose superfluid, is determined from the relation $\rho_B = \rho_s(T) + \rho_n(T)$, where, $\rho_n(T)$ is the normal component of a 3D Bose-liquid. The density of the superfluid component of this Bose-liquid is determined from the expression.

$$\rho_s(T) = \rho_B - \rho_n(T). \quad (3)$$

Now, the expression for $\lambda_L(T)$ in the two Bose-liquid model can be written as

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \left[1 - \frac{\rho_n(T)}{\rho_B} \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

where, $\lambda_L(0) = (m_B c^2 / 4\pi \rho_B e^{*2})^{1/2}$, $e^* = 2e$ is the charge of Cooper pairs.

Taking into account that at $T = 0$, $\rho_n(0) = 0$ and $\rho_s(0) = \rho_B$, we can write $[\rho_s(T) / \rho_s(0)] = [(\rho_B - \rho_n(T)) / \rho_B] = \lambda_L^2(0) / \lambda_L^2(T)$. The density of the normal component of a 3D Bose-liquid is determined from the expression [14]

$$\rho_n(T) = -\frac{1}{3m_B} \int \frac{dn_B(p) 4\pi p^2 dp}{dE_B(p) (2\pi\hbar)^3}, \quad (5)$$

where, $n_B(p) = [\exp(E_B(p) / k_B T) - 1]^{-1}$ is the Bose distribution function, $E_B(p) = \sqrt{(\varepsilon(p) + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}$, $\varepsilon(p) = p^2 / 2m_B$ is the kinetic energy of bosons of momentum p . After performing the integration in Eq. (5), we can write the above expression for $\rho_s(T) / \rho_s(0)$ as

$$\frac{\rho_s(T)}{\rho_s(0)} = \frac{\lambda_L^2(0)}{\lambda_L^2(T)} = \left\{ 1 - \frac{\sqrt{2} m_B^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 \rho_B k_B T} \int_0^{\xi_{BA}} \frac{\varepsilon^{3/2} \exp\left(\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B(T))^2 - \Delta_B^2(T)} / k_B T}{k_B T}\right)}{\left[\exp\left(\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B(T))^2 - \Delta_B^2(T)} / k_B T}\right) - 1\right]^2} d\varepsilon \right\} \quad (6)$$

where ξ_{BA} is the cutoff energy for an attractive part of the interboson interaction potential.

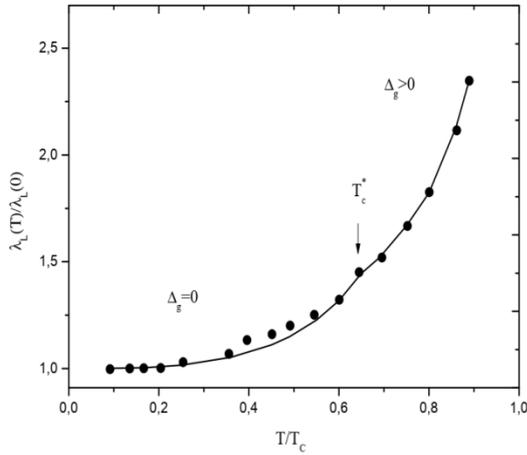


Fig. 1. Temperature dependence of $\lambda_L(T)/\lambda_L(0)$ as a function of the reduced temperature T/T_c for $YBa_2Cu_3O_7$ (•) [15]. The solid line corresponds to the temperature dependence of $\lambda_L(T)/\lambda_L(0)$ calculated by using Eq. (6) with the fitting parameters $\rho_B = 0.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $m_B = 5.2m_e$ and $\xi_{BA} = 0.08 \text{ eV}$.

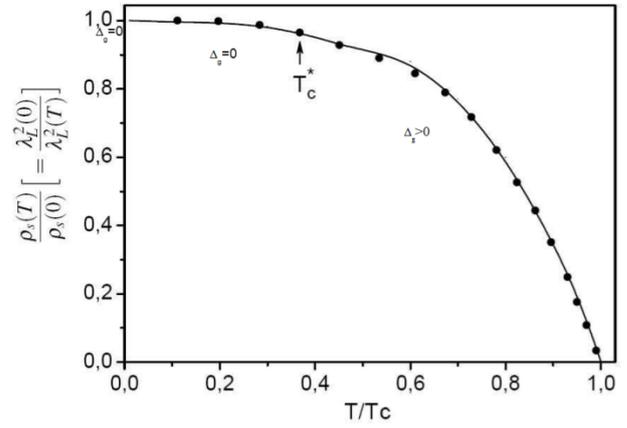


Fig. 2. Temperature dependence of $[\rho_s(T)/\rho_s(0)] = \lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$ (solid line) calculated by using Eq. (6) with the fitting parameters $\rho_B = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $m_B = 5.2m_e$, $\xi_{BA} = 0.05 \text{ eV}$ and compared with the experimental data (•) for $YBa_2Cu_3O_{6.97}$ [16].

In Figs. (1) and (2), we compare the numerical results for $\lambda_L(T)/\lambda_L(0)$ and for $[\rho_s(T)/\rho_s(0)] = \lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$ obtained using Eq.(6) with the experimental data for $\lambda_L(T)/\lambda_L(0)$ and for $\lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$ in high- T_c cuprate superconductors $YBa_2Cu_3O_7$ [15] and $YBa_2Cu_3O_{6.97}$ [16].

As can be seen in Figs. (1) and (2), the fits of the theoretical expression (6) to experimental data are quite good. We have shown that the theory of a 3D Bose-liquid superconductivity in high- T_c cuprates is better consistent with the experimental data on the magnetic field penetration depth and the superfluid density and predicts the distinctive exponential and power-law temperature dependences of $\lambda_L(T) \sim 1/\sqrt{\rho_s(T)}$ in the temperature ranges $T_c^* < T < T_c$ and $0 < T \leq T_c^*$, respectively. Thus, various experiments on the London penetration depth $\lambda_L(T)$ and the superfluid density $\rho_s(T) \sim 1/\sqrt{\lambda_L^2(T)}$ in Y -based high- T_c cuprate superconductors lend support for the validity of the theory of 3D Bose-liquid superconductivity.

Acknowledgements

We thank U. T. Kurbanov and M. U. Sheraliev for useful discussions. This work was supported in partially by the project F-FA-2021-433.

References

1. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
2. P.A. Lee, N. Nagaosa, and X.G. Wen, Rev. Mod. Phys. 78 (2006) 17
3. Dzhumanov S., Theory of conventional and unconventional superconductivity in the high- T_c cuprates and other systems (Nova Science Publishers, New York 2013).
4. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics (Nauka, Moscow, 1978)
5. J. Carini, L. Drabeck, and G. Grüner, Mod. Phys. Lett. B3, 5 (1989)
6. L. Krusin-Elbaum, R.L. Greene, F. Holtzberg, A.P. Molozemoff, and Y. Yeshurin, Phys. Rev. Lett.62, 217 (1989)
7. S. Dzhumanov, P.J. Baimatov, A.A. Baratov, and P.K. Khabibullaev, Physica C254, 311 (1995)
8. S. Dzhumanov, P.J. Baimatov, O.K. Ganiev, Z.S. Khudayberdiev, and B.V. Turimov, J. Phys. Chem. Solids 73, 484 (2012)
9. Ch.B. Lushchik and A.Ch. Lushchik, Decay of Electronic Excitations with Defect Formation in Solids (Nauka, Moscow, 1989)
10. S. Dzhumanov and P.K. Khabibullaev, Phys. Stat. Sol. B152, 395 (1989)

11. S. Dzhumanov, arxiv: 1912. 12407
12. S. Dzhumanov, Superlattices and Microstructures 21, 363 (1997)
13. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev, and Sh.S. Djumanov, Phys. Lett. A380, 2173 (2016)
14. E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii, Statistical Physics. Part 2 (Nauka, Moscow, 1978)
15. J.R. Cooper, C.T. Chu, L.W. Zhou, B. Dunn, G. Grüner, Phys. Rev. B37, 638 (1988)
16. B. Pümpin, H. Keller, W. Künding, W. Odermatt, I.M. Savić, J.W. Schneider, H. Simmler, P. Zimmermann, E. Kaldis, S. Ruscic, Y. Maeno, and C. Rossel, Phys. Rev. B42, 8019 (1990).

UDK: 538.945

MASS OF POLARON IN $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ CUPRATE

B.Ya. Yavidov, D.G'. Khajibaev, S.M. Otajonov, K.K. Nurimbetov

NSPI named after Ajiniyaz, Nukus, Uzbekistan

e-mail: bakhrom.yavidov@gmail.com

Abstract. A $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ cuprate is considered within the framework of extended Holstein-Hubbard model and bipolaronic mechanism of high- T_c superconductivity. A possibility of existence of light (bi)polarons in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ cuprate with masses $(3\div 4)m_e$ is shown. The calculated values of polaron masses are in agreement with the experimental data.

Key words: $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ cuprate, (bi)polaron, polaron mass, superconductivity, Bose-Einstein condensation

The nature of the high temperature superconductivity (HTSC) of copper oxide materials (cuprates) is still not entirely clear. There are a sufficient number of models claiming the HTSC theory. Each model is required to explain all aspects of the properties of cuprates in the normal and superconducting states. This concerns the transport properties of cuprates in the normal state, in particular the mass of the charge carrier. As it is believed that the path to understanding the mechanism of HTSC in cuprates lies through the understanding of all properties of cuprates in the normal state.

Here, we report on the estimation of the charge carriers' mass in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ cuprate within the (bi)polaron point of view. While doing that we rely on the Extended Holstein-Hubbard model (or Fröhlich–Coulomb) [1] and bipolaronic mechanism of HTSC [2] which implies Bose-Einstein condensation (BEC) of a gas or liquid of the intersite bipolarons.

The main idea of our approach was given in the works [3-6]. In the work [3], the values of T_c of $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ and $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ thin films, which were grown on LSAO and STO substrates, were satisfactorily explained. The work [4] extends our approach to $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ cuprates. The recent works are devoted to the explanation of doping dependencies of T_c of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ thin films [5] and the uniaxial pressure (strain) derivatives of T_c of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ bulk samples [6].

According to the bipolaron model of superconductivity, HTSC cuprates are due to the BEC of a gas (or liquid) of the intersite bipolarons [2]. Accepting simple assumptions such as: (i) the intersite bipolarons form an ideal gas; (ii) mass of bipolaron is twice of polaron's mass i.e. $m_{bp} = 2m_p$ and that the cuprates are (iii) in strong electron-phonon interaction (EPI) limit and (iv) on nonadiabatic regime, one can estimate the BEC, T_{BEC} , of the ideal gas of the intersite bipolarons [3, 4]

$$T_{BEC} = \frac{3.31\hbar^2 n^{2/3}}{2k_B m^*} e^{-g^2}, \quad (1)$$

where \hbar (k_B) is Planck's (Boltzmann's) constant, m^* is the bare band mass (is set equal to mass of free electron), n is density of the intersite bipolarons and g^2 is the mass renormalization factor of polaronic system. The above reasonings can be justified by the facts that (i) concentration of charge

carriers in the cuprates is relatively small (dilute limit); (ii) the Coulomb repulsion between bipolarons is significantly reduced in the cuprate oxides by the ionic screening (page 132 of Ref. [7]). The mass renormalization factor g^2 is defined as [8]

$$g^2 = \gamma \frac{E_p}{\hbar\omega}, \quad (2)$$

where

$$\gamma = 1 - \frac{\sum_m f_m(n) f_m(n+a)}{\sum_m f_m^2(n)} \quad (3)$$

is a numerical coefficient,

$$E_p = \frac{1}{2M\omega^2} \sum_m f_m^2(n) \quad (4)$$

is a polaron shift, M is *apical* oxygen ion's mass and $f_m(n)$ is the *density-displacement* type EPI force defined by analytical formula

$$f_m(n) = \frac{\kappa h_O}{[|(n-m)|^2 + h_O^2]^{3/2}}. \quad (5)$$

Here κ is some coefficient, $|n - m|$ is the distance measured in units of the lattice constant a , h_O is Cu(1)-O(2) bond length. For numerical results we rely on the model lattice of chain model of cuprates (Fig. 1) and calculate g^2 for that lattice. The *density-displacement* type force Eq. (5) was introduced by Alexandrov and Kornilovitch in Ref. [1] in order to mimic an interaction of a hole on CuO₂ plane with the vibrations of *apical* oxygen ions in the cuprates. Convincing evidence for a such coupling of in-plane holes with the c -axis polarized vibrations of *apical* oxygen ions comes from many experiments (for example [9]). Therefore, here we consider only that component of the electron-lattice force which represents an interaction of a hole on CuO₂ plane with the c -axis polarized *apical* oxygen vibrations and for the sake of simplicity, we assume that *apical* oxygen ions are dispersionless Einstein oscillators with the vibration frequency ω . In addition, we estimate the mass renormalization factor g^2 within extended Holstein model (which is consistent with the ideality of Bose gas of intersite bipolarons).

Now, we apply the above formalism to YBa₂Cu₄O₈ cuprate. To do this, consider quasi two dimensional lattice consisting of CuO₅ pyramids as in YBa₂Cu₄O₈. A copper-oxygen (CuO₂) plane of the CuO₅ pyramids we assume as square lattice with the lattice constant $a=0.193$ nm which mimics planar Cu(2)-O(2) and/or Cu(2)-O(3) distances in YBa₂Cu₄O₈ [10]. Cu(2)-O(1) bond length of YBa₂Cu₄O₈ which is equal to 0.2276 nm we associate with h_O . All these lattice parameters are measured at 85 K. In addition, for phonon frequency we accept $\hbar\omega = 75$ meV which common for cuprates, and for the mass of *apical* oxygen we put $M=16$ a.m.u.. First of all, we choose the value of the polaron energy, $E_p = 0.75$ eV, in such a way that the value of the intersite bipolaron BEC temperature, T_{BEC} , coincides with the experimental value of the critical temperature of superconductivity, $T_c=80$ K, of YBa₂Cu₄O₈. Then, accepting $T_{BEC}=T_c$, we calculate polaron parameters according to the above assumptions and formulas Eq.(1)-Eq.(5). Calculated mass of a polaron corresponding to the chosen polaron energy (shift) $E_p=0.75$ eV is equal to $m_p=18.3m_e$. The latter mass should be interpreted as three-dimensional mass of polaron in bulk YBa₂Cu₄O₈.

Table 1. The calculated parameters of YBa₂Cu₄O₈ HTSC.

Compound	BEC temperature of the ideal gas of the intersite bipolarons, $T_{BEC} (T_c)$, K	polaron energy, E_p , eV	three-dimensional mass of polaron, m_p, m_e	the mass anisotropy ratio, $\gamma_{m,cab}$	mass of polaron within CuO ₂ -plane, $m_{p,ab}, m_e$
YBa ₂ Cu ₄ O ₈	80	0.75	18.3	144 [11]	3.489
				225 [12]	3.00673
				81 [13]	4.22663
				182 [14]	3.227

Now, we do an estimation of in-plane mass of polaron i.e. mass of polaron within CuO_2 -plane, $m_{p,ab}$. In order to calculate in-plane polaron mass $m_{p,ab}$ one uses the following formulas $m_p = m_{p,ab}^{2/3} \cdot m_{p,c}^{1/3}$ and $\gamma_{pm,cab} = m_{p,c}/m_{p,ab}$. The latter coefficient γ_m characterizes anisotropy of transport properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ along CuO_2 -plane and along c -direction. The experimental value of the coefficient $\gamma_{m,cab}$ can be found in works [11-13]. Zech et al., experimentally determined the mass anisotropy ratio $\gamma_{m,cab} = \sqrt{m_c^*/m_{ab}^*} = 12.3$ [11]. Using the latter value of the mass anisotropy ratio one easily calculates charge carrier's (polaron's) mass in CuO_2 -plane $m_{p,ab} = 3.489m_e$. According to Hussey et al., [12] and Taylor et al., [13] the mass anisotropy ratio $\gamma_{m,cb} = \sqrt{m_c^*/m_b^*} = 15$ and $\gamma_{m,cb} = \sqrt{m_c^*/m_b^*} = 9 \pm 0.3$. If one assumes $\gamma_{m,ca} = \gamma_{m,cb}$ then one obtains $m_{p,ab} = 3.00673m_e$ and $m_{p,ab} = 4.22663m_e$ for the above ratios of Hussey et al., [12] and Taylor et al., [13], respectively. The last two results correspond to the case when $\gamma_{m,ca} = \gamma_{m,cb}$. In reality, there is a slight difference between them: $\gamma_{m,ca} \neq \gamma_{m,cb}$. Kagawa et al., in ref. [14] gives the mass anisotropy ratios for $\gamma_{m,ca} = m_c/m_a$ and $\gamma_{m,cb} = m_c/m_b$ in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. So, according to ref. [14] $\gamma_{m,ca} = 13$ and $\gamma_{m,cb} = 14$. From the latter ratios one obtains

$$\gamma_{m,cab} = \frac{m_c}{m_{ab}} = \frac{m_c}{(m_a \cdot m_b)^{1/2}} = \sqrt{\frac{m_c}{m_a}} \cdot \sqrt{\frac{m_c}{m_b}} = \gamma_{m,ca} \cdot \gamma_{m,cb} = 182.$$

Then, using the above mass anisotropy ratio for charge carrier's (polaron's) mass in CuO_2 -plane one gets $m_{p,ab} = 3.227m_e$. The obtained results are summarised in Table 1. One can notice that the charge carrier's (polaron's) mass in CuO_2 -plane is not strongly renormalized as one would expect within ordinary Holstein model. The possibility of existence of light and mobile (bi)polarons in cuprates was pointed out by Alexandrov [15]. From experimental side there are works of Bangura et al., [16] and Yelland et al., [17] reporting on the mass of quasiparticles in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ equal to $(2.7 \pm 0.3)m_e$ and $(3.0 \pm 0.3)m_e$, respectively. It is seen that our results for the polaron's mass in CuO_2 -plane are in good quantitative agreement with the results of experimental measurements on the mass of quasiparticles reported in the works [16,17]. Our findings clearly show relevance of intersite bipolarons and their BEC to cuprates and might overcome existing prejudices with respect to any relevance of (bi)polarons to real oxides.

In conclusion, we demonstrated within the framework of extended Holstein-Hubbard model and bipolaronic mechanism of high- T_c superconductivity the possibility of existence of light (bi)polarons in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ cuprate with masses $(3 \div 4)m_e$ which is compatible with both the experimental value of $T_c = 80$ K and the experimental values of quasiparticle masses reported in the works [16,17].

References

1. A.S. Alexandrov and P.E. Kornilovitch, J. Phys.: Condens. Matter **14** (2002) 5337
2. A.S. Alexandrov, Theory of Superconductivity: From Weak to Strong Coupling (IOP Publishing Ltd., 2003)
3. B. Yavidov, Physica C **471** (2011) 71
4. B. Yavidov et al., Physica B **407** (2012) 2490
5. A.S. Jalekeshov et al., 2022 J. Supercond. and Nov. Mag. **35** (2022) 3529
6. A.S. Jalekeshov and B.Ya. Yavidov Physica C **604** (2023) 1354177
7. A.S. Alexandrov and N.F. Mott, Polarons and Bipolarons (World Scientific, 1995)
8. A.S. Alexandrov and P.E. Kornilovitch, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 807
9. T. Timusk et al., 1995 in Anharmonic Properties of High- T_c Cuprates, D. Mihailovic et. al. – editors (World Scientific, 1995) pp.171–178
10. E. Kaldis et al., Physica C **159** (1989) 668
11. D. Zech et al., Phys. Rev. B **54** (1996) 12535

12. N.E. Hussey et al., Phys. Rev. B **59** (1999) R11668
13. O.J. Taylor et al., AIP Conference Proceedings **850** (2006) 809
14. N. Kagawa et al., Physica C **357-360** (2001) 302
15. A.S. Alexandrov, Phys. Rev. B **53** (1996) 2863
16. A.F. Bangura et al., Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 047004
17. E.A. Yelland et al., Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 047003

UDK: 538.945

ON CORRELATION OF Cu-O_{apex} DISTANCE AND T_c OF SINGLE LAYER CUPRATES

B.Ya. Yavidov, D.G'. Khajibaev, S.M. Otajonov, K.K. Nurimbetov

NSPI named after Ajiniyaz, Nukus, Uzbekistan
e-mail: bakhrom.yavidov@gmail.com

Abstract. Superconductivity (SC) of the single-layered cuprates is considered within the concept of the preformed pairs (bipolarons). It is shown that calculated values of the temperature of Bose-Einstein condensation (BEC) of the intersite bipolarons in the single-layered cuprates (SLC) correlate with (in direct ratio to) the distance between planar Cu and *apical* oxygen O(2) of the SLC. Using reasonable experimental values of the phonon frequencies and the lattice parameters of SLC we found both quantitative and qualitative agreement between theoretical T_{BEC} and experimental T_c of the studying systems.

Key words: *single layered cuprates, (bi)polaron, in-plane copper-apex oxygen distance, superconductivity, Bose-Einstein condensation*

Copper-oxide (cuprate) high-temperature superconductors (HTSC) can currently be divided into several families: La-, Y-, Bi-, Tl- and Hg-based cuprates. It was established that SC properties of the cuprates strongly depend on the positions of the ions that are out of CuO₂ plane. In particular, *apex* oxygen has profound effect on the SC properties of the cuprates [1]. Namely, it turns out that T_c of the cuprates is directly proportional to the distance from the in-plane Cu ion to the apex O(2) ion, h_o i.e. the longer the h_o , the higher T_c . The latter effect is more pronounced in SLC like La_{2-x}Sr_xCuO₄, Bi₂Sr₂CuO_{6+δ}, Tl₂Ba₂CuO₆ and HgBa₂CuO₄ with the T_c equal to 36 K, 40 K, 85 K and 90 K, respectively. There are a few works in the literature that discuss the issue within the different models [2-6]. Though, the above theoretical works (models) give some ideas on and discuss why the value of T_c differs from one cuprate to another one cannot say that the models are able to take into account all and/or essential features of the phenomenon under consideration. The above theoretical models don't consider the influence of strong electron-phonon interaction (EPI) in cuprates [7,8], and consequently ignore the possibility of polaron and/or bipolaron formation [9,10]. They ignore, in particular, the interaction of in-plane (CuO₂) charge carriers with the *c*- polarized vibrations of the apex oxygen atoms [11]. The experimental data obtained so far and tested models for different cuprates suggest that the phenomenon of HTSC is complex and differ for various compounds. Nevertheless, there are common features, too. As a consequence, at present, one experiences a need of a model that able to explain all experimental data, in particular, the differences among the values of T_c , from universal points of view.

Here we report on establishment of relation between T_c with lattice parameters of cuprate that will give in both qualitative and quantitative explanation of the value of T_c with respect to Cu-O_{apex} distance in SLC. While doing this, we rely on the extended Holstein-Hubbard (or Fröhlich-Coulomb) model of HTSC which assumes formation of intersite bipolarons and consequently their

BEC giving rise to SC. Thus, here we associate T_c with the BEC temperature, T_{BEC} , of intersite bipolarons.

According to the bipolaron model of SC, HTSC of the cuprates are due to the BEC of a gas (or liquid) of the intersite bipolarons [10]. Accepting simple assumptions such as: (i) the intersite bipolarons form an ideal gas; (ii) mass of bipolaron is twice of polaron's mass i.e. $m_{bp} = 2m_p$ and that the cuprates are (iii) in strong EPI limit and (iv) on nonadiabatic regime, one can estimate T_{BEC} of the ideal gas of the intersite bipolarons [12]

$$T_{BEC} = \frac{3.31\hbar^2 n^{2/3}}{2k_B m^*} e^{-g^2}, \quad (1)$$

where \hbar (k_B) is Planck's (Boltzmann's) constant, m^* is the bare band mass (is set equal to mass of free electron), n is density of the intersite bipolarons and g^2 is the mass renormalization factor of polaronic system,

$$g^2 = \gamma \frac{E_p}{\hbar\omega}, \quad \gamma = 1 - \frac{\sum_m f_m(n) f_m(n+a)}{\sum_m f_m^2(n)}, \quad E_p = \frac{1}{2M\omega^2} \sum_m f_m^2(n), \quad (2)$$

M is *apical* oxygen ion's mass and $f_m(n)$ is the *density-displacement* type EPI force defined by analytical formula

$$f_m(n) = \frac{\kappa h_o}{[|(n-m)|^2 + h_o^2]^{3/2}}. \quad (5)$$

Here κ is some coefficient, $|n - m|$ is the distance measured in units of the lattice constant a , h_o is Cu(1)-O(2) bond length. For numerical results we rely on the model lattice of chain model of cuprates (Fig. 1) and calculate g^2 for that lattice. The *density-displacement* type force Eq. (5) was introduced by Alexandrov and Kornilovitch in Ref. [13] in order to mimic an interaction of a hole on CuO₂ plane with the vibrations of *apical* oxygen ions in the cuprates. Convincing evidence for a such coupling of in-plane holes with the *c*-axis polarized vibrations of apical oxygen ions comes from many experiments (for example [14]). Therefore, here we consider only that component of the electron-lattice force which represents an interaction of a hole on CuO₂ plane with the *c*-axis polarized apical oxygen vibrations and for the sake of simplicity, we assume that *apical* oxygen ions are dispersionless Einstein oscillators with the vibration frequency ω . In addition, we estimate the mass renormalization factor g^2 within extended Holstein model (which is consistent with the ideality of Bose gas of intersite bipolarons).

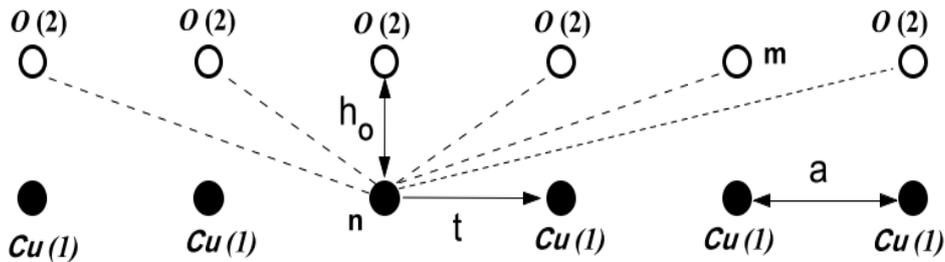


Figure 1. Chain model of cuprates is represented by the extended Holstein model in which an electron performs hopping motion in an one-dimensional chain of Cu(1) ions (a chain of black circles) and interacts with all *apex* oxygen O(2) ions via a density-displacement type force $f_m(n)$. The distance between the copper Cu(1) ions of the lower chain a is set equal to CuO₂ in-plane lattice period of cuprates. The distance between the Cu(1) ion and the apical O(2) ion is assumed equal to h_o which is Cu(1)-O(2) bond length of cuprates.

With the help of the above equations, one can study the dependence of T_{BEC} on the lattices parameters a and h_O . In our formulas, we use the numerical values of physical quantities in natural units, that is, in SI units, in order to easily compare the theoretically calculated results with the available experimental data. As in our study, the essential role is given to the electron-phonon interaction of CuO_2 in-plane charge carriers with the c-axis polarized vibrations of *apical* oxygen ions (i) we put $M=16$ a.m.u. ($2.6565032 \cdot 10^{-26}$ kg); (ii) and for the bipolaron concentration, we accept the value $n_0 = 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ which is common for all cuprates. Furthermore, we will associate the distance between the ions of lower chain a in Fig.1 with the CuO_2 -plane lattice period a of tetragonal phase of cuprates. And the distance between the ions of lower chain and the ions of upper chain h_O in Fig.1 we will associate with the $\text{Cu}(1)\text{-O}(2)$ bond length of cuprate.

A starting point of our numerical analysis is setting up a values of $E_p = 0.4$ eV and *apical* oxygen ion's vibration frequency $\hbar\omega = 0.075$ eV ($1.2016324237 \cdot 10^{-20}$ J) for $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ single-layered cuprate. The latter choices provide a coincidence of our T_{BEC} , calculated using the lattice parameters of $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, with the experimental value of $T_c = 36$ K of the above cuprate. Then, we proceed with the calculation of T_{BEC} for other SLC using the well-known experimental values of their lattice periods. Our T_{BEC} are in satisfactorily agreement with the experimental values of T_c of SLC when one uses the certain values of *apical* oxygen ion's vibration frequency. Namely, we put $\hbar\omega$ equal to 80 meV, 58 meV and 55 meV in our calculations for $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ and $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$ SLC, respectively. These values of *apical* oxygen ion's vibration frequency lie in the range of the experimentally found frequencies between 40 meV and 75 meV [15]. The calculated values of T_{BEC} for considering cuprates are given in Fig.2.

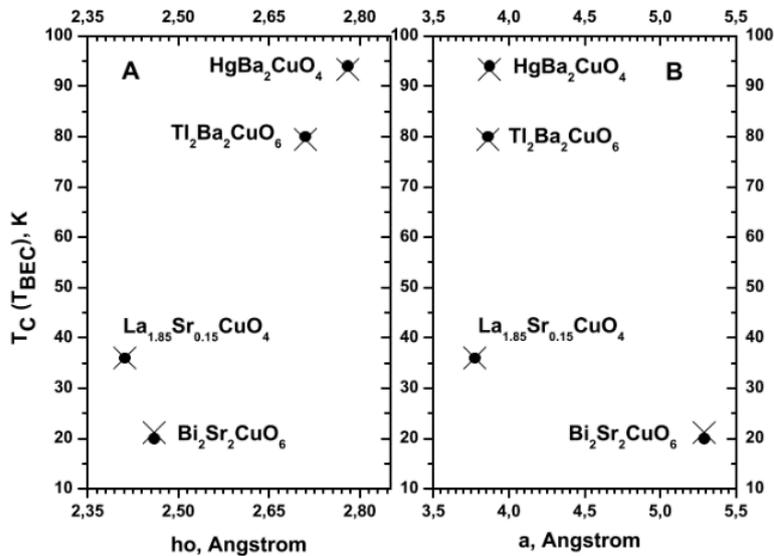


Figure 2. The values of experimental T_c (filled black circles •) and theoretically calculated T_{BEC} (×) versus h_O (Fig.2A) and lattice period a (Fig.2B) for single-layered cuprates.

In the same Fig.2 the experimental values of T_c of single-layered $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ and $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$ cuprates are presented for a purpose of comparison. As one can see from Fig.2 the theoretically calculated values of T_{BEC} are close to the experimental values of T_c of SLC. Furthermore, in agreement with the experimental observations, in our model the high value of T_{BEC} corresponds to the longer Cu-O_{apex} distance and the shorter in-plane lattice period (Cu-O distance). A note should be done on the value of T_{BEC} (and T_c) of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ which is smaller than that of $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ despite the fact that the former has longer h_O distance than the latter. This case can also be explained within our model. The fact is

that $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ compound has a larger lattice period along the copper-oxygen plane than $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ compound. The relative absolute value of the difference between the copper-oxygen in-plane lattice periods of the compounds as great as 43% while that for h_o is relatively small, 2%. CuO_2 -plane of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ is severely expanded compared to the CuO_2 -plane of $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. Our calculations clearly show that with such an arrangement of lattice ions, the value of T_{BEC} (and T_c) decreases despite the fact that the lengthening of the Cu-O_{apex} distance slightly increases T_{BEC} (and T_c).

We considered the single-layered $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ and $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$ cuprates within the framework of the extended Holstein-Hubbard (or Fröhlich-Coulomb) model. Namely, we were interested with the values of T_c of the above cuprates. We accepted the bipolaronic mechanism of SC for cuprates in which T_c is associated with the BEC temperature T_{BEC} of the ideal gas of the intersite bipolarons. In our model, we defined T_{BEC} from Eq.(1) where both mass of (bi)polaron and concentration of bipolarons depend on the crystal lattice structure through the lattice constants. So, T_{BEC} depends on the lattice parameters of the cuprate. Then, we calculated T_{BEC} of the ideal gas of intersite bipolarons in the studying cuprates. While doing this, we take into account the real values of apex ion's vibration frequency and the lattice constants of the SLC. The calculated values of T_{BEC} of the ideal gas of intersite bipolarons are in satisfactory agreement with the values of T_c of the considering cuprates. Our approach presented here can be applied to other cuprates, too.

References

1. Zhou H, Yacoby Y, Butko V Y, Logvenov G, Bozovic I and Pindak R 2010 PNAS **107**(18) 8103–8107
2. Pavarini E, Dasgupta I, Saha-Dasgupta T, Jepsen O and Andersen O K 2001 Phys. Rev. Lett. **87**(4) 047003
3. Sakakibara H, Usui H, Kuroki K, Arita R and Aoki H 2010 Phys. Rev. Lett. **105**(5) 057003
4. Sakakibara H, Usui H, Kuroki K, Arita R and Aoki H 2012 Phys. Rev. B **85**(6) 064501
5. Sakakibara H, Suzuki K, Usui H, Kuroki K, Arita R, Scalapino D J and Aoki H 2012 Phys. Rev. B **86**(13) 134520
6. Sakakibara H, Suzuki K, Usui H, Miyao S, Maruyama I, Kusakabe K, Arita R, Aoki H and Kuroki K 2014 Phys. Rev. B **89**(22) 224505
7. Bussmann-Holder A, Genzel L, Bishop A R and Simon A 1997 Philosophical Magazine B **75** 463–469
8. Gadermaier C, Alexandrov A, Kabanov V, Kusar P, Mertelj T, Yao X, Manzoni C, Brida D, Cerullo G and Mihailovic D 2010 Phys. Rev. Lett. **105**(25) 257001
9. Kresin V and Wolf S 2009 Rev. Mod. Phys. **81**(2) 481–501
10. Alexandrov A 2003 Theory of Superconductivity: From Weak to Strong Coupling (Bristol and Philadelphia: IOP Publishing Ltd.)
11. Ohta Y, Tohyama T and Maekawa S 1991 Phys. Rev. B **43**(4) 2968–2982
12. Yavidov B 2011 Physica C **471**(3) 71–76
13. Alexandrov A and Kornilovitch P 1999 Phys. Rev. Lett. **82**(4) 807–810
14. Timusk T, Homes C and Reichardt W 1995 in Anharmonic Properties of High-TC Cuprates, D. Mihailović and et. al. – editors, World Scientific, Singapore pp.171–178
15. Maksimov E G, Kulić M L and Dolgov O V 2010 Advances in Condensed Matter Physics **2010** 423725

УДК 538.9 (075.8)

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ЦЕНТРОВ ЗАХВАТА И ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ПРИМЕСЯМ В ОБЛУЧЕННЫХ СУЛЬФАТАХ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

Нурахметов Т.Н., Кокетай Т.Ә., Әлібай Т.Т., Төлеков Д.А., Шамиева Р.К., Нурпеисов А.С.,
Қабдулқақ А.А., Мекебай Қ.

Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, г. Астана, Казахстан.

t.nurakhmetov@yandex.kz

Аннотация: На основе измерения спектров возбуждения рекомбинационных излучений на центрах захвата, спектроскопическими методами, показано, что передача энергии от матрицы к примесям осуществляется в момент переноса заряда от возбужденного анионного комплекса в предраспадное излучательное состояние 2,95-3,15 эВ. Образуются электронные центры захвата комплементарные с дырочными центрами захвата, локализованных вблизи основного состояния Mn^{2+} .

Ключевые слова: люминесценция, электрон, электронно-дырочная пара, сульфаты, центры захвата, механизмы накопления, рекомбинация.

Сульфаты щелочноземельных металлов, активированные редкоземельными ионами, широко применяются в производстве и в научных учреждениях в качестве дозиметров, сцинтилляторов и детекторов различного назначения. Редкоземельные ионы, введенные в сульфаты, стимулируют образование дефектов захвата с одной стороны, а с другой стороны являются излучателями, дающими информацию о процессах преобразования энергии в люминофорах. Многие соединения, работающие дозиметрами или сцинтилляторами, являются ионно-молекулярными или оксианионными. К ним относятся - сульфаты, фосфаты, силикаты, вольфраматы, алюминаты, гранаты и другие. В этих соединениях анионы состоят из сложных молекулярных образований. Например, SO_4^{2-} , PO_4 , P_2O_7 , SiO_2 , WO_4^{2-} , A_2O_3 . Образование дефектов в этих соединениях или электронно-дырочных центров захвата, во время облучения, связано с распадом возбужденных анионных комплексов. В настоящем докладе рассмотрены механизмы формирования и релаксационный излучательный распад наведенных электронно-дырочных центров захвата.

В литературе предполагаются различные механизмы запасения энергии фотонов во время облучения низкоэнергетическими и высокоэнергетическими электромагнитными излучениями. В дозиметрах энергия облученных фотонов запасается в виде точечных дефектов вакансии и междоузельных ионов и атомов или в виде электронных и дырочных центров захвата. В сульфатах электронно-дырочные центры захвата могут образоваться при облучении фотонами с энергией превышающие энергию ширины запрещенной зоны. При этом создаются свободные электронно-дырочные пары, которые захватываются анионными комплексами SO_4^{2-} , дырочная компонента электронно-дырочных пар локализуется в виде радикалов SO_4^- . Таким образом по реакции $SO_4^{2-} + e^- = SO_4^{3-}$ образуются электронные центры захвата, в последующем создаются электронно-дырочные пары центров захвата $SO_4^{3-} - SO_4^-$.

Последние годы в фосфатах [1,2] предполагаются создание центров захвата во время возбуждения анионного комплекса P_2O_7 или PO_4 в результате переноса заряда $O^{2-} - Me^{+x}$ к примесям или к соседнему аниону. Последний вариант создания электронно-дырочных центров захвата может реализоваться во многих соединениях, где в верхняя часть валентной зоны образована из $2p$ состояний кислорода, откуда осуществляется электронный переход..

Во многих сульфатах, облученных УФ фотонами, собственным электронно-дырочным центрам захвата соответствуют рекомбинационные излучения на центрах захвата при 3,0-3,1

эВ, 2,6-2,7 эВ и 2,3-2,4 эВ. Практическое применение этих соединений связано с накоплением в них собственных и примесных центров захвата. Для увеличения чувствительности к внешним воздействиям на эти соединения вводятся специальные примеси редкоземельных и переходных ионов.

В настоящей работе в соответствии с задачей представленного доклада проводится исследование механизмов накопления и передача энергии от матрицы $\text{CaSO}_4\text{-Mn}$ и $\text{BaSO}_4\text{-Mn}$ к примесям Mn^{2+} .

На рисунке 1 представлен спектр излучения кристаллов $\text{CaSO}_4\text{-Mn}$ и $\text{BaSO}_4\text{-Mn}$ при возбуждении фотонами с энергией 5,6 эВ при 80 К. Для эффективного создания электронно-дырочных центров захвата, соединение предварительно облучалось при 80 К рентгеновскими лучами в течении 10 минут, затем возбуждался фотонами с энергией 5,6 эВ при 80 К.

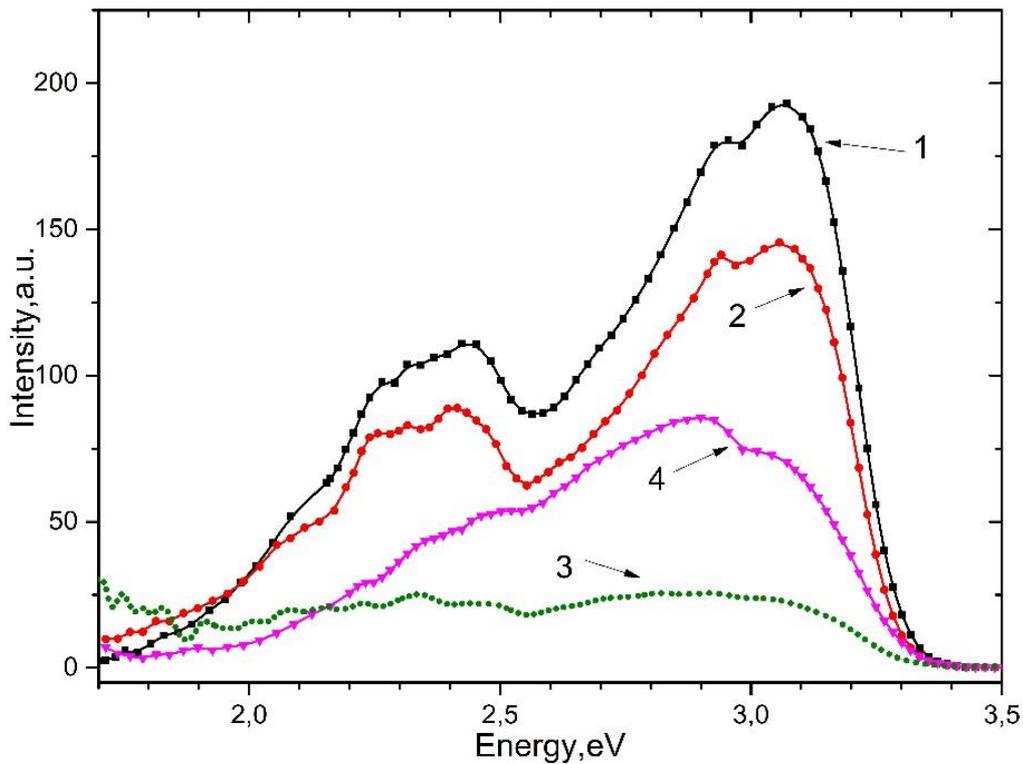


Рисунок 1 – Спектр излучения кристаллов при возбуждении 5,6 эВ, 80 К. Для $\text{BaSO}_4 - \text{Mn}$ и $\text{CaSO}_4 - \text{Mn}$ (кривая 2 и 3, соответственно) и предварительно облученные рентгеновскими лучами 10 мин (кривая 1 и 4, соответственно)

Из рисунка 1 видно, что в образцах появляется излучения связанные с примесью Mn^{2+} при 2,3-2,4 эВ и новые полосы излучения при 2,95 эВ и 3,1 эВ. Полоса излучения 2,95-3,1 эВ относится к собственным и примесным электронно-дырочным центрам захвата.

Далее исследованы спектры возбуждения внутрицентровых излучений примеси Mn^{2+} для полосы 2,3 эВ при 80 К в $\text{CaSO}_4 - \text{Mn}$ и $\text{BaSO}_4 - \text{Mn}$. Экспериментальными результатами показано, что возбуждение происходит в трех спектральных интервалах ~3,35 эВ, ~4,0 эВ, ~4,5 эВ и 5,0-6,2 эВ. Область 5,0-6,2 эВ относится к фундаментальной спектральной области матрицы. В этой области формируются новые электронно-дырочные центры захвата.

Также экспериментально показаны, что спектры возбуждения рекомбинационного излучения 3,1 эВ и 2,75 эВ для порошка $\text{BaSO}_4 - \text{Mn}$ находятся в спектральной области ~4,0 эВ и ~4,5 эВ.

Экспериментально было показано, что возбуждение рекомбинационного излучения электронно-дырочного центра захвата при 4,0 эВ и 4,5 эВ в CaSO_4 и BaSO_4 совпадает с энергиями возбуждения примеси Mn^{2+} в этих матрицах.

Измерение температурной зависимости спектра излучения 2,3 эВ примеси Mn^{2+} и рекомбинационного излучения 2,95 и 3,1 эВ при возбуждении фотонами с энергиями в 4,5 эВ и 5,6-5,9 эВ для $\text{CaSO}_4 - \text{Mn}$ и $\text{BaSO}_4 - \text{Mn}$ показали:

а) излучения $\sim 3,1$ эВ и 2,95 эВ стабильны до 200-220 К в кристаллах $\text{CaSO}_4 - \text{Mn}$ и $\text{BaSO}_4 - \text{Mn}$. Начиная с температуры 200-220 К интенсивность полосы начинает уменьшаться. Предполагается, что начиная с этой температуры происходит делокализация электрона от центров захвата Mn^+ , а интенсивность полосы рекомбинационного излучения уменьшается экспоненциально до минимального значения.

б) от центров захвата $\text{Mn}^+ - \text{SO}_4^-$ электрон ионизируется по реакции: $\text{Mn}^+ \rightarrow e^- \rightarrow \text{Mn}^{2+}$; восстанавливается примесь Mn^{2+} , увеличивается интенсивность полосы излучения $\sim 2,3$ эВ, соответствующая излучению Mn^{2+} . Увеличение интенсивности излучения примеси Mn^{2+} в области температур 350-360 К связана с делокализацией дырок SO_4^- от Mn^{3+} -центров ($\text{Mn}^{2+} - \text{SO}_4^-$).

На основе полученных результатов на соединениях, можно проанализировать механизмы создания электронно-дырочных центров захвата в примесных кристаллах $\text{CaSO}_4 - \text{Mn}$ и $\text{BaSO}_4 - \text{Mn}$.

В облученных кристаллах $\text{CaSO}_4 - \text{Mn}$ и $\text{BaSO}_4 - \text{Mn}$ в спектральной области 2,9-3,17 эВ, соответствующей появлению рекомбинационных излучений, обнаруживаются две полосы рекомбинационного излучения при $\sim 2,95$ эВ и $\sim 3,1$ эВ. Эти исследования показали, что рекомбинационные полосы излучения $\sim 3,1$ эВ и $\sim 2,95$ эВ связаны с образованием собственных и примесных электронно-дырочных центров захвата $\text{SO}_4^{3-} - \text{SO}_4^-$. Предполагается, что, во время возбуждения в фундаментальной области спектра, созданные электроны захватываются примесями Mn^{2+} , дырка локализуется в виде радикала SO_4^- . При этом по реакции $\text{Mn}^{2+} + e^- \rightarrow \text{Mn}^+$ образуются примесные электронно-дырочные центры захвата $\text{Mn}^+ - \text{SO}_4^-$. Экспериментально определенная энергия между локальными состояниями центров захвата $\text{Mn}^+ - \text{SO}_4^-$ равная $\sim 4,0$ эВ и $\sim 4,5$ эВ, характерна для собственных электронно-дырочных центров захвата $\text{SO}_4^{3-} - \text{SO}_4^-$. Отсюда вытекает вывод, что в дозиметрических кристаллах и люминофорах с примесью, собственные электронные и дырочные центры захвата образуются вблизи примеси.

Из полученных результатов следует, что возбужденные состояния рекомбинационного излучения матрицы при 3,1 эВ и 2,75 эВ и излучения примеси Mn^{2+} возбуждаются почти при одинаковых энергиях 4,0 эВ и 4,5 эВ. Во время термической или оптической стимуляции Mn^+ или SO_4^{3-} ионизируются, т.е. электрон рекомбинирует с дыркой (SO_4^-) локализованного вблизи иона Mn^{2+} , энергия рекомбинационного процесса передается примесям.

Экспериментально показано, что примесь 2,3 эВ или рекомбинационное излучение $\sim 3,1$ эВ и $\sim 2,95$ эВ возбуждаются при одинаковых энергиях $\sim 4,0$ эВ и $\sim 4,5$ эВ. Закономерность образования электронных и дырочных центров захвата с такими расположениями в локальных состояниях в области прозрачности матрицы должны быть характерной особенностью сульфатов щелочных и щелочноземельных металлов. Формирование, в чистых сульфатах и в сульфатах с примесью, электронных центров захвата Tl^0 , Cu^0 , SO_4^{3-} и Mn^+ приблизительно на одинаковых энергетических локальных состояниях 2,95-3,17 эВ является специфической особенностью для этих матриц.

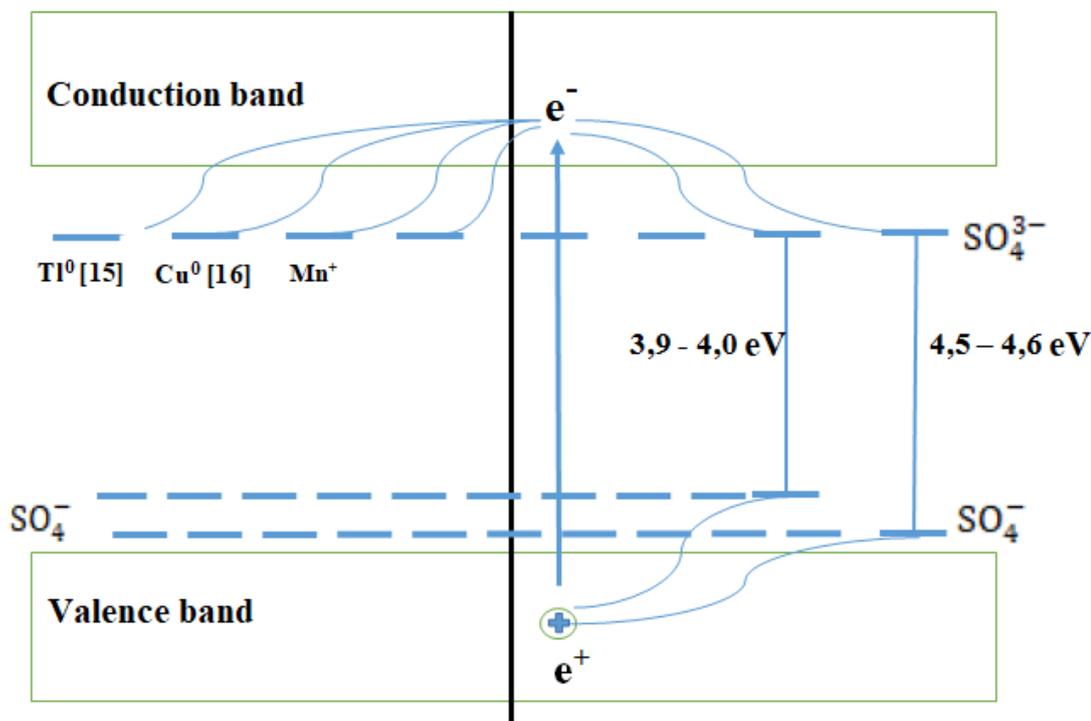


Рисунок 2 - Зонная схема примесных и собственных электронных и дырочных центров захвата.

Заключение. Показано, что в CaSO_4 и BaSO_4 электронные и дырочные центры захвата $\text{SO}_4^{3-} - \text{SO}_4^-$ создаются во время возбуждения анионного комплекса SO_4^{2-} в результате переноса заряда $\text{O}^{2-} - \text{SO}_4^{2-}$ или при захвате электронов анионными комплексами.

1. Впервые показано, что в $\text{CaSO}_4\text{-Mn}$ и $\text{BaSO}_4\text{-Mn}$ передачи энергии от матрицы к примесям осуществляются в момент переноса заряда от возбужденного анионного комплекса к гибричному состоянию 3,0-3,15 эВ примеси Mn^+ . Они образуют электронные центры захвата комплиментарных с дырочными центрами захвата, локализованных вблизи основного состояния Mn^{2+} .

2. Выяснено, что во время облучения сульфатов возбужденные анионные комплексы в результате переноса заряда от матрицы к введенным примесям Tl^+ , Cu^+ , Mn^{2+} , возникающих у них гибридных излучательных состояний 3,0-3,15 эВ занимают такие же энергетические уровни как и у собственного электронного центра захвата SO_4^{3-} матрицы при 3,0-3,1 эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lecoindre A. et al. Red long-lasting luminescence in clinoenstatite //Journal of Luminescence. – 2009. – Т. 129. – №. 12. – С. 1527-1530.
2. Zhou R. et al. Site Occupancies, VUV-UV-vis photoluminescence, and X-ray radioluminescence of Eu^{2+} -doped RbBaPO_4 //Inorganic Chemistry. – 2020. – Т. 59. – №. 23. – С. 17421-17429.

UDK: 538.945

CHARGE CARRIER'S MASS AND CRITICAL TEMPERATURE OF SUPERCONDUCTIVITY IN LSCO FILMS: THE EFFECT OF FILM THICKNESS

D.G'. Khajibaev, B.Ya. Yavidov, S.M. Otajonov, K.K. Nurimbetov

NSPI named after Ajiniyaz, Nukus, Uzbekistan

e-mail: d_xajibayev@ndpi.uz

It is experimentally established that the value of the critical temperature of superconductivity (SC), T_c , of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) films (LSCO-F) differ from that of bulk counterparts and it depends on several factors such as doping level (x), the thickness of the film (h_f) and type of substrate [1]. For the LSCO-F there are few theoretical works in the literature that qualitatively discuss correlation of T_c with h_f (at constant x) [2,3] in which T_c was determined by the standard BCS equation. Meanwhile, a huge amount of experimental evidences has been accumulated, showing that the SC state of cuprates “cannot be described by the standard BCS theory, anywhere in the phase diagram” [4]. In addition, the existing theoretical works on LSCO-F ignore the role apex oxygen atoms whose vibrations has a profound effect on T_c of LSCO-F [5].

Here, we would like to announce an alternative approach (model) for the interpretation of “ h_f - T_c ” relation in LSCO-F. The approach is based on bipolaronic mechanism of superconductivity and takes into account influence of apex ions to T_c considering LSCO-F within the framework of extended Holstein-extended Hubbard model (EHEHM). The approach was successfully applied for the explanation of doping dependencies of T_c and the uniaxial pressure derivatives of T_c of LSCO-F [6,7]. The EHEHM assumes formation of intersite bipolarons, their Bose-Einstein condensation (BEC) at certain temperature T_{BEC} and $T_c = T_{BEC}$. Our model convincingly predicts the existence of correlation between T_{BEC} and h_f . In order to show this explicitly we consider LSCO-F, grown on LaSrAlO_4 (LSAO) and SrTiO_3 (STO) substrates, and calculated the value of T_{BEC} as a function of h_f (Fig. 1).

Besides, it is well known that polarons are important ingredients of superconductivity (SC) of cuprates and pnictides [8]. There are also overwhelming experimental evidences on polaronic nature of charge carriers in cuprates. That is why the study of the properties of polarons is important, in particular, in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) cuprate's films in order to understand the differences in SC properties of bulk and thin films of LSCO [1].

According to preliminary results of our study, if one assumes a polaronic nature of charge carrier in cuprates, a mass of charge carrier in LSCO film should have film's thickness dependence. Then, one can easily interpret the LSCO-F film's thickness dependencies of SC and normal properties of LSCO films, in particular, the above effects of film thickness and strain on the value of T_c of SC of optimally doped LSCO-F [3]. Within our model one can show how the polaron features of the system will evolve depending on the film thickness. Knowledge of the latter features is especially important as it allows one to establish the basic parameters of the system that govern the film thickness dependence of T_{BEC} . As the doping level is fixed at $x=0.15$ and contribution from the change of n with the thickness is small. Thus, the basic parameter is the mass of polaron (or intersite bipolaron). We calculated mass of a small polaron in both LSCO/LSAO and LSCO/STO systems for the films with the different thicknesses. In doing that, we chose the value of polaron shift E_p in such a way that the calculated value of T_{BEC} in the unstrained bulk $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ is equal to the experimental value of T_c of bulk LSCO i.e. $T_{BEC} = T_{c,b} = 36$ K. Actually, in our calculations we model the bulk sample of LSCO with a sufficiently thick film with the thickness of 0.1 mm at which $E_p=0.40\text{eV}$ and consequently $m_p=40.8m_e$ and $m_{p,ab}=7.5m_e$. The latter value of in-

plane polaron mass $m_{p,ab}$ is calculated by using the formulas $m_p = m_{p,ab}^{2/3} m_{p,c}^{1/3}$ and $\gamma_m = m_{p,c} / m_{p,ab} = 160$ for LSCO [9].

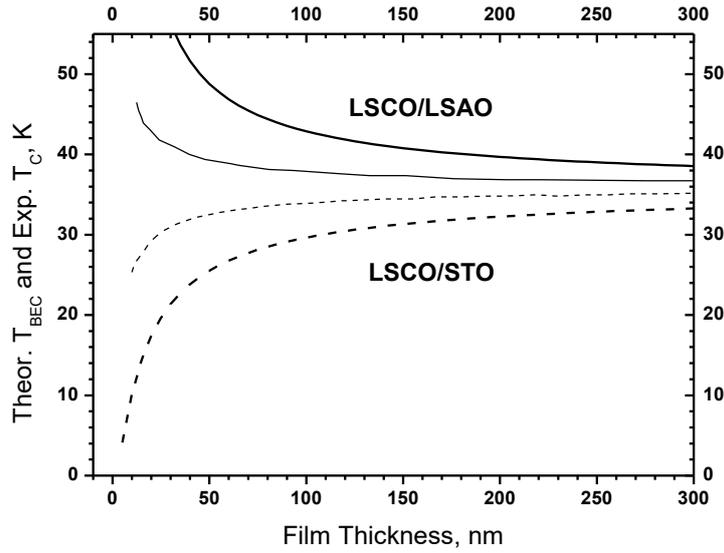


Fig. 1: The dependence of the T_{BEC} of the ideal gas of the intersite bipolarons on the film critical thickness, $h_{c,f}$. Bold solid and dashed lines are the theoretical values of T_{BEC} for LSCO/LSAO and LSCO/STO systems, respectively. Thin solid and dashed lines are the theoretical values of T_c of refs. [2,3] for the LSCO/LSAO and LSCO/STO systems, respectively. To make comparison easier, the curves of refs. [2,3] are modified for the case of $T_{c,b} = 36$ K.

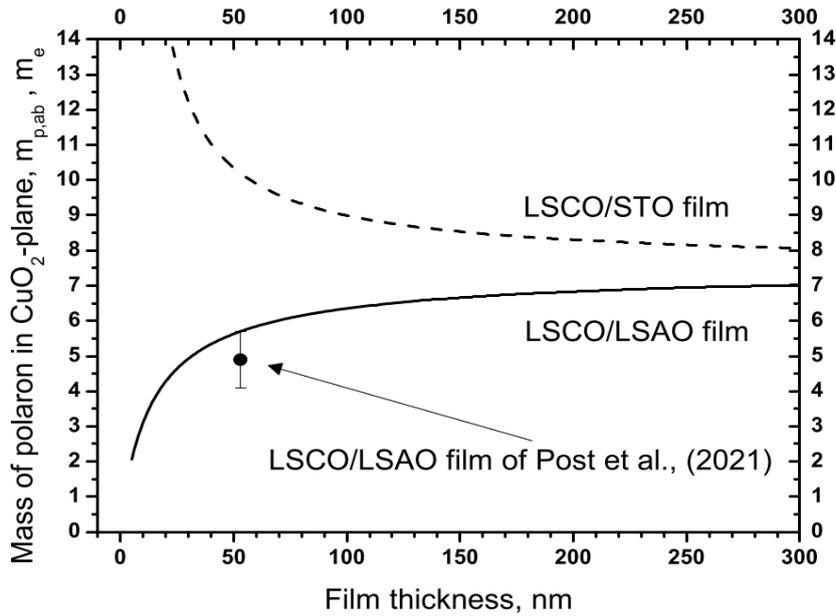


Fig. 2: Changes in the value of the in-plane (CuO_2) polaron mass $m_{p,ab}$ with the film critical thickness $h_{f,c}$ in LSCO/LSAO (solid line) and LSCO/STO (dashed line) systems. The mass of in-plane polaron for a very thick film with $h_f = 0.1$ mm (almost bulk) is chosen in such a way that our $T_{BEC,b}$ at $h_f = 0.1$ mm equals to the experimental $T_{c,b} = 36$ K. The filled circle mark (\bullet) with error bar is the value of cyclotron mass of a hole in 53-nm-thick $\text{La}_{1.86}\text{Sr}_{0.14}\text{CuO}_4$ film of Post et al., [10].

These values of polaron parameters are consistent with the results of another our study on doping dependence of T_c of 50-nm-thick LSCO-F [6]. The calculated values of in-plane polaron masses in both LSCO/LSAO and LSCO/STO systems are visualized in Fig. 2. It can be seen from Fig.2 that the polaron mass increases (decreases) in LSCO/STO (LSCO/LSAO) system as the film thickness decreases. And for a given film thickness, the polaron mass in the LSCO/LSAO system is always less than the polaron mass in the LSCO/STO system. As a consequence, T_{BEC} of the ideal gas of the intersite bipolarons in LSCO/STO system is always less than that in LSCO/LSAO system regardless of the film thickness. Similar to the case in LSCO/STO system, the increase in the mass of a polaron with decreasing film thickness has long been known for the case of a large-radius polaron [10]. Here, we deal with a small polaron with the *long-range density-displacement* type EPI and we have two branches: LSCO/LSAO and LSCO/STO. The behaviour of $m_{p,ab}$ with the thickness in LSCO/STO films is qualitatively similar to that of large polarons while the situation is contrary in LSCO/LSAO films. In LSCO/LSAO films $m_{p,ab}$ becomes smaller than that for bulk sample as the films thickness is reduced. The last circumstance leads to an increase in the value of T_{BEC} of films. The validity of the judgment about the polaron mass in LSCO/LSAO films is confirmed by the result of a recent experiment by Post et al., [11] on measuring the cyclotron mass of a hole in 53-nm-thick $\text{La}_{1.86}\text{Sr}_{0.14}\text{CuO}_4/\text{LSAO}$ film. According to Post et al., cyclotron mass a hole is $m_{h,c}=(4.9\pm 0.8)m_e$ [11]. Our result for the in-plane polaron mass in 53nm-thick $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4/\text{LSAO}$ film is $5.7m_e$ which is close to the above experimental result.

Our findings might be useful in explanation of thickness and strain related phenomena in LSCO and other cuprates.

References

1. M. Naito et al., Physica C **546**, 84 (2018).
2. H. Q. Lin et al., Physica C **341-348**, 445 (2000).
3. X. J. Chen et al., Phys. Rev. B **61**, 9782 (2000).
4. I. Božović, Proc. of 7th ICSM-2021, Oct 21-27, Milas-Bodrum Turkey, 2021, p. 2.
5. H. Zhou et al., PNAS **107**, 8103 (2010).
6. A. S. Jalekeshov et al., J. Supercond. Nov. Mag. **35**, 3529 (2022).
7. A. S. Jalekeshov, B. Ya. Yavidov, Physica C **604**, 1354177 (2023).
8. H. Oyanagi, C.J.Zhang, Adv. Condens. Mat. Phys. **2010**, Article ID 484578 (2010).
9. A.S. Alexandrov, V.V. Kabanov, Phys. Rev. B **59**, 13628 (1999).
10. A.V. Sherman, Physica Status Solidi (b) **108** (1), 71 (1981).
11. K.W.Post et al., Phys. Rev. B **103**, 134515 (2021).

УДК 538.9; 535.337

ДЕФОРМАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ KBr и KBr-Na

К. Шункеев, А. Тилеп, Ш Сагимбаева, Ж. Убаев

Актюбинский региональный университет имени К. Жубанова, пр. А. Молдагуловой,34,
030000, Актюбе, Казахстан, sshynar.2021@gmail.com

Аннотация. Экспериментальным методом низкотемпературной (85 К) одноосной деформации по кристаллографическим направлениям $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ решетки KBr и KBr-Na установлены экситонный и электронно-дырочный механизмы, приводящие к усилению люминесценции автолокализованного экситона и экситоноподобного образования в поле легкого иона натрия, соответственно.

Ключевые слова. Щелочногалоидный кристалл (ЩГК), рентгенолюминесценция, одноосная деформация, экситон, электронно-дырочная сборка, экситоноподобная люминесценция.

Введение

В результате многолетних исследований систематизированы релаксационные процессы электронных возбуждений, включающие в себя миграцию, автолокализацию/локализацию, излучательную аннигиляцию, а также их распад на первичные радиационные дефекты. В последние годы активно ведутся исследования с применением одноосного сжатия в матрицах щелочногалоидных кристаллов (ЩГК)[1-3]

В настоящей статье исследован деформационно-стимулированный эффект, приводящий к усилению экситоноподобных люминесценций за счет увеличения вероятности автолокализации свободных экситонов в регулярных узлах решетки и рекомбинационной сборки электронно-дырочных пар в поле локальной деформации, вызванной легкими катионами-гомологами в кристаллической матрице KBr.

Аппаратура и объекты исследования

В качестве эталонного образца принимались кристаллы KBr с низкой концентрацией примесных ионов натрия (0.01-1.0 ppm), выращенные на завершающем этапе зонной плавки на основе сырья, прошедшего предварительную очистку в токе галогенов [1, 2]. Концентрация ионов натрия в образцах KBr:Na составляет 100 ppm с учетом коэффициента встройки натрия в решетку KBr (0,25).

Для исследования спектров рентгенолюминесценции (РЛ) кристаллов в качестве ионизирующей радиации применялось тормозное излучение от установки РУП-120 с W-антикатодом, работающей в режиме 3 мА и 100 кВ.

Деформационно-стимулированная люминесценция кристаллов исследована с помощью специального криостата [4], который позволяет при 85 К осуществлять одноосную деформацию по одному направлению из двух ($\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$) и регистрировать излучения, как при постоянном действии напряжения, так и после ее снятия на кристалл.

Сканирование спектров излучения кристаллов осуществлялось с помощью светосильного монохроматора МСД-2 и фотоэлектронного умножителя типа Н 8259-01 («Hamamatsu»), работающего в режиме счета фотонов в интервале 6.0-1.5 эВ, которые управлялись специальными программами SpectraScan и ThermoScan [1-3].

Экспериментальные результаты

Для чистых кристаллов KBr фундаментальным (собственным) излучением является люминесценция автолокализованного экситона (АЛЭ) с максимумами при 4,42 эВ (σ -поляризованная) и 2,28 эВ (π - поляризованная), зарегистрированные при низких температурах (4,2 К).

С повышением температуры эти люминесценции достаточно быстро тушатся, и в результате при 80 К интенсивность σ - люминесценции падает в 30 раз, а π - люминесценции - в 300 раз. Тем не менее, высокочувствительная люминесцентная аппаратура, работающая в режиме счета фотонов со светосильным монохроматором, позволяет регистрировать обе полосы излучения при 80К (рис. 1, кр. 1) в качестве опорного сигнала для исследования влияния деформации.

Экспериментальные результаты, представленные на рис. 1 по регистрации спектров рентгенолюминесценции (РЛ) показывают, что с ростом степени относительной одноосной деформации ($\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$) в кристаллах KBr наблюдается рост интенсивности собственных σ - и π - люминесценции АЛЭ и новой полосы люминесценции с максимумами при 3,6 эВ. При этом зарегистрировано, что максимальное усиление интенсивности излучения при одинаковой степени одноосной деформации ($\epsilon \approx 1,0$ %) происходит в случае воздействия вдоль кристаллографического направления $\langle 110 \rangle$ по сравнению с $\langle 100 \rangle$ (рис. 1, сравн. кр. 2 и 3).

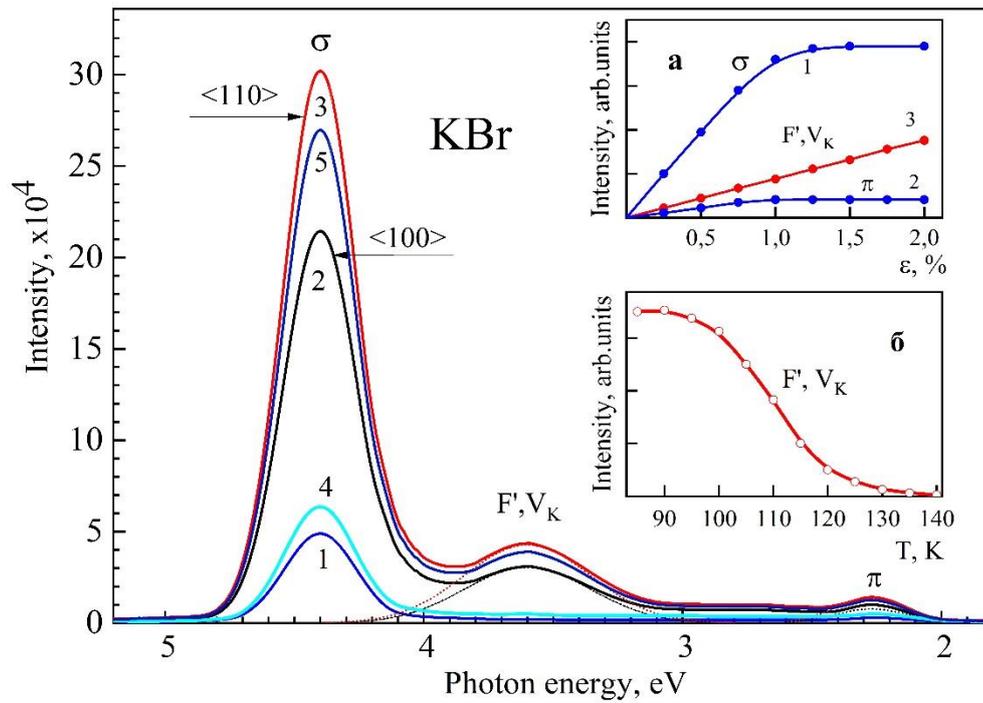


Рисунок 1. Спектры рентгенолюминесценции зонноочищенного кристалла КВг при 85 К до деформации (1) и при постоянном воздействии при 85 К одноосной деформации ($\epsilon \approx 1,0\%$) вдоль кристаллографического направления $\langle 100 \rangle$ (2) и $\langle 110 \rangle$ (3), а также после снятия деформации (4) и при повторном деформации до первоначального уровня сжатия. Элементарные гауссианы, полученные при разложении спектров РЛ, указаны пунктирными линиями. На вставке: а - зависимость интенсивности σ - и π -люминесценции АЛЭ (4,4 эВ и 2,3 эВ, соответственно) и F', V_K (3) - люминесценции (3,6 эВ) от степени одноосной деформации; б - температурная зависимость F', V_K -люминесценции (3,6 эВ).

Анализ направленного воздействия низкотемпературной одноосной деформации (85 К, $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$) на спектры РЛ кристалла КВг показывает, что интенсивность σ - и π -люминесценции линейно растет приблизительно до 1% деформации (рис. 1, вставка а, кр. 1 и 2), после чего постепенно переходит к насыщению, а интенсивность люминесценции при 3,6 эВ линейно растет до 2% деформации без насыщения (рис. 1, вставка а, кр. 3), о чем свидетельствует о накоплении радиационных дефектов, вероятно, F' и V_K – центров. Из графика зависимости $I=f(\epsilon)$ видно, что эффект линейного роста интенсивности σ - и π -люминесценции АЛЭ происходит в упругой части одноосной деформации кристалла КВг (рис. 1, вставка а, кр. 1 и 2). Этому также свидетельствует тот экспериментальный факт, что после снятия действующего на кристалл напряжения вслед за ним наблюдается мгновенное ослабление (до 90%) интенсивности σ - и π -люминесценции АЛЭ и исчезновение обнаруженной новой полосы люминесценции с максимумом при 3,6 эВ (кр. 4 на рис. 1). Интенсивности вышеперечисленных полос люминесценции восстанавливаются практически полностью при повторном приложении на кристалл одноосной деформацией в той степени как в предыдущий раз (кр. 5 рис. 1).

Температурная зависимость спектров РЛ показывает, что отжиг люминесценции при 3,6 эВ происходит в области температур (110÷120К), соответствующей максимальному разрушению F' -центров в кристаллах КВг (на вставке б, рис. 1). Это означает, что люминесценция с максимумом при 3,6 эВ является результатом туннельных процессов между основными состояниями, в первую очередь, F' и V_K центров.

Экспериментально обнаружено еще одна редчайшая особенность постоянно действующей одноосной упругой деформации для обнаружения неконтролируемых легких

примесей катионов-гомологов (например, Na^+ , Li^+), которая демонстрируется для монокристаллической матрицы KBr .

На рис. 2 представлены спектры РЛ «номинально чистого» кристалла KBr , имеющего концентрацию натрия в пределах $50 \div 100$ ppm. Следует отметить, что в отсутствии деформации кроме собственной σ - и π -люминесценции АЛЭ, дополнительных полос излучения не было зарегистрировано (рис. 2, кр. 1). Однако, с ростом степени одноосной деформации вдоль кристаллографического направления $\langle 100 \rangle$ при 85 К появляются люминесценции с максимумами при 3.1 эВ и 2.8 эВ, которые становятся интенсивными в предельных значениях деформации (2– 0,2%, 3 – 0,6%, 4– 1,0%). После снятия действующего на кристалл напряжения, происходит ослабление интенсивности вышеперечисленных полос люминесценции, как в случае KBr (рис.1, кр. 4).

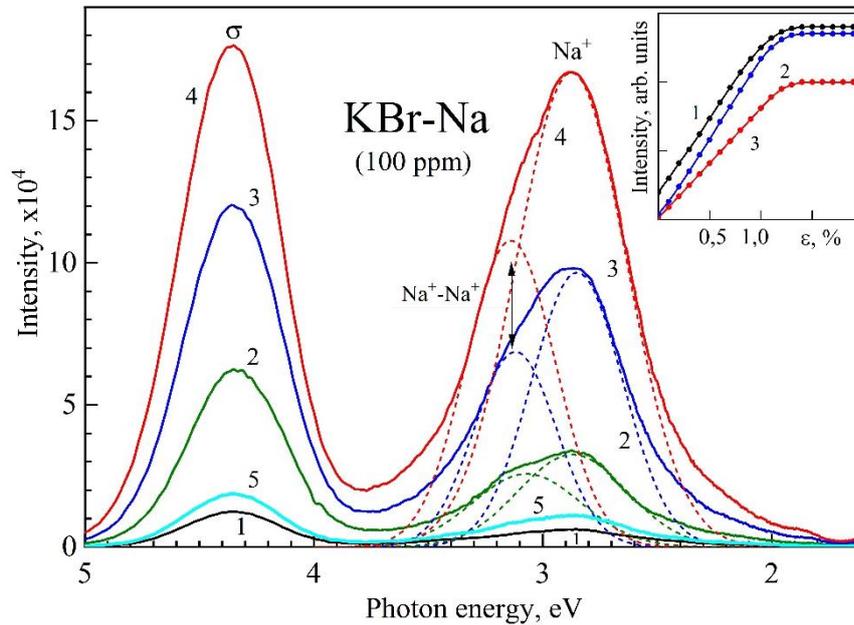


Рисунок 2. Спектры рентгенолюминесценции кристалла $\text{KBr-Na}(100\text{ppm})$, измеренные при 85 К до деформации (1) и при постоянном воздействии возрастающего значения одноосной деформации (2– 0,2%, 3 – 0,6%, 4– 1,0%) вдоль кристаллографического направления $\langle 100 \rangle$ при 85 К, а также после снятия упругого напряжения (5) при 85К.

На вставке: Зависимость интенсивности σ – люминесценции АЛЭ (1) и экситоноподобных люминесценции около Na^+ (2) или $\text{Na}^+\text{-Na}^+$ (3) от степени одноосной деформации – $I=f(\epsilon)$.

Зависимость интенсивности σ - и π – люминесценции АЛЭ (4,4 эВ и 2,3 эВ, соответственно) и люминесценции около одиночных Na^+ (2,85 эВ) и парных Na^+ , Na^+ (3,1 эВ) от степени одноосной деформации показывает, что в кристаллах KBr-Na примерно до 1,0% сохраняется линейная зависимость интенсивности для всех полос люминесценции, после которого наступает насыщение, при котором могут создаваться вакансионные дефекты пластической деформации (на вставке рис. 2).

Известно [5], что с ростом степени одноосной упругой деформации в кристаллах KI-Tl происходит перераспределение интенсивности Tl^+ - люминесценции (2,85 эВ) в пользу интенсивности σ (4.1 эВ),- и π (3.3 эВ) - люминесценции АЛЭ за счет сокращения длины свободного пробега экситона до автолокализации.

В кристаллах KBr-Na эффекта коррелированного роста интенсивности σ (4.42 эВ),- и π (2.3 эВ) - люминесценции АЛЭ с ростом степени деформации (рис. 2, кр. 2-4) вполне можно объяснить, по аналогии с кристаллом KI-Tl [5], с увеличением вероятности автолокализации свободных экситонов в регулярных узлах решетки. Причина усиления

интенсивности собственной люминесценции кристаллов KBr и KBr-Na до 1% деформации может быть связана с увеличением вероятности автолокализации свободных экситонов в регулярных узлах решетки за счет сокращения длины свободного пробега экситонов до автолокализации, как это было обнаружено для кристаллов KI [5].

В кристаллах KBr-Na обнаружен также эффект корреляции роста интенсивности экситоноподобной люминесценции около Na (2.85 эВ), который не поддается объяснению по экситонному механизму передачи энергии к примесям, приводящий к ослаблению интенсивности примесных люминесценции с ростом степени одноосной деформации [5]. Скорее всего мы имеем дело с рекомбинационным механизмом формирования экситоноподобного образования в поле примесного иона натрия (Na), как в случае в кристаллах KCl-Na [1, 2]. Зависимость $I=f(\varepsilon)$ показывает, что обнаруженный эффект усиления интенсивности излучения происходит в упругой части одноосной деформации, который установлен и для других аналогичных кристаллов [1-3].

Вывод

Для кристаллов KBr и KBr-Na путем регистрации спектров рентгенолюминесценции при воздействии низкотемпературной (85 К) одноосной деформации ($\langle 100 \rangle$, $\langle 100 \rangle$) установлено:

1. экситонный механизм излучательной релаксации электронных возбуждений - по усилению интенсивности собственных $\sigma(4,42 \text{ эВ})$ - и $\pi(2,3 \text{ эВ})$ - люминесценции АЛЭ (KBr и KBr-Na).
2. рекомбинационный механизм излучательной релаксации экситоноподобного образования, формируемого путем сборки электронно-дырочных пар в поле иона натрия - по усилению интенсивности люминесценции около одиночных Na^+ (2.85 эВ) и парных ионов Na^+ , Na^+ (3.1 эВ) (KBr-Na).

ЛИТЕРАТУРА

1. Shunkeyev, A. Tilep, Sh. Sagimbayeva, Z. Ubaev, A. Lushchik, Crystals **13** (2), 364 (2023). DOI:[10.3390/cryst13020364](https://doi.org/10.3390/cryst13020364)
2. Shunkeyev K., Tilep A., Sagimbayeva Sh., Lushchik A., Ubaev Z., Myasnikova L., Zhanturina N., Aimaganbetova Z. *Nucl. Instrum. Meth. B.* **2022**, 528, 20–26. DOI: 10.1016/j.nimb.2022.08.002.
3. Shunkeyev K., Aimaganbetova Z., Myasnikova L., Maratova A., Ubaev Z. *Nucl. Instrum. Meth. B.* **2021**, 509, 7-11. DOI:10.1016/j.nimb.2021.10.010
4. Shunkeyev K., Sarmukhanov E., Bekeshev A., Sagimbaeva S., Bizhanova K. *Journal of Physics: Conference Series* **2012**, 400(5). DOI:10.1088/1742-6596/400/5/052032.
5. Shunkeyev K., Zhanturina N., Aimaganbetova Z., Barmina A., Myasnikova L., Sagymbaeva Sh., Sergeev D. *Low Temp. Phys.* **2016**, 42(7), 580-583. DOI:10.1063/1.4960008

УДК 621.396

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАТУХАНИЯ РАДИОСИГНАЛА В АТМОСФЕРНЫХ ГАЗАХ ВЫСОКОГОРЬЯ

Ашымканов К.Ш., Шабаев Ж.А.

Институт Физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, пр. Чуй 265 а, г.Бишкек, Кыргызстан

Аннотация: В докладе представлены новейшие результаты исследований затухания радиосигнала в атмосфере в условиях высокогорья. Обсуждаются временные изменения поглощения атмосферы на волне 8мм для условий холодного периода года. Получены

численные параметры взаимной корреляции между поглощением сигнала и влажности атмосферы на высотах 3800 и 1660 метров над уровнем моря.

Ключевые слова: миллиметровые волны, поглощение атмосферы, дальность связи, электромагнитная совместимость средств связи.

Активное освоение миллиметровых волн наметившееся в последние годы, обусловлено целым рядом факторов, выгодно отличающих эту область радиоволн от сантиметрового и дециметрового диапазонов. Миллиметровый диапазон не перегружен и средства связи этого диапазона имеют хорошую электромагнитную совместимость со средствами связи других диапазонов. Радиотехнические средства (РТС) миллиметрового диапазона (ММД) менее восприимчивы к преднамеренным помехам со стороны противника, так как возможность работать в широкой полосе частот позволяет путем использования широкополосной ЧМ и кодирования сигнала повысить помехозащищенность и скорость обработки принимаемой информации. РТС ММД обладают точностью близкой к точности электронно-оптических систем и в тоже время обеспечивают всепогодность и круглосуточность применения [1-4]. На дальность связи в миллиметровом диапазоне значительное влияние оказывает атмосферное затухание, связанное с поглощением энергии радиоволн молекулами различных веществ, в первую очередь водяного пара и кислорода. График зависимости затухания сигнала ММВ от частоты в логарифмическом масштабе представлен на Рис. 1.

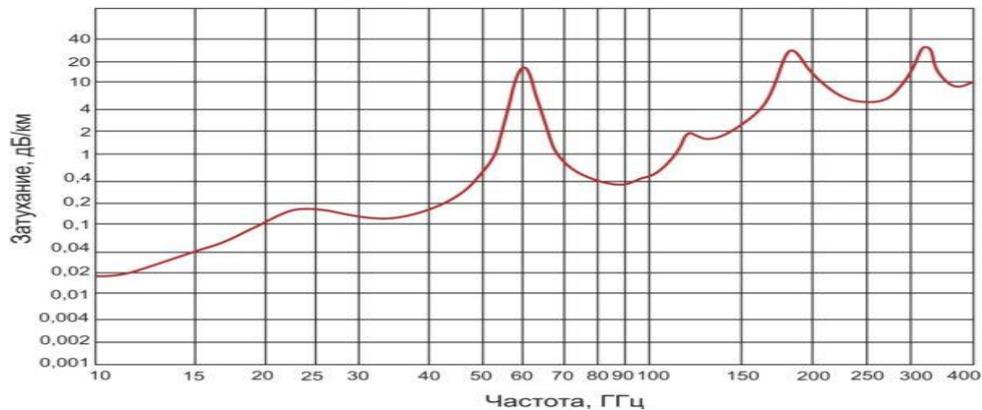


Рис. 1. График зависимости атмосферного затухания сигнала ММВ диапазона от частоты при температуре +20 °С



Рис. 2. Годовой ход поглощения атмосферы на РРС «Восточная»

Как видно из графика затухание сигнала на волне 8мм (34 Гигагерц) не превышает – 0,13 дБ/км. Специалисты называют этот показатель окном прозрачности. Для выполнения

расчетов затухания радиосигнала в атмосферных газах обработаны метеоданные для города Балыкчы и РРС «Восточная». При этом в программу расчетов поглощения необходимо ввести следующие данные : 1) длину волны, 2) высоту наблюдения, 3) давление в миллибарах, температуру в градусах Цельсия и относительную влажность в %. В качестве примера на Рис. 2 показан годовой ход поглощения [5].

Как видно, в холодный период года численное значение поглощения (с ноября по февраль) имеют минимальные значения – от 0,75дБ до 0,9дБ. Эти значения можно объяснить малостью значений влажности зимой. Максимальные значения варьируют – от 1,35дБ до 1,55дБ. Для оценки влияния метеоусловий на уровень сигнала в приемнике были определены коэффициенты парной корреляции между вариациями поглощения и влажности воздуха для зимних условий погоды. Так на высоте 3800 метров коэффициент корреляции между поглощением и абсолютной влажностью атмосферы равен-0,48, а на высоте 1660 метров-0,64. На Рис.3 представлены изменения затухания и влажности для января месяца на высоте3800 метров над уровнем моря.

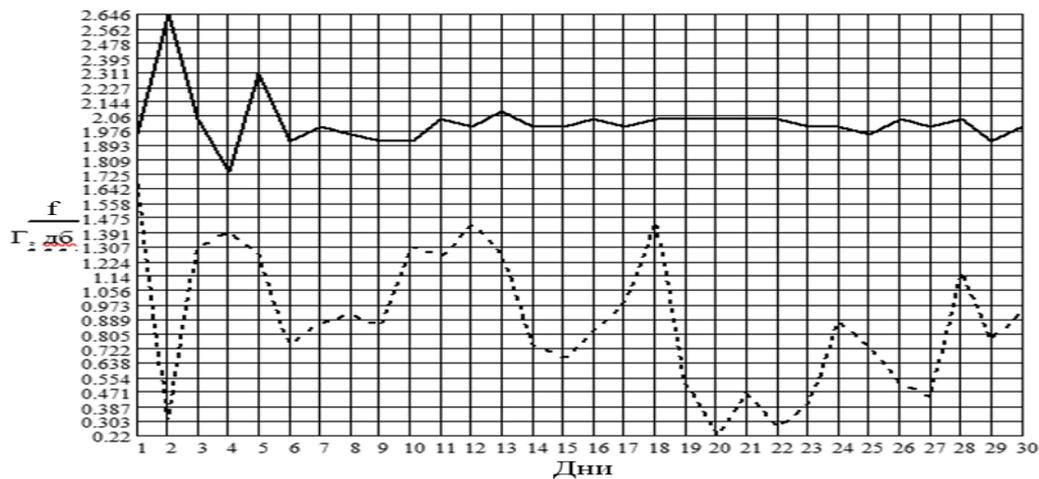


Рис.3 Вариации влажности воздуха и поглощения сигнала на «РРС Восточная» для января.

Видно, что абсолютная влажность воздуха изменяется от 1,72 г/м³ до 2,64 единиц, а поглощение от 0,22 дБ до 1,4 единиц для зенитного угла 80 градусов. Вариации указанных параметров для города Балыкчы показаны на рис. 4.

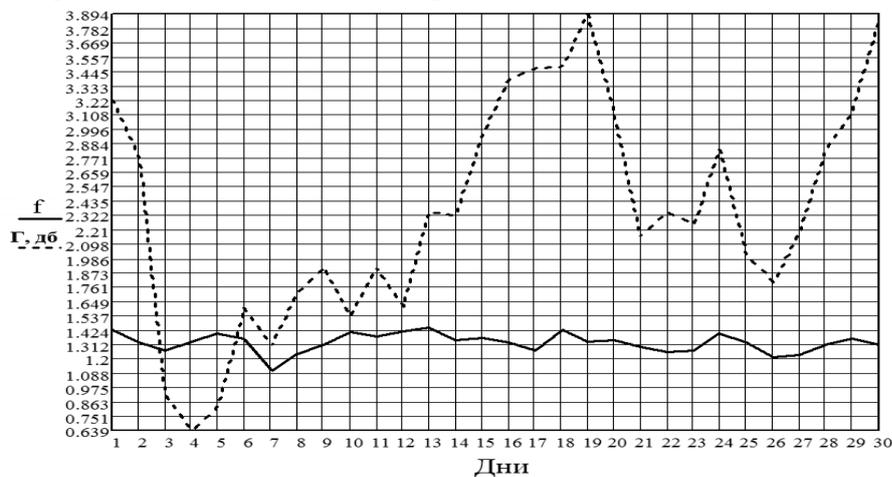


Рис.4 Вариации влажности воздуха и поглощения сигнала в городе Балыкчы для января.

Как видно, вариации влажности не имеют скачкообразных изменений : минимум=1,1, а максимум=1,42 г/м³ . Поглощение в этом пункте несмотря на малые вариации влажности испытывает резкие изменения : от 0,63 до 3,8 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Тихомиров и Е.В. Омелянчук. Особенности проектирования систем связи миллиметрового диапазона радиоволн, Инженерный вестник Дона, выпуск № 2(25)/том 25/2013;
2. Рекомендации МСЭ-R P.676-11 Затухание в атмосферных газах.
3. Рентюк В. 5G и миллиметровые волны, журнал СВЧ электроника, 2019, №4.
4. Куракова Т.П. Имитация радиоканалов миллиметрового диапазона поколения 5G, диссертация кандидата наук, НИИР, Москва, 2017.
5. Отчет о НИР «Исследование радиосигнала на волне 8мм в высокогорных регионах Кыргызской Республики», Бишкек, 2022.

УДК 538.913

РАСЧЕТ СТАБИЛЬНЫХ ФАЗ СИСТЕМЫ Cu-Se

Биккулова Н.Н.¹, Акманова Г.Р.², Курбангулов А.Р.¹,
Сафаргалиев Д.И.¹, Кутов А.Х.³

¹Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета,
г. Стерлитамак, Россия

²Уфимский университет науки и технологий, г. Уфа, Россия

³Нефтяной институт (филиал) Югорского государственного университета,
г. Нижневартовск, Россия [e-mail:bickulova@mail.ru](mailto:bickulova@mail.ru)

Аннотация: В представленной работе проведены модельные компьютерные расчеты фазовой диаграммы системы Cu–Se с помощью программы USPEX [1], уточнены структуры селенидов меди при низких температурах и высоких давлениях. Было сделано предположение, что такой модельный расчет позволит получить теоретическую структурную модель, которая далее будет использована для расчета зонной структуры и фононного спектра. В алгоритме USPEX используется теория функционала плотности, ее основная цель заключается в упрощении расчетов электронной структуры молекул и кристаллов.

Ключевые слова: селенид меди, фазовая диаграмма, элементарная ячейка, кристаллическая структура, моделирование.

Селениды меди являются структурно-разупорядоченными соединениями в суперионном состоянии [2]. Суть поиска наиболее устойчивой структуры сводится к вычислению такого состояния вещества, которое обладает наименьшей энергией. Энергия в данном случае зависит от электромагнитного взаимодействия ядер и электронов атомов, из которых состоит исследуемый кристалл. Ее можно оценить с помощью квантово-механических расчетов, основанных на упрощенном уравнении Шредингера. Так в алгоритме USPEX используется теория функционала плотности, которая получила развитие во второй половине прошлого века. Ее основная цель заключается в упрощении расчетов электронной структуры молекул и кристаллов. Теория позволяет заменить многоэлектронную волновую функцию электронной плотностью, при этом оставаясь формально точной. На практике это приводит к уменьшению сложности вычислений и, как

следствие, времени, которое на них будет затрачено. Таким образом, квантово-механические расчеты сочетаются с эволюционным алгоритмом в USPEX. Поиск таких структур в системе Cu-Se при различных давлениях от 0 до 5 GPa показал, что при абсолютном нуле и давлении 0.1 GPa стабильным является состав Cu_6Se_4 . Экспериментальная фазовая диаграмма при нормальных условиях содержит тетрагональную фазу $P4_2/m$ с параметрами ячейки $a=6.40 \text{ \AA}$, $c=4.28 \text{ \AA}$. [3].

При низких температурах и высоких давлениях стабильной оказывается фаза состава Cu_6Se_4 . Структуры и параметры стабильных фаз полученных при расчете представлены в табл.1, рис.1.

Табл. 1. Параметры ячейки при различных давлениях

№	Формула	Давление	Параметры ячейки					
			a, Å	b, Å	c, Å	α , град	β , град	γ , град
1	Cu_6Se_4	0.1 GPa	6.15602	6.14684	4.71314	90.0284	89.7724	89.9525
2	Cu_6Se_4	1 GPa	6.12349	4.68574	4.68574	90.0427	89.9822	90.0039
3	Cu_6Se_4	5 GPa	6.00227	6.01214	4.66337	90.1078	90.0815	89.9745

Из результатов теоретического расчета следует, что тетрагональная сингония при низких температурах переходит в тригональную. Повышение давления приводит к уменьшению параметров элементарно ячейки и тригональная сингония переходит в моноклинную. Дальнейшее повышение давления приводит к уменьшению параметров ячейки. Моноклинная сингония сохраняется.

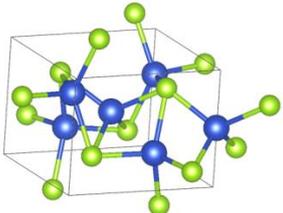
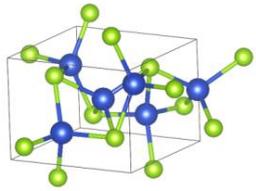
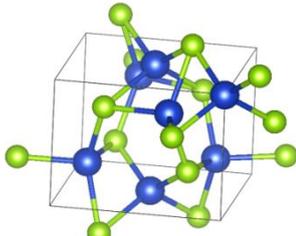
№	Формула	Давление	Структура
1	Cu_6Se_4	0.1 GPa	
2	Cu_6Se_4	1 GPa	
3	Cu_6Se_4	5 GPa	

Рис.1. Рассчитанные структуры Cu_6Se_4 при различных давлениях

Для уточнения стабильности теоретически полученных фаз ведутся расчеты фононных спектров и будет проведен расчет энтальпии и энтропии.

ЛИТЕРАТУРА

1. USPEX (Universal Structure Predictor: Evolutionary Xtallography) [Электронный ресурс]. - Режим доступа: <https://uspex-team.org>
2. Биккулова Н.Н., Горбунов В.А., Акманова Г.Р., Курбангулов А.Р., Биккулова Л.В., Сафаргалеев Д.И., Нигматуллина Г.Р., Алымов М.И. // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2020. Т. 493. № 1. С. 11-14.

УДК:543:423:575.2(04)

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ
ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ.**

А.М.Нурсейтова, Г.Ж.Доржуева, Р.А.Таштанов, Н.Ж.Жеенбаев.

*Институт физики им.академика Ж.Жеенбаева
НАН КР, 720071, г. Бишкек, Кыргызстан, пр.Чуй 265^а*

Аннотация: Показаны возможности использования низкотемпературной плазмы для решения экологических задач. Содержание тяжелых металлов в почвенном покрове или в природных водах измеряются методом атомно-эмиссионного спектрального анализа. Исследование проб, содержащих тяжелые металлы, проводится в потоке плазме двухструйного плазматрона. Отбор проб предлагается проводить на основе районирования исследуемой (городской) территории с учетом выбросов ТЭЦ, автотранспорта, частного сектора. Для проведения научно-исследовательских работ по вопросам экологической безопасности предлагается организовать комплексную лабораторию.

Ключевые слова: *атомно-эмиссионный спектральный анализ, плазма, двухструйный плазматрон, атомная спектроскопия, почвенный покров, природные воды, концентрация тяжелых металлов, микроэлементы.*

Сегодня низкотемпературная неравновесная плазма широко используется в плазмохимической промышленности, в плазменной обработке материалов, в плазменной металлургии и во многих других отраслях. Хорошо известны плазменные двигатели, различные виды газоразрядных устройств и их использование для квантовых генераторов, широкое применение получили дуговые генераторы плазмы и, это лишь некоторые примеры использования низкотемпературной плазмы. Однако расширяющийся круг природных явлений и технических устройств, в которых встречается низкотемпературная неравновесная плазма, настоятельно требует углубления научно-исследовательских работ и ставит перед учёными множество задач, решение которых, в первую очередь, должно обеспечить получение более полных знаний о такой сложной плазменной системе.

В Кыргызстане сложилась широко известная в стране и за рубежом школа по исследованию и применению низкотемпературной плазмы на примере дуговых генераторов плазмы (ДГП) – плазматронов, обладающих большими возможностями [1]. Современное развитие этой научной школы, а именно, расширение диапазона спектральных методов исследования и их усовершенствование, создание модифицированных версий дуговых генераторов плазмы позволяет более шире и рационально использовать возможности плазматронов в различных прикладных применениях. Одним из таких практических применений являются научно-исследовательские работы, связанные с обеспечением экологической безопасности.

В настоящее время исследовательские работы по выявлению техногенного загрязнения в окружающей среде являются одними из важнейших научных направлений

деятельности, связанными с обеспечением экологической безопасности. При этом следует выделить проблему определения степени загрязненности почвенного покрова в крупных городах и мегаполисах, в особенности, исследования направленные на измерения достоверного содержания в почве микроэлементов, и прежде всего, тяжелых металлов. Известно, что превышение содержания тяжелых металлов может привести к многочисленным физическим, химическим и биологическим изменениям в окружающей среде, а характер и степень изменений зависят от содержания и форм нахождения тяжелых металлов в природных объектах [2].

Изучение состава почвенных образований, сложившихся в результате загрязнения окружающей среды специфической миграцией тяжелых металлов, попавших техногенным путем в различные участки биосферы важно и с точки зрения понимания процессов загрязнения, происходящих в атмосферном слое. Ряд металлов, поступая с промышленным и автомобильным дымом и другими путями в атмосферу, быстро переходят в почву, растения и другие природные объекты, что позволяет, пусть и косвенно, оценить элементный состав микроэлементов в воздушной среде до их осаждения.

Изменения в окружающей среде, связанные с понижением или повышением уровней загрязнения, исчезновением его источников или появлением новых экологических факторов могут проходить достаточно быстро, особенно в городах, где сосредоточены предприятия различных отраслей промышленности и окружающая среда загрязнена значительным количеством химических веществ [3,4]. В частности, экологическая проблематика мегаполисов обусловлена негативным воздействием на окружающую среду ряда факторов, связанных с отопительным сезоном, ростом количества автотранспорта, хаотичной застройкой, что усиливает загрязнение водных объектов и земель, например, отходами нефтепродуктов, мойки транспортных средств, предприятий транспорта; ведет к изменению химического состава почв и микрофлоры, а также увеличивает образование производственных отходов, в том числе за счет токсичных и радиоактивных отходов, шламов, замазученного грунта, котельных шлаков, золы и мусора.

Наряду с использованием низкотемпературной плазмы для исследования почв, аналогичные работы могут быть эффективно реализованы для определения тяжелых металлов в природных водах. Особая роль в изучении процессов, связанных с загрязнением воды, принадлежит микроэлементам, главным образом металлам, которые являются одновременно и компонентами жизненно важных биологических систем, и продуктами техногенного происхождения, попадающими в окружающую среду в результате индустриальной и сельскохозяйственной деятельности. Круг вредных компонентов насчитывает до тысячи и более показателей, включающих органические соединения, неорганические вещества, элементы, их ионные и молекулярные формы [5,6].

Атомно-эмиссионная спектроскопия природных вод с использованием различных источниками возбуждения спектров (дуга, постоянного тока, индуктивная плазма, двухструйный плазматрон и другие), как многоэлементный метод позволяет одновременно получить информацию по широкому кругу исследуемых элементов и характеризуется слабой зависимостью аналитического сигнала от химической формы анализируемых проб. Анализ природных вод целесообразно проводить с использованием источников возбуждения спектров элементов, состав плазмы которых в меньшей мере зависит от сложности состава природных вод. В этом отношении двухструйный плазматрон ДГП-50 выгодно отличается от других источников света. В атомно-эмиссионном спектральном анализе природных вод устранение влияния валового состава на результаты анализа, по-видимому, связано с полным испарением капель аэрозоля, а также с особенностями механизма возбуждения в струе плазмы двухструйного плазматрона [7,8].

В этой связи научное обеспечение мероприятий, связанных с обеспечением экологической безопасности должно быть направлено на обоснование теоретических и технологических основ перехода к устойчивому и безопасному состоянию окружающей

среды и в частности территории проживания населения. Необходим регулярный мониторинг экологической чистоты, обеспечивающий получение достоверных данных о загрязненности покрова почвы тяжелыми металлами. Решение проблемы контроля загрязненности окружающей среды, требует использования экспрессных методов определения элементного состава, среди которых наиболее универсальным, экспрессным, имеющим низкие пределы обнаружения, является атомно-эмиссионный спектральный анализ (АЭСА).

Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева Национальной академии наук Кыргызской Республики неоднократно поднимает вопрос об организации **комплексной экологической лаборатории** для мониторинга экологической безопасности территорий Кыргызской Республики. Государственный заказ или целевой проект, должен быть направлен на научное обеспечение выполнения положений «Концепции экологической безопасности Кыргызской Республики» (УП КР №506 от 23.11.07) путем разработки научных основ определения экологических рисков, а именно: исследование влияния изменения состояния окружающей среды на здоровье населения, проведение анализа отрицательных тенденций изменений объектов окружающей среды (оценка экологического риска накопления тяжелых металлов в почве, воде), влияние природной (естественной) и техногенной радиоактивности на жизнедеятельность человека. Научно-исследовательские работы также должны быть сосредоточены на проведении тщательного анализа текущей ситуации (фоновое состояние окружающей среды, оценка воздействия различных факторов на окружающую среду) и разработке практических мер по достижению экологически устойчивого состояния городской территории (выделение экологических рисков, районирование и т.д. и принятие мер до уровня отвечающего принятым экологическим нормам).

В настоящее время в Институте физики им. академика Ж.Жеенбаева начаты работы по развитию экспериментального стенда на базе установки «НУР» для проведения научно-исследовательских работ по оценке экологической безопасности природных объектов. Подготовительные работы (подбор стандартов, построение градуировочных графиков, закупка недостающего научного оборудования и т.д.) и реализация ряда мероприятий, таких как модернизация имеющейся лабораторной базы, установление фонового уровня, позволят обеспечить проведение научно-исследовательских работ по следующим направлениям:

1. Оценка экологического риска накопления тяжелых металлов в почве, воде.
2. Влияние природной (естественной) и техногенной радиоактивности на жизнедеятельность человека.

Практические результаты:

- Выделение экологических рисков, связанных с накоплением тяжелых металлов и превышением радиоактивного фона, районирование.
- Проведение измерений содержания тяжелых металлов в почве и природных водах **методом атомно-эмиссионного спектрального анализа** (в потоке плазмы двухструйного плазматрона (ДГП-50 и ДГП-50М) и уровня природной и техногенной радиации.

Применение данного стенда обеспечивают простоту и универсальность, низкий предел обнаружения, экспрессность и возможность одновременного определения большего числа химических элементов. Общая схема измерений представлена на рис.1.

Двухструйный плазматрон является одним из перспективных генераторов низкотемпературной плазмы для решения практических задач при использовании развивающихся плазменных технологий и применения в качестве источника возбуждения спектра при проведении спектрального анализа различных веществ. Большая мощность и прямой способ подачи анализируемого материала непосредственно между струями обеспечивают устойчивую и воспроизводимую работу плазматрона в течение сотен часов как с инертным, так и химически активным плазмообразующим газом [1]. Очевидными преимуществами являются высокая температура и протяженность потока плазмы двухструйного плазматрона, которые обеспечивают полноту испарения вводимых

мелкодисперсных веществ, а также достигается высокая стабильность плазменного потока плазмы, являющаяся гарантом хорошей воспроизводимости и точности анализа.

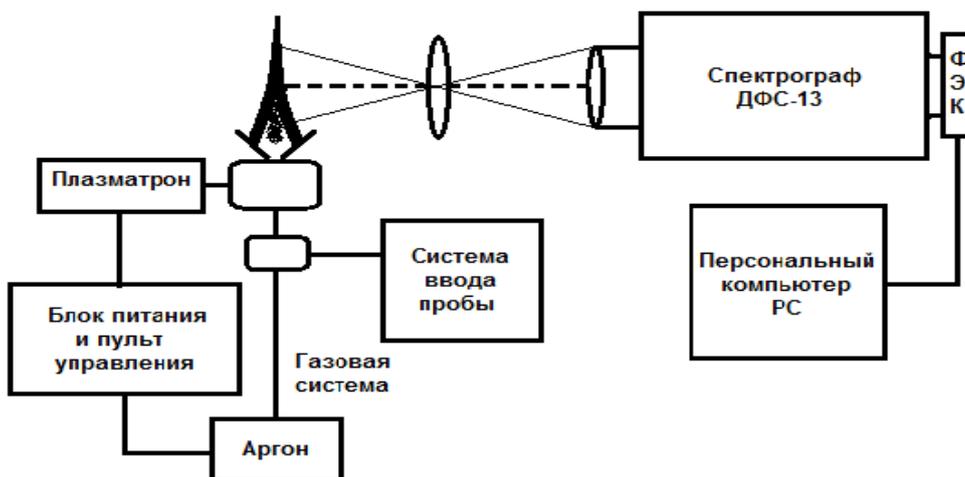


Рисунок 1. Общая схема измерений концентрации микроэлементов.

Источником возбуждения спектров служит оригинальная установка «Нур», созданная на базе высокостабильного, обладающего высокой электрической мощностью двухструйного плазматрона ДПП-50. Измерения проводятся при силе тока $I=55-100\text{А}$ и расходе плазмообразующего газа $G=4.6$ л/мин. Несущий газ – аргон. Угол наклона катодного и анодного головок плазматрона составлял $\beta=115^\circ$. Измерения проводятся в области протяженного потока плазмы. Данный участок потока плазмы выбран с точки зрения анализа происходящих физико-химических процессов в наиболее благоприятном для исследований ламинарном потоке плазмы. Излучение от приосевых участков разряда через однолинзовую систему освещения фокусировалось на всю высоту ($H=15$ мм) щели спектрографа шириной 20 мкм. Фотографическая регистрация спектров проводится на базе спектрографа ДФС-13 с дифракционными решетками 600 и 1200 штр./мм (дисперсия порядка 4 и 2 Å/мм соответственно) [9]. Предложенная конструкция в полной мере отвечает требованиям полного испарения анализируемой пробы и надежного измерения интенсивности излучения спектральных линий, необходимых для успешного проведения спектральных исследований классическими методами атомно-эмиссионной спектроскопии.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Жеенбаев Ж.Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазматрон. Ф., Илим, 1983, 201 стр.
2. Закас Н.П. Возможности двухструйного дугового плазматрона для атомно-эмиссионного спектрального анализа высокочистых веществ и биологических проб. / Закас Н.П. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2012. т.78. № 1. ч.II. С. 34-38.
3. Закас Н.П. Возможности двухструйного дугового плазматрона для атомно-эмиссионного спектрального анализа высокочистых веществ и биологических проб. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2012. т.78. № 1. ч.II. С. 34-38.
4. Делигодина Ю.Н., Захарова О.Л., Савельева И.Н., Шанина Е.В. Особенности депонирования тяжелых металлов в почвенном покрове территорий воздействия предприятий теплоэнергетики // Успехи современного естествознания. 2017. № 7. С. 71-75.
5. Мур Д. В., Раммамутри С. Тяжелые металлы в природных водах. – М.: Мир, 1987. – 285 с.
6. Шуваева О.В. Современное состояние и проблемы элементного анализа вод различной природы: Аналит. Обзор /СО РАН ГПНТБ, ИНХ. – Новосибирск, 1996. – 48 с..

7. Lahl H., Lavanchy Y H. Hydrogeological application of trace – element analysis with ACP-AES for the characterization of ground water categories at the foot the Swiss Jura between Lausanne // Fresenius Z. Anal. Chemical. - 1991. –Vol. 341. –P. 559.
8. Anderson J. Analysis of drinking water by ICP-AES with ultrasonic nebulizer //Atomic Spectroscopy. -1992/ -VOL. 13. –P.93.
9. Доржуева Г.Ж. Журнал. Наука и новые технологии. Бишкек, №1, 2006, стр.13

УДК 612.315.612.7

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОЧНЫХ КОМПОНЕНТ В СОСТАВЕ ГЛАЗУРЕЙ НА ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Н.К. Касмамытов¹, К.М. Макаева¹, М.Ж.Жанибеков²

1- Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева Национальной академии наук, 720071, Кыргызская Республика, Бишкек, пр. Чуй 265-а, E-mail: nurkas@mail.ru

2- Ошский технологический университет им. М.Адышева, г.Ош , Кыргызстан, ул. Исанова д. 81 oshtu.adyshev@mail.ru

Аннотация. В работе проведен анализ о влиянии добавочных компонент в шихту глазурей с целью улучшения физико-технологических свойств глазури. Определены основные добавочные компоненты, позволяющие снизить температуру образования жидкой стекловидной массы в глазурях, предназначенных для электро-фарфоровых керамик.

Ключевые слова: сырье, компоненты, составы глазури, плавни, глушители, электрофарфор, свойства глазури.

Глазурям посвящены много статей и монографий (например, [1-22]), где в частности описаны составы, основы технологии получения керамической массы и нанесения глазури на поверхность черепка керамических материалов, методам исследования, формированию микроструктуры глазури, её физико-химическим и технологическим свойствам, а также многим другим аспектам. Согласно литературным данным компонентный и количественный состав глазури в подавляющем большинстве состоят из стеклообразных силикатов. Существуют различные методы нанесения глазури [1,2,4] на поверхность керамики после чего их обжигают в печи при различных температурах и режимах спекания. В результате обжига нанесенные на поверхность черепка керамики стеклообразные силикаты расплавляются и растекаются по её поверхности тонким слоем. В зависимости от требований и технологии нанесения глазури на поверхность черепка керамики толщину пленки глазури покрывают как правило в интервале значений от 0,15 мм до 0,4 мм. В зависимости от компонентного состава керамической массы глазури и состава керамического черепка керамики, температура расплавления глазури и её растекание по поверхности черепка керамики может быть различным. Анализ литературных и собственных экспериментальных данных [1-7, 12, 14-22] показывает, что от вида и состава исходной глазури и черепка фарфоровой керамики температуру обжига осуществляют в достаточно широком интервале температур от 900 до 1400 °С, причем с различными временами выдержек с учетом температуры расплавления глазури при рабочей температуре спекания.

Известно [2,5,10,16-18], что глазури наносятся различными методами на поверхность фарфоровой керамики в качестве защитных покрытий. После окончательного обжига глазури прикрывает, имеющуюся остаточную поверхностную пористость в керамическом черепке керамики, плотным стекловидным слоем и придает фарфоровым керамическим изделиям повышенную механическую прочность и товарный внешний вид (гладкость поверхности, глянец и блеск, матовость либо шероховатую поверхность). Более того глазурное покрытие

фарфоровой керамики повышает её устойчивость от внешнего химического воздействия и гарантирует сохранение электрических свойств электрофарфоровой керамики.

На практике в керамическом производстве наиболее широко применяются глазури следующих стекловидных составов - это разновидности щелочных, алюмосиликатных и алюмоборосиликатных стекол [1-4]. В зависимости от тех или иных требований и поставленных задач в состав вышеперечисленных разновидностей глазури вводят определенные добавки (флюсы) в виде различных оксидных соединений с заданными показателями преломления света, но отличающимися от основной керамической массы глазури. В результате введения в керамическую шихту глазури специально подобранных флюсов получают полупрозрачные или непрозрачные глазурированные покрытия. В случае если требуется получить глазурь с определенной окраской, то в состав глазури добавляют специальные оксидные соединения металлов. Для окрашивания стекловидных прозрачных глазури в её керамический состав добавляют оксиды различных металлов с различным количественным содержанием от 0,2 до 8 % по массе по отношению к общей массе шихты глазури. Известны следующие сырьевые оксиды металлов, например, оксид меди (CuO) придает глазури зеленый цвет, оксид железа (FeO) – охра, оксид марганца (MnO) – розовый, оксид кобальта (CoO) – синий и т.д.

Представляло интерес проанализировать литературные данные по основным физико-химическим свойствам глазури и каким образом на них влияют различные оксидные добавки в состав типовых глазури, предназначенных для фарфоровых электротехнических керамик. К основным свойствам глазури относят: температуру плавления, но при этом важное значение имеет так называемый интервал плавления глазури. В зависимости от количественного содержания компонентного состава бывают глазури с малым температурным интервалом расплавления, которая составляет порядка $\Delta T = \pm 10$ °C, а также с большим интервалом расплавления глазури до $\Delta T = \pm 30$ °C. Стекловидные глазури с большим температурным интервалом расплавления плавятся медленнее и соответственно медленнее растекаются по поверхности черепка керамики. Медленно плавящаяся керамическая масса глазури является стекловидно-аморфным и процесс расплавления как бы становится более инертным, поэтому при рабочей температуре обжига глазури с большим температурным интервалом расплавления близкой $\Delta T = \pm 30$ °C требуется проведения более длительной выдержки, для того чтобы глазурь полностью расплавилась.

В производстве фарфоровых электрокерамик, как правило, на стадии помола керамической массы глазури проводят введение добавочных компонентов в виде различных оксидных соединений или различных солей металлов, получившие название флюсов. Флюсы добавляют в глазурь строго в определенных пропорциях по массе, поскольку опыты показывают, что они влияют на температуру обжига глазури. В связи с этим добавочные флюсы, введенные в шихту керамической массы глазури, подразделяются на два типа: на повышающие и понижающие температуру обжига. Таким образом, на практике путем добавления того или иного флюса в состав шихты глазури при обжиге можно добиться такого состояния глазури, когда она начинает становиться более быстро-плавкой либо наоборот, т.е. другими словами добавление флюсов в состав глазури позволяет изменить свойства плавкости и вязкости глазури.

В технологии получения качественной глазурированной керамики в процессе обжига требуется достаточно высокая текучесть глазури по поверхности фарфоровой керамики в процессе обжига, получившее название потёчности в технологии керамического производства. Следует отметить [5-9,11], что чем выше показатель потёчности глазури, тем легче и выше вероятность образования микрокристаллов в сформированной жидкой стеклофазе глазури. Отсюда становится очевидным, что чем выше потёчность керамической массы глазури, соответственно тем ниже значения её вязкости.

Опыт показывает, что в процессе обжига глазури с хорошей потёчностью формирует в стеклофазе глазури как большие по величине микрокристаллы, так и мельчайшие

микрорекристаллы. Если в процессе обжига в стеклофазе глазури в подавляющем большинстве образуются мельчайшие микрорекристаллы, то глазурь на поверхности керамики как правило формируется прозрачной.

В настоящее время в производстве глазурованных керамик применяют различные добавочные компоненты в состав глазури, получившие название глушителей. Одни виды глушителей могут усиливать рост микрорекристаллов в глазурях, а другие существенно сдерживать их рост в процессе обжига. Опыт показывает, что максимальное глушение глазури достигается тогда, когда в стеклофазе формируются мелкозернистые кристаллы в сочетании с большими ликвационными кристаллическими фазами. Одновременное формирование в микроструктуре глазури мелкозернистых кристаллов и больших ликвационных кристаллов приводит к так называемому максимальному глушению глазури за счет существенных различий в показателях светорассеивающих свойств между микрорекристаллами и большими ликвационными кристаллическими фазами.

Некоторые оксиды делают глазурь более блестящей и гладкой, другие заглушают её, т.е. делают её непрозрачной, в-третьих придают глазури матовость, т.е. делают поверхность глазури микрошероховатой либо более шершавой.

В связи с тем, что в состав глазури зачастую вводят добавочные примесные компоненты в виде флюсов, глушителей и других фаз, улучшающие физико-химические и эксплуатационные свойства глазури керамистами было введено понятие сила растворения стекловидной фазы глазури. Под силой растворения стекловидной фазы глазури следует понимать насколько интенсивно стекловидный расплав глазури способен растворить в себе введенные в состав глазури твердые частицы в виде глушителей или других соединений. В таблице №1 представлены наиболее распространенные в практике оксидные соединения, позволяющие улучшать плавкость и другие свойства глазури.

Отметим, что глазури в которых введены добавочные компоненты в процессе обжига, улучшают силу растворимости твердых кристаллических фаз в жидкой стекловидной фазе глазури, но одновременно с этим они затрудняют протеканию процесса глушения, поскольку ранее введенные глушители в состав глазури, также поддаются растворению и теряют свою силу.

Опыт показывает, что, если силы растворения глазури достигают высоких значений, то имеющиеся в глазурях твердые кристаллические фазы в процессе обжига зачастую расплавляются и помимо это в процессе обжига могут наблюдаться растворения верхний слоев поверхности керамического черепка, что в свою очередь это способствует образованию между черепком и глазурью промежуточного соединительного связующего слоя, которая сильно скрепляет покрытие глазури с керамическим черепком с высокой адгезией. Экспериментальные исследования показывают, что чем лучше формируется промежуточный слой между глазурью и черепком, тем лучше свойства адгезии глазури, и соответственно глазурь более крепче связывается с черепком фарфоровой керамики [17,18,22].

Таблица №1. Основные добавочные компоненты, улучшающие свойства глазури

№	Наименование сырьевого компонента	Химическая формула сырьевого компонента	Долевое содержание компонента в шихте глазури, %	Влияние на свойства глазури.
1	Тальк (белый)	$Mg_3Si_4O_{10}(OH)_2$	4-6	Плавень. Способствует прочности и эластичности глазури

2	Доломит	$\text{CaCO}_3 \cdot \text{MgCO}_3$	9-12	Пламень. Уменьшает склонность к цеку.
3	Альбит	$\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$	10-25	Сильный пламень, уменьшает вязкость, повышает КТЛР.
4	Цинковое белило или оксид цинка	ZnO	2 – 3,5	Хороший пламень, уменьшает КТЛР. Повышает эластичность глазури.
5	Цирконовый концентрат (Силикат циркония)	ZrSiO_4	8-15	Глушит глазурь, повышает химическую стойкость и плавкость.
6	Мел осажденный, обогащенный	CaCO_3	5-10	Пламень в тугоплавких глазурях. Сужает интервал плавления глазури.
7	Барий углекислый	BaCO_3	5-9	Хороший пламень. Способствует разливу глазури.
8	Ортоклаз	$\text{K}[\text{AlSi}_3\text{O}_8]$	10-15	Очень сильный пламень. Повышает вязкость и КТЛР
9	Кварц	SiO_2		Увеличивает вязкость, химическую стойкость. Понижает КТЛР.
10	Каолинит	$\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	2-4%	Способствует разливу при малых добавках. Повышает химическую стойкость глазури.

Другой не маловажной характеристикой глазури является поверхностное натяжение. Известно, что поверхностное натяжение жидкостей проявляется в том, что жидкость имеет свойство без внешних воздействий стягиваться в капли. Из физики, например, общеизвестно, что вода имеет достаточно большое поверхностное натяжение и поэтому она под действием поверхностного натяжения всегда собирается в капельки. Аналогично в процессе обжига у образовавшейся жидкой стекловидной глазури проявляются свойства поверхностного натяжения. Если у опытного состава глазури формирующаяся жидкая стеклофаза обладает чрезмерно большим поверхностным натяжением, то глазурь собирается на поверхности черепка керамики в виде капель и не покрывает поверхность черепка керамики.

Также заметим, что глазурь может собраться на поверхности черепка керамики в капельки, если процесс обжига глазури проводить по режиму с заниженной температурой обжига по сравнению с требуемой. Наряду с этим было выявлена другая особенность, которая заключается в том, что величина поверхностного натяжения глазури заметно снижается с повышением температуры обжига. Опытным путем установлено, что некоторые отдельные оксидные соединения, добавленные в состав глазури заметно повышают поверхностное натяжение глазури.

Одним из главных характеристик глазури фарфоровой керамики является коэффициент линейного температурного расширения (КЛТР). Это характеристика КЛТР в процессе обжига (согласно режима нагрева, выдержки и охлаждения) в первую очередь предопределяет появление на глазурованном покрытии дефектов в виде сеток грубых микротрещин, получившего название цека глазури. Если после обжига керамики покрытой глазурью вдруг в микроструктуре глазури возникает сеточный цек, то это означает, что значение КЛТР глазури существенно отличается от значения КЛТР черепка керамики. Следовательно, на практике необходимо проводить работы по корректированию состава глазури таким образом, чтобы исключить явление цекового растрескивания глазури. Для

того чтобы в микроструктуре глазури отсутствовал цек, нужно состав глазури подбирать таким образом, чтобы значения КЛТР глазури и черепка керамики были близки к друг другу. Экспериментально выявлено, что различие в коэффициентах КЛТР между глазурью и черепком керамики должно быть менее 10 %. Если значения КЛТР глазури и черепка отличаются более чем на 10%, то в микроструктуре глазури формируется цек. Опыты показывают, что чем больше разница в значениях КЛТР между глазурью и черепком керамики, тем грубее и сильнее проявляется цек.

Известно [1,2,7], что некоторые примесные оксидные добавки, введенные в состав глазури повышают КЛТР глазури по отношению к КЛТР черепка керамики в процессе температурного обжига, а другие оксиды наоборот снижают разницу в коэффициенте теплового расширения между глазурью и черепком керамики и делают глазурь более «эластичным».

В работах [2,7] показано, что чем больше значение КЛТР глазури по сравнению с КЛТР черепка керамики, тем сильнее несогласованность сужения (сжатие) глазури и черепка керамики в процессе нагрева и остывания (охлаждения) в результате такой несогласованности происходят разрывы в покрытии глазури, т.е. глазурь растрескивается с образованием цека. В случае, если значение КЛТР глазури меньше, чем у черепка керамики, то черепок сжимается сильнее чем пленка глазури и в результате этого возникают отколы глазури от черепка керамики.

При разработке новых составов глазурей к ним также предъявляют требуемые свойства к химической устойчивости к щелочам и кислотам, особенно для керамических фарфоровых изделий, которые предназначены для работы в агрессивных средах либо в открытом воздухе, где имеет место воздействие со стороны окружающей среды. Наряду с этим у глазурей должна быть требуемая твердость и устойчивость к истиранию и царапанию.

В заключение отметим, что в течение последних лет в Институте физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР в лаборатории «Порошковые материалы» проводятся исследования по разработке высоковольтной фарфоровой керамики (ВФК) на основе местного сырья месторождений Кыргызской Республики. По результатам научных исследований сотрудниками лаборатории опубликовали более 10 научных статей, также по материалу исследований защищена кандидатская диссертация сотрудником лаборатории [13-22]. В результате научного поиска по разработке новых составов ВФК на основе местного сырья были получены различные по составу и эксплуатационным свойствам керамические материалы, выполняющие функции диэлектрика на открытом воздухе на линиях электропередач (ЛЭП) и на других узлах и аппаратах энергосистемы. Полученные изделия из ВФК на основе местного сырья вполне могут обеспечивать бесперебойную работу во влажных климатических условиях, а также в пыльных засушливых регионах страны. Для повышения электрофизических и механических характеристик, глазурованных ВФК на основе местного сырья, опытные керамические изоляторы ВФК покрывались собственными разработанными глазурями на основе местного и привозного сырья из России и Украины. Поскольку неглазурованные керамические изделия ВФК на основе местного сырья имели на поверхности черепка остаточную пористость, то после нанесения глазури на поверхность черепка ВФК имеющиеся остаточные поры на поверхности черепка керамики были полностью перекрыты глазурью, исключая проникновение влаги.

Таким образом, наш опыт исследований по разработке и получению оптимальных составов ВФК изделий на основе местного сырья и глазурей к ним показал, что при проектировании и разработке новых составов керамических масс ВФК и глазурей следует брать во внимание и учитывать информацию о закономерностях влияния оксидосодержащих компонентов черепка керамики и глазури на физико-технологические свойства стекловидной фазы расплавов и формированию эксплуатационных свойств глазури. Поскольку постольку экспериментальное получение новых составов керамики ВФК и глазурей на основе местного сырья с оптимальными свойствами требует значительных затрат времени и сырьевых

материалов на проведение серий экспериментов. С целью уменьшения объема экспериментальных исследований следует применять научно-обоснованный подход по расчетным методам, позволяющих оценить влияние компонентного состава черепка ВФК и глазурей на их физико-технологические свойства.

Литература

1. Августиник А.И. Керамика // Изд. 2-е, перераб. и доп. — Ленинград: Стройиздат, - 1975. — 592 с.
2. Блюмен Л.М. Глазури. // М.: Гос. изд-во литературы по строительным материалам, 1954. - 171 с.
3. Барзаковский, В.П., Дуброво С.К. Физико-химические свойства глазурей высоковольтного фарфора. // М.: Изд-во АН СССР. - 1953. – 276 с.
4. Гузман, И.Я., Костюков Н.С. Химическая технология керамики. //- М.: 2003. - 527 с.
5. Пожидаев Д.А., Гуляев В.Т. Получение глазурей на основе тугоплавких глин со снижением температуры обжига. // Интернет-журнал «Науковедение». – 2016. - Т. 8. - №4. - Режим доступа: <http://naukovedenie.ru/> PDF.
6. Порман И.П. Физико-химические свойства легкоплавких циркониевых глазурей и их применение для изделий однократного обжига: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.17.11. // Санкт-Петербург: 2004. – 20 с.
7. Спирина О.В., Ремизникова В.И. Подбор глазурей для керамических масс с учетом согласования их коэффициентов термического расширения. // Казань: Известия Казанского государственного архитектурно-строительного университета, 2006. -№1 (5). - С. 45-49.
8. Левицкий И.А., Дятлова Е.М., Колонтаева Т.В., Шелихина В.М. Особенности формирования контактной зоны в системе глазурь-керамика. // М.: Стекло и керамика. - 2000. - №1. - С.17-21.
9. Назаренко А.А., Лапо Е.Г., Пименов В.А., Мансуров Ю.Н., Моисеенко Д.В. Разработка технологии нанесения покрытия на керамическую основу методом многослойного глазурования // Вестник инженерной школы ДВФУ. - 2017. - №1. –С.75-84.
10. Макаров И.А., Луценко В.А. Повышение качества глазурных покрытий для керамики. // М.: Стекло и керамика. - 1996. - №9. – С.13-16.
11. Геворкян Е.Ю., Дайнеко Э.С., Горбунова А.А. Разработка глазурей для керамических изделий электротехнического назначения. // Киев: Керамика: наука и жизнь. – 2015. - №12. – С. 4-14.
12. Изоляторы керамические. Требования к качеству поверхности и методы испытания: ГОСТ 13873-81. – [Введен 1983-01-01, переиздан с измен. 2010-19-04]. – М.: Государственный комитет по стандартам СССР. – 17.с
13. Касмамытов Н.К., Календеров А.Ж. Структура и свойства глазурованной высоковольтной керамики на основе сырья месторождений Кыргызской Республики. // М.: Евразийское научное объединение. - Материалы XLIX-Межд. науч. конф. «Перспективные направления развития современной науки». -2019. –Ч.1. –С.15-19.
14. Кантай Н., Касмамытов Н.К., Календеров А.Ж. Влияние температуры обжига на формирование структуры и свойств высоковольтной фарфоровой керамики на базе местного сырья. //Бишкек: научный журнал «Физика». - 2018. -№1. –С. 52-64.
15. Касмамытов Н.К., Макаева К.М., Календеров А.Ж., Ласанху К.А. Состав, технология получения, свойства высоковольтной фарфоровой керамики. // Бишкек: Научно-информационный журнал «Материаловедение». -2020. -№2(34). –С.19-25.
16. Патент №2198 Кыргызская Республика 20180104.1 Глазурная шихта для высоковольтной керамики. // Н.К.Касмамытов, А.Ж.Календеров, К.М.Макаева (ИФ им.

- академика Ж.Жеенбаева НАН КР), заявл. 03.12.2018; опубл. 31.01.2020, Бюл. №2(46). – 5 с.
17. Календеров А.Ж. Глазурованная электротехническая фарфоровая керамика на основе сырья месторождений Кыргызской Республики. – Диссертация на соискание уч. степени канд. тех. наук. // Ош. - 2023. – 23 с.
 18. Касмамытов Н.К., Календеров А.Ж., Кыдыралиев Э.М. Структура глазурованной высоковольтной керамики. // Бишкек: научный журнал ИФ им. академика Ж. Жеенбаева НАН КР «Физика», 2018. - №2. - С. 30-37.
 19. Касмамытов Н.К., Календеров А.Ж., Макаев К.М., Кыдыралиев Э.М. Свойства глазурованной высоковольтной керамики на основе сырья месторождений Кыргызской Республики. //Бишкек: научный журнал ИФ им. академика Ж. Жеенбаева НАН КР «Физика», 2018. - №2. - С. 24-30.
 20. Касмамытов Н.К., Макаева К.М., Асанбеков Ш.К., Донбаев Н.Э. Свойства глазурованной высоковольтной керамики с малым долевым содержанием глины Кара-Кече. //Бишкек: Известия НАН Кыргызской Республики. -2023. -№1. – С. 18-28.
 21. Касмамытов Н.К., Календеров А.Ж. Структура и свойства глазурованной высоковольтной керамики на основе сырья месторождений Кыргызской Республики. // М.: Сб. научн. тр. Евразийского научного объединения XLIX-Межд. науч. конференции «Перспективные направления развития современной науки». - 2019. – Ч.1. – С.15-19.
 22. Касмамытов Н.К., Макаева К. Т., Асанбеков Ш. К., Донбаев Н.Э. Формирование глазури на поверхности черепка высоковольтной фарфоровой керамики на основе местного сырья. // Бишкек: Известия НАН Кыргызской Республики. -2023. -№1. – С.12-18.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Доржуева Г.Ж.	Эки агымдуу плазматрондун жардамы менен кыргызстандагы минералдык ичүүчү сууларга спектралдык анализ жүргүзүү	3
Кузнецов М.С., Зараменских К.С., Морозов М.В., Пилюшко С.М., Лисицкий И.С.	Радиационно-регистрирующие полупроводниковые кристаллы на основе бромида таллия	6
Ласанху К. А., Касмамытов Н. К.	Биокерамические материалы в современное время	7
<u>Махкамов Ш.,</u> Ташметов М.Ю., Эрдонов М.Н., Саидов Р.П., Холмедов Х.М.	Формирование рациональных дефектов в кремниевых диффузионных диодных структурах при высокотемпературном облучении электронами	10
Абдреймов А.А., Тагаев М.Б., Шарибаев М.Б.	Механизмы токопереноса в предпробойной области вах кремневых лпд	13
Sh.A. Makhmudov, A.A. Sulaimonov, A.K. Rafikov	Исследование концентрации примесей Si<Rh> и их электрического состояния	16
Махкамов Ш., Ташметов М. Ю., <u>Сулайманов Н. Т.,</u> Эрдонов М. Н.	Образование дефектных комплексов при взаимодействии атома примеси с междоузельным атомом кремния и вакансией в кремниевых кластерах.	16
Иванова А.В., Ермоченков И.М., Юрасова О.В., Таврунов Д.А., Белоусов М.П., Пулин А.А.², Иванов В.Ю., Ивановских К.В.	Исследование оптических характеристик российских кристаллов LSO:Ce для позитронно-эмиссионной томографии	22
Kurbanov U.T., Jumabaeva G. K., Dzhumanov S.	Metal/superconductor-insulator transitions and their effects on high- T_c superconductivity in underdoped and optimally doped cuprates	27
S. Dzhumanov, D.D. Gulamova and Sh.S. Djumanov	Signatures of room-temperature superconductivity emerging in two-dimensional domains within the new Bi/Pb-based ceramic cuprate superconductors	31

S. Dzhumanov, U. M. Turmanova, and U. K. Mayinova	Unusual temperature dependence of the magnetic field penetration depth in the high-temperature superconductors $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: evidence for bose-liquid superconductivity	35
<i>B.Ya. Yavidov, D.G'. Khajibaev, S.M. Otajonov, K.K. Nurimbetov</i>	Mass of polaron in $YBa_2Cu_4O_8$ cuprate	39
<i>B.Ya. Yavidov, D.G'. Khajibaev, S.M. Otajonov, K.K. Nurimbetov</i>	On correlation of Cu- O_{apex} distance and T_c of single layer cuprates	42
Нурахметов Т.Н., Кокетай Т.Ә., Әлібай Т.Т., Төлеков Д.А., Шамиева Р.К., Нурпеисов А.С., Қабдулқак А.А., Мекебай Қ.	Формирование электронно-дырочных центров захвата и передача энергии примесям в облученных сульфатах щелочноземельных металлов	46
<i>D.G'. Khajibaev, B.Ya. Yavidov, S.M. Otajonov, K.K. Nurimbetov</i>	Charge carrier's mass and critical temperature of superconductivity in LSCO films: the effect of film thickness	50
К. Шункеев, А. Тилеп, Ш Сагимбаева, Ж. Убаев	Деформационно-стимулированная люминесценция в кристаллах KBr и KBr-Na	52
Ашымканов К.Ш., Шабаев Ж.А.	Исследование затухания радиосигнала в атмосферных газах высокогорья	56
Биккулова Н.Н., Акманова Г.Р., Курбангулов А.Р., Сафаргалиев Д.И., Кутов А.Х.	Расчет стабильных фаз системы Cu-Se	59
А.М.Нурсейтова, Г.Ж.Доржуева, Р.А.Таштанов, Н.Ж.Жеенбаев.	Использование низкотемпературной плазмы для решения экологических задач	61
Касмамытов Н.К., Макаева К.М., Жанибеков М.Ж.	Влияние добавочных компонентов в составе глазурей на физико-технологические свойства	65

ПАМЯТКА ДЛЯ АВТОРОВ

Документы

- Сопроводительное письмо на имя главного редактора журнала печатается на бланке учреждения, представляющего статью;
- Рецензия.

Составные части статьи и порядок их следования

1. Объем материала от 4 до 10 страниц набранного текста оформленного в текстовом редакторе Microsoft Word, файл в формате .doc или .docx (шрифт 14, Times New Roman, интервал 1). Поля: верхнее, нижнее-20мм, левое-2,5мм, правое-15мм. Графический материал должен быть четким, разрешение не менее 300 пикселей;
2. В верхнем левом углу указывается универсальная десятичная классификация (УДК);
3. Следующий абзац – название статьи указывается по центру (шрифт 14 полужирный ЗАГЛАВНЫМИ БУКВАМИ);
4. Во втором ряду фамилия имя отчество автора(ов);
5. В третьем ряду указывается полное название учебного заведения (место работы или учебы), город и страна;
6. Дальше через строку (шрифт 12, Times New Roman, интервал 1):
 - Аннотация не менее 50 слов на языке статьи (на русском и английском языках);
 - *Ключевые слова от 3 до 5 слов и словосочетаний, курсив* (на русском и английском языках);
7. Дальше через строку идет изложение материала (шрифт 14):
 - **Введение** (состояние проблемы, задачи исследования);
 - **Основная часть** – название в текст не вносится. Основную часть рекомендуется разбивать на разделы с названиями, отражающими их содержание: постановка задачи, методы исследования, математическая модель, обсуждение результатов и т.д.;
 - **Заключение** (выводы).
8. После основного текста указывается список литературы (Список использованной литературы). Список литературы оформляется не по алфавиту, а по мере того, как она встречается в тексте статьи. Схема списка литературы:
Авторы (обычный шрифт) → **название статьи** (обычный шрифт) → **выходные данные** (город, издательство) → **цифровые данные** (год, страницы). (Острейковский В. А., Карманов Ф. И. Статистические методы обработки экспериментальных данных с использованием пакета MathCAD. М.: ИНФРА-М, 2015. 207 с.);
9. Рисунки и таблицы набираются шрифтом Times New Roman 12 с одинарным междустрочным интервалом. Рисунки, диаграммы и таблицы создаются с использованием черно-белой гаммы. Использование цвета и заливок не допускается! Все рисунки и таблицы должны иметь название – Рис. 1. Название (точка), Таблица 1 – Название (точка не ставится);
10. Формулы следует набирать с помощью редактора формул Microsoft Equation и нумеровать в круглых скобках (2).
11. Отдельным файлом подаются сведения об авторе:
 - контактный телефон, Viber, WhatsApp, Telegram, Mail.Ru Агент и т. п.;
 - Электронная почта e-mail – @mail.ru, gmail.com, @yandex.ru и т. п.;
12. Авторы и рецензенты несут полную ответственность за актуальность, содержание, стиль и качество оформление статьи, а так же за ее актуальность.

Басууга 24.06.2023-ж. кол коюлду.
№30 офсет кагазы.
Форматы 84x60 1/16
Көлөмү 7,5 б.т.
Нускасы 50. Заказ 2022.

«Avrasya Press» басмаканасы
Бишкек ш., 7-апрель көч. №1а. Тел: 0(312)299 300
E-mail: avrasyapress2003@mail.ru
www.avrasyapress.com