ISSN 2304-7453

FİZİKA- TEXNİKA VƏ RİYAZİYYAT ELMLƏRİ SERİYASI
SERIES OF PHYSICAL-TECHNICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ

XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS

OF
AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY
OF SCIENCES

PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD
XXXVII
VOLUME

№ 2

<<ELM>> NƏŞRİYYATI
<<ELM>>PUBLISHERS

BAKI – 2017 – BAKU

1934-cü İLDƏN
NƏŞR OLUNUR

REDAKSİYA HEYƏTİ

A.C.Haciyev - baş redaktor, M.İ.Əliyev - baş redaktorun müavini, R.M.Əliquliyev - baş redaktorun müavini, Ə.M.Abbasov, Ç.O.Qaçar, C.E.Allahverdiev, T.A.Əliyev, F.Ə.Əliyev, İ.Ə.İbrahimov, A.Ş.Mehdiyev, A.M.Paşayev, F.M.Həşimzadə, E.Y.Salayev, C.Ş.Abdinov, T.C.Cəfərov, F.H.Haciyev, M.F.Mehdiyev, B.H.Tağıev, A.M.Həşimov, Ə.Ş.Quliyev, F.M.İmranov-məsul katib.

BURAXILIŞIN REDAKSİYA HEYƏTİ

M.İ.Əliyev – baş redaktor, Ə.Ş.Quliyev - baş redaktorun müavini, N.T.Məmmədov - baş redaktorun müavini, C.Ş.Abdinov, A.A.Qəribov, T.C.Cəfərov, Ö.B.Abdinov, N.S.Cəlilov, R.R.Hüseynov, İ.H.Cəfərov, H.X.Əjdərov, E.K.Hüseynov, Ş.M.Nağıyev, S.İ.Mehdiyeva, H.B.İbrahimov, T.R..Mehdiyev, A.A.Xəlilova-məsul katib, İ..A.Məmmədyarova - texniki redaktor.

MÜƏLLİFLƏRİN NƏZƏRİNƏ

Jurnal fizika və astronomiyanın müxtəlif sahələrinə həsr olunmuş orijinal və qısa məlumatları qəbul edir. Məqalələr bütün dünya tədqiqatçılarından qəbul olunur.

Əlyazmalar azərbaycan, rus və ingilis dillərində təqdim oluna bilər. Hər bir məqalənin əvvəlində məqalə yazılan dildə qısa xülasə çap edilir. Xülasənin həcmi 70 sözdən artıq olmamalıdır. Nəşr olunmaq üçün göndərilən məqalə Microsoft Word^{TM} (şrift – Times New Roman) formatında yazılaraq 210x297mm ölçülü ağ kağızın bir üzündə, 1 intervalla, lazımi sahə saxlanmaqla (yuxarından – 30mm, soldan –22,5mm, aşağıdan – 30mm, sağdan – 22,5mm), məqalənin adı qalın -12, müəlliflər – qalın -12, müəssisə, poçt ünvanları, telefon, e-mail, faks – normal 12, iki interval buraxmaqla mətn - normal, düzünə 12, çap edilir. Məqalələr 2 nüsxədə və CD kompakt diskdə işin yerinə yetirildiyi təşkilatın məktubu ilə redaksiyaya təqdim olunur. Çapa qəbul olunmayan məqalələr geri qaytarılmır.

1. TİTUL VƏRƏQİ

Məqalənin titul vərəqində UOT göstərilməli, 1 sətir buraxmaqla: məqalənin adı (böyük hərflərlə); müəlliflərin adı, atasının adı, soyadı, (böyük hərflərlə); tədqiqatçıların iş yeri, müəssisənin poçt indeksi, ünvanı və e-mail; məqalə yazılan dildə xülasə; açar sözlər çap edilir.

2. ƏDƏBİYYAT

Ədəbiyyat siyahısı məqalədə qeyd olunan ardıcıllıqla və aşağıdakı qaydada yazılır:

– jurnal məqaləsi üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı (nümunə: Ə.Ə.Əliyev), məqalənin adı, jurnalın adı, cild (seriya), nömrə, nəşr ili, səhifə (başlanğıc və son);

– kitab və tezislər üçün: müəlliflərin adi, atasının adı və soyadı, kitabın, tezisin və konfransın tam adı, nəşr olunan yer və il, səhifələr.

3. XÜLASƏ

Xülasə ayrı vərəqdə digər 2 dildə çap edilir.

4. ŞƏKİLLƏR

Şəkillər (60x80mm-dən böyük və ya 125x160mm-dən kiçik formatda) ağ kağızda və CD kompakt diskdə JPG formatında verilməli, şəkilaltı yazılar ayrı vərəqdə çap olunmalıdır. Şəkillərdə aydınlaşdırıcı mətn və şəkilaltı ifadələr olmamalıdır. Qrafiklərin koordinat oxlarında kifayət qədər az sayda rəqəm olmalı, oxların adı iri və aydın ingilis dilində göstərilməlidir. Qrafikdə bir neçə əyri verildikdə onları nömrələməli və nömrələrin izahı şəkilaltı yazılarda verilməlidir. Şəkillərin sayı 5-dən çox olmamalıdır.

5. CƏDVƏLLƏR

Cədvəllər nömrələnib, adlandırılıb ayrıca vərəqdə təqdim olunur. Cədvəllərin ölçüləri 125x160mm və sayı 5-dən artıq olmamalıdır.

6. ÜNVAN

Azərbaycan, AZ 1143, Bakı, Hüseyn Cavid prospekti, 131, AMEA Fizika İnstitutu.
Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; www.physics.gov.az

TƏSİSÇİ
Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

УДК 539.26; 535.44; 537.533.35

ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР $InAs_{1-x}Sb_x$ МЕТОДАМИ ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ И ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Е.Н.АЛИЕВА, Н.А.АБДУЛЛАЕВ, Х.В.АЛИГУЛИЕВА, Р.Р.ГУСЕЙНОВ, G. KIPSHIDZE*, В.А.ТАНРЫВЕРДИЕВ, Н.Т.МАМЕДОВ

Институт физики НАНАзербайджана
AZ1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
*Stony Brook University**
11794 New York, USA, Stony Brook,
abnadir@physics.ab.az

ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР InAs1-xSbxМЕТОДАМИ ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ И ЭЛЕКТРОННОЙ

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

Ключевые слова: гетероэпитаксиальные структуры, рентгеновская дифракция, кривые качания, карты обратного пространства, симметричные и ассимметричные отражения, дислокации несоответствия, проникающие дислокации, электронная микроскопия.

АННОТАЦИЯ

Получены нерелаксированные слои твёрдого раствора $InAs_{1-x}Sb_x$ (x=0,43 и x=0,38) методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием градиентных буферных слоёв GaInSb и AlGaInSb. Высокое качество полученных тонких плёнок подтверждается результатами исследований высокоразрешающей рентгеновской дифракции (кривые качания, карты обратного пространства) и электронной микроскопии.

ВВЕДЕНИЕ

Узкозонные полупроводники являются важнейшими материалами оптических и электронных приборов для различных применений в широкой области человеческой деятельности: в связи, в электронных средствах контроля, управления и безопасности, в электронике, в медицине, в военной, научной, бытовой и других областях. Материалы на основе антимонида, которые могут поглощать и излучать свет в технологически важной области спектра от 2 до более чем 10мкм являются оптимальными $A^{III}B^{V}$ полупроводниками для решения этого вопроса. Перспективы получения высокого значения времени жизни неосновных носителей и отсутствие принципиального ограничения на длину диффузии дырок (в отличие от соответствующих свойств III-V сверхрешетки) делают антимониды группы III-V перспективными материалами для инфракрасной технологии. Эти материалы могут быть использованы при разработке диодных лазеров, светоизлучающих диодов (СИД), фотоприемников, насыщающихся поглотителей, модуляторов, фильтров.

Получение тонкоплёночных материалов твёрдых растворов $InAs_{1-x}Sb_x$ сдерживается отсутствием подложек с близкими величинами постоянной решётки. Различие постоянных решётки получаемой плёнки $InAs_{1-x}Sb_x$ и подложки является причиной возникновения напряжений и деформаций плёнки, приводящих к созданию большой плотности дислокаций, влияющих, в свою очередь, на основные физические параметры и стабильность работы фотоэлектронных устройств. Для семейства материалов антимонида есть три коммерчески доступных подложек: InAs, GaSb и InSb. На Рис.1а показаны ширины запрещённой зоны и параметры решётки ряда соединений группы $A^{III}B^{V}$. Как видно из Рис.1а, только подложки GaSb и AlSb подходят по параметрам решётки для получения тонких плёнок твёрдых растворов $InAs_{1-x}Sb_x$ для составов с $x<0,2$. Однако, для интересующей нас области составов с $x\sim0,5\div0,6$, где ширина запрещённой зоны наименьшая, эти подложки уже непригодны из-за большого несоответствия постоянных решётки (примерно 3%).

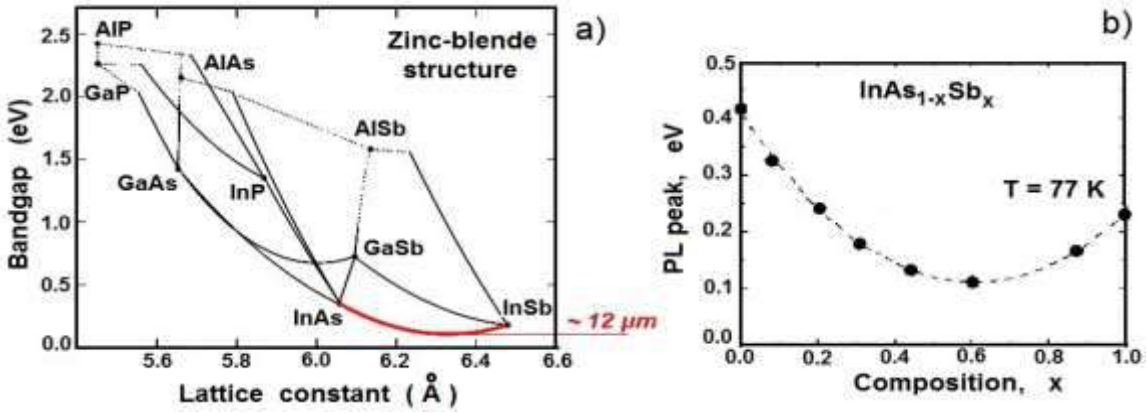


Рис.1

Завиимость ширины запрещённой зоны твёрдого раствора $InAs_{1-x}Sb_x$ от постоянной решётки (a) и состава x (b).

Целью работы является получение и всестороннее исследование структуры метаморфных тонких плёнок твёрдого раствора $InAs_{1-x}Sb_x$, свободных от внутренних напряжений и дислокаций с шириной фундаментальной запрещенной зоны в диапазоне 100÷350мэВ.

ПОЛУЧЕНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ $InAs_{1-x}Sb_x$

Как известно, ширина запрещённой зоны полупроводникового соединения InAs E_{g0}=407,4мэВ, а InSb E_{g0}=227,3мэВ при температуре 77К [1]. В твёрдых растворах $InAs_{1-x}Sb_x$ ширина запрещённой зоны немонотонно меняется с содержанием x атомов Sb (Рис.1b): Сначала с увеличением x ширина запрещённой зоны уменьшается, а при концентрациях атомов Sb близким к 50% (x=0,5) ширина запрещённой зоны может быть меньше, чем даже в InSb, и достигать 100мэВ [2,3]. Согласно [2,3] зависимость ширины запрещённой зоны от состава аналитически хорошо описывается соотношением

$$E_g(InAs_{1-x}Sb_x) = (1-x)E_g(InAs) + xE_g(InSb) - x(1-x)C, \quad (1)$$

где подгоночный параметр C=0,67-0,87эВ зависит от структурного совершенства образцов и температуры [4].

Выше отмечалось, что в технологии получения высококачественных тонких плёнок свободных от внутренних напряжений и дислокаций важную роль играет выбор подложки, на которой будет происходить рост тонких плёнок. При этом важную роль приобретает соответствие постоянной решётки верхнего слоя подложки постоянной решётки выращиваемой плёнки. Получение таких микроструктур является само по себе уникальной и сложной технологической задачей, достигаемой использованием специальных режимов молекулярной эпитаксии переходного буферного слоя, релаксация напряжения в котором происходит преимущественно путём образования дислокаций несоответствия, локализованных в области интерфейса.

Рост составов с постоянными решетки, не соответствующими материалу выбранных подложек, приводит к механическим напряжениям и накоплению энергии деформации, которая в конечном счете ралаксируется через пластическую деформацию. Таким образом формируются дислокации несоответствия. При этом пронизывающие сегменты вводимых дислокаций проходят через растущий эпитаксиальный слой и образуют так называемые пронизывающие дислокации (Рис.2). Наличие дислокаций в эпитаксиальном слое существенно ухудшает характеристики слоя, делая практически невозможным использование таких структур для создания электронных или оптических приборов.

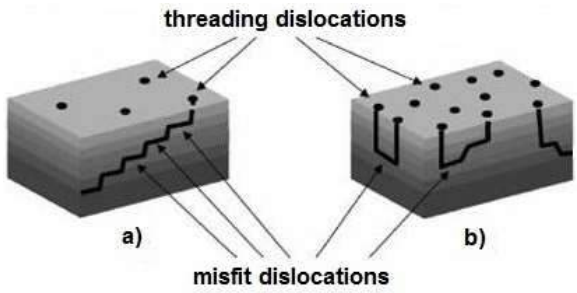


Рис.2
Характерные дислокации при росте гетероэпитаксиальных структур.

Альтернативный метод, основанный на росте специально подобранных ступенчато-градиентных слоев, был предложен авторами [5,6]. Эти ступенчато-градиентные слои являются буфером между получаемой плёнкой $InAs_{1-x}Sb_x$ и подложкой (Рис.3). Несоответствие в буферном слое постепенно увеличивается от нуля до заданного значения на определенном расстоянии. Расчеты показывают, что верхняя часть ступенчато-градиентного буфера должна оставаться бездислокационной [6].

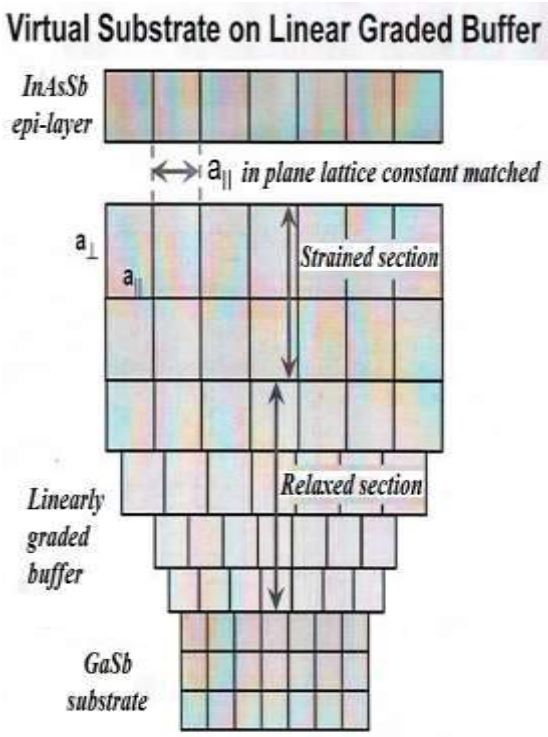


Рис.3
Морфология гетероэпитаксиальной структуры с применением промежуточного линейно градуированного буфера.

В упрощенной модели это способствует скольжению по первичным (111) плоскостям скольжения, уменьшая, таким образом, количество пронизывающих дислокаций, необходимых для релаксации напряжений. Объем распределения дислокаций несоответствия минимизирует скопления и делает натяжения более равномерным. Эти качественные соображения уже реализованы в материалах SiGe, GaInAs и GaInP и эффективность градиентных буферных слоев наглядно продемонстрированы [5].

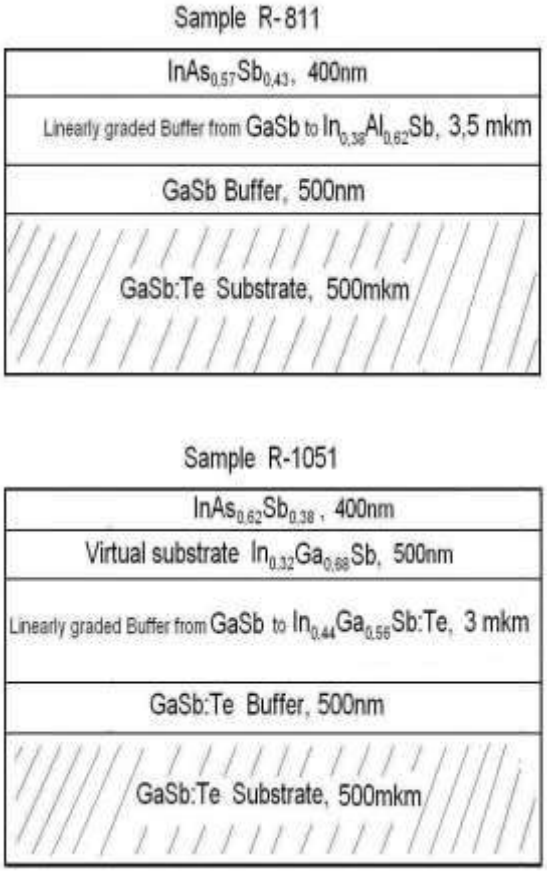


Рис.4
Состав и толщины гетероэпитаксиальных структур $InAs_{0,57}Sb_{0,43}$ (образец R811) и $InAs_{0,62}Sb_{0,38}$ (образец R1051).

Нами были использованы высококачественные ориентированные подложки GaSb фирмы *WaferTech LLC*. Постоянные решетки GaSb и InSb равны 6,096 и 6,479Å, соответственно [1], т.е. несоответствие более чем на 6%. Это несоответствие для эпитаксии

псевдоморфных твёрдых растворов $InAs_{1-x}Sb_x$ постепенно устранялось применением композиционных ступенчатых метаморфических (Al, Ga, In) (As, Sb) буферных слоев (Рис.3). Эпитаксиальный рост плёнок производился на установке Veeco solid-source molecular beam epitaxy (MBE) systems Gen-930. Композиция градуированной буферной зоны AlGaInSb подбиралась на принципах, описанных в [6]. Температура подложки при росте буферной зоны менялась в диапазоне 460÷520°C. При эпитаксиальном росте состава $InAs_{1-x}Sb_x$ температура подложки составляла примерно 415°C. Скорость роста была около 1мкм/час. Характеристики (состав и толщины слоёв), полученных многослойных эпитаксиальных гетероструктур для составов с x=0,43 (образец R811) и x=0,38 (образец R1051), приведены на Рис.4.

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

Одним из наиболее информативных методов структурных исследований является просвечивающая электронная микроскопия. Данные просвечивающей электронной микроскопии позволяют определить непосредственно области локализации дислокаций несоответствия и пронизывающих дислокаций.

На Рис. 5 приведены микрофотографии ПЭМ в поперечном разрезе для трёх буферов с линейной градиентной композицией буфера толщинами 2мкм на подложке GaSb: a) GaInSb с содержанием в верхнем слое In 16%, несоответствие параметров решётки 0,9%; b) GaInSb с содержанием в верхнем слое In 30%, несоответствие параметров решётки 1,4%; c) AlGaInSb с содержанием в верхнем слое Al 75%, а In 25%, несоответствие параметров решётки 1,4%. Как видно из рисунков, дислокации несоответствия, в основном, локализованы на интефейсе подложка-буфер и ограничены областью примерно 1,5мкм из 2мкм. Верхняя часть буфера толщиной примерно 0,5мкм практически свободна от дислокаций и в масштабе фотографии это означает, что плотность пронизывающих дислокаций менее 10^7см^2. Из сравнения рисунков a) и b) видно, как и следовало ожидать, что увеличение несоответствия параметров решётки с 0,9% до 1,4% приводит к возрастанию плотности дислокаций на интерфейсе и в области близким к ней.

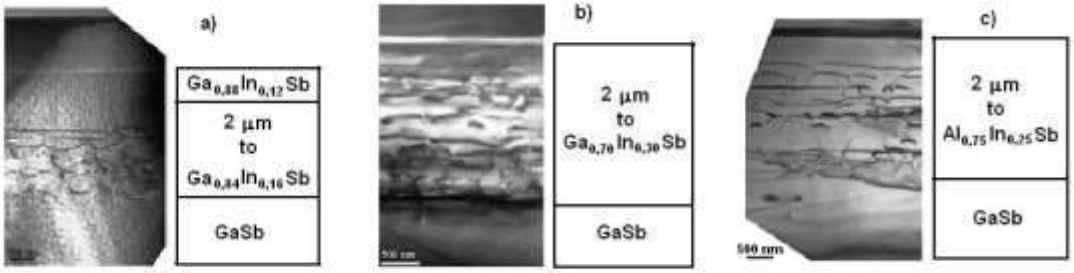


Рис.5

Поперечное сечение ПЭМ-изображения образцов с 2мкм толщиной линейно меняющегося состава буферов, выращенных на подложках GaSb.

При оснащении электронного микроскопа специальным энергодисперсионным рентгеновским детектором возможно проводить элементный анализ наноструктур с высоким пространственным разрешением. При работе электронного микроскопа сфокусированный пучок электронов попадает на исследуемый объект: часть электронов рассеивается в зависимости от порядкового номера элемента и его окружения в кристаллической структуре, а часть возбуждает атомы вещества объекта, вызывая при этом эмиссию характеристического излучения. Анализируя энергетический спектр эмитированного рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии электронного пучка и атомов объекта, появляется возможность

дополнительно изучать также и элементный состав наноструктуры по его глубине. Этот метод называется энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия (Energy-dispersive X-ray Spectroscopy – EDX или EDS). Разрешение ЭДС-анализа зависит от толщины образца, ускоряющего напряжения и диаметра электронного зонда и может достигать 0,2нм.

Нами был проведен ЭДС анализ полученных эпитаксиальных гетероструктур, результаты которого представлены на Рис.6. Здесь показан элементный анализ структуры по характерным энергиям рентгеновских лучей, специфических для Sb, Ga, In, As и Al. Элементный состав эпитаксиальной гетероструктуры по глубине приведен на Рис.6b. Нулевая отметка соответствует верхней поверхности эпитаксиальной гетероструктуры: на поверхности, как и должно быть, в основном, присутствуют элементы In, As и Sb, в средней области промежуточного буфера появляются элементы Ga и Al, содержание которых активно меняется, и при приближении к подложке доминирует концентрация элементов Ga и Sb.

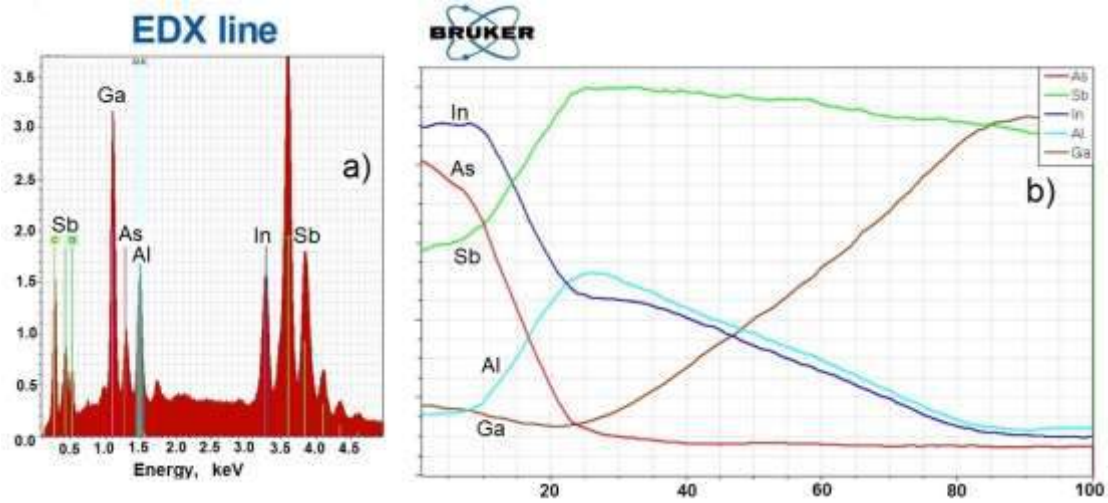


Рис.6

Данные энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии: элементный анализ состава гетероэпитаксиальной структуры (a) и то же по глубине структуры (b).

РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ

Как известно, полупроводиковые соединения группы $A^{III}B^{V}$ кристаллизуются в решетке типа сфалерита или цинковой обманки (ZnS). Одни атомы (безразлично A^{III} или B^{V}) занимают вершины и центры граней элементарной кубической ячейки, в то время как атомы другого вида - центры четырех (из восьми) октантов. Таким образом, структура $A^{III}B^{V}$ подобна структуре алмаза с той лишь разницей, что в объёме элементарной ячейки размещены атомы иного вида, чем в вершинах и на гранях ее. Каждый атом в объеме ячейки связан с четырьмя атомами иного сорта так же, как в структуре алмаза. Связи эти ковалентные, полярные. На одну элементарную ячейку приходится 8 атомов.

2-ТЕТА СКАНИРОВАНИЕ

На Рис. 7 в увеличенном масштабе представлены результаты исследования рентгеновской дифракции от образцов R811 ($InAs_{0,57}Sb_{0,43}$ – пунктирная линия) и R1051 ($InAs_{0,62}Sb_{0,38}$– сплошная линия). Хорошо видны как для образца R811, так и R1051 рефлексы [002] и [004] от верхнего слоя InAsSb и рефлексы [002] и [004] от подложки GaSb. Уширение между линиями обусловлено вкладом в рентгеновскую дифракцию буферной зоны с близкими постоянными решётки.

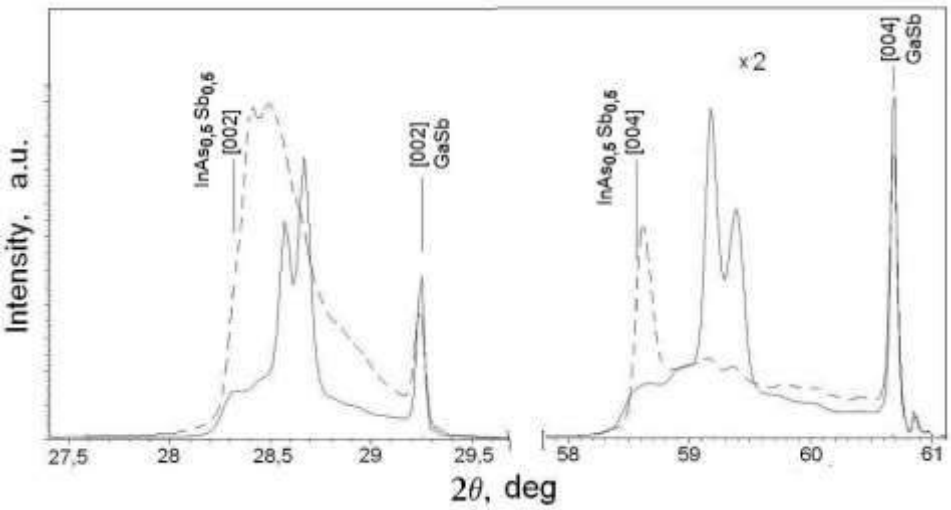


Рис.7

Рентгеновская дифракция от образцов R811 ($InAs_{0,57}Sb_{0,43}$, пунктирная линия) и R1051 ($InAs_{0,62}Sb_{0,38}$, сплошная линия).

Хорошо заметно, что изменение состава x в $InAs_{1-x}Sb_x$ совсем не влияет, как и должно быть, на положение рефлексов [002] и [004] от подложки GaSb. А вот положение и интенсивности рефлексов от составов $InAs_{0,57}Sb_{0,43}$ и $InAs_{0,62}Sb_{0,38}$ заметно меняются. Надо отметить, что реперные рефлексы [002] и [004] на Рис. 7 приведены только для состава $InAs_{0,5}Sb_{0,5}$, имеющегося в базе данных, поэтому они смещены несколько левее максимумов пиков. С уменьшением в составе твёрдого раствора количества атомов сурьмы Sb наряду с изменением интенсивности рефлексов происходит смещение положения пиков рефлексов в сторону больших углов, что свидетельствует об уменьшении постоянной решётки. Действительно, атомы сурьмы в сравнении с атомами арсения обладают большим радиусом, и при уменьшении их относительного количества в твёрдом растворе естественно ожидать уменьшение постоянной решётки. Это также согласуется с выполнением правила Вегарта.

КРИВЫЕ КАЧАНИЯ

Наиболее распространенным методом определения механических напряжений, а также степени релаксации решетки в многослойных системах является высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия. При рассмотрении брэгговской дифракции в кристалле малое количество плоскостей даёт очень широкий пик в угловом распределении интенсивности, соответственно большое количество плоскостей – узкий пик, приближающийся к значению, характерному для объёмного кристалла.

В многослойных структурах наличие нескольких слоёв с различными межплоскостными расстояниями приводит к наблюдению в кривых качания нескольких близколежащих широких пиков в угловом распределении интенсивности для заданного рефлекса. На Рис.8 приведены кривые качания для рефлекса 004. Сканирование производилось с шагом примерно 7 угловых секунд. Узкий дифракционный пик соответствует толстой однородной подложке GaSb. Для образца R811 наблюдается один уширенный пик, обусловленный соответствием параметров решётки верхнего слоя буфера $In_{0,38}Al_{0,62}$ и рабочего слоя $InAs_{0,57}Sb_{0,43}$. На дифракционной картине образца R1051 наблюдаются два уширенных пика, различающихся по углу примерно на 300 угловых секунд, что в свою очередь обусловлено слабым различием параметров решётки верхнего слоя буфера $In_{0,32}Al_{0,68}$ и рабочего слоя $InAs_{0,62}Sb_{0,38}$.

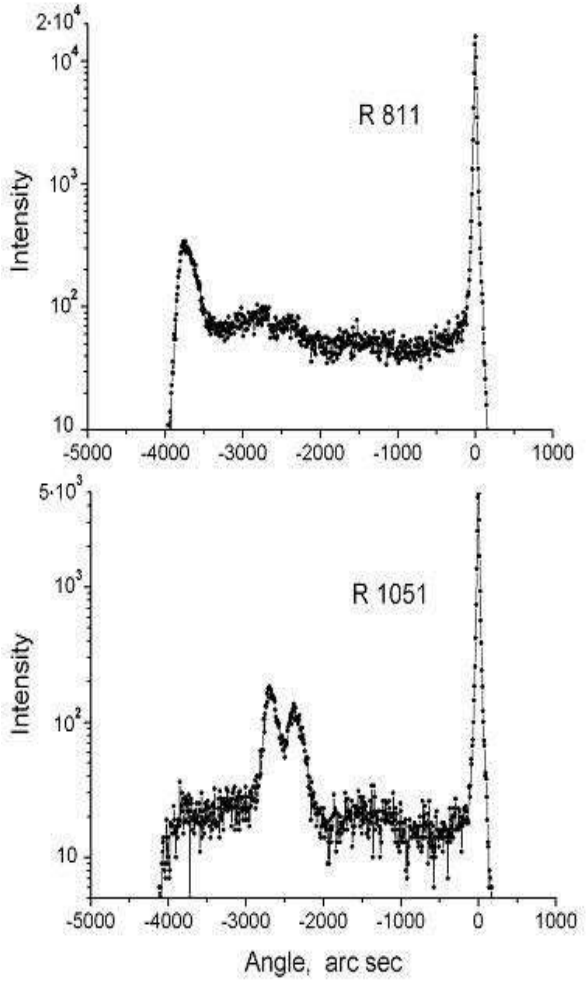


Рис.8
Кривые качания для рефлекса 004 образцов R811 ($InAs_{0,57}Sb_{0,43}$) и R1051 ($InAs_{0,62}Sb_{0,38}$).

КАРТЫ ОБРАТНОГО ПРОСТРАНСТВА

Высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия очень эффективна, однако корректное определение степени релаксации в буферных слоях стандартными методами рентгеноструктурного анализа (на основе съемки кривых дифракционного отражения) осложняется многослойностью и сложностью архитектоники гетероструктуры. Сложность архитектоники многослойной гетероструктуры заключается в образовании между слоями углов наклона, которые зачастую имеют также и компоненту кручения. Такое сложное в кристаллографическом отношении устройство гетероструктуры требует построения карт обратного пространства, которые позволяют путем качественного сравнения определить также и степень совершенства слоя. Следует отметить, что корректное построение карт обратного пространства требует больших временных затрат работы рентгеновского дифрактометра и значительных усилий. Поэтому зачастую в рентгенографических исследованиях многослойных гетероструктур с использованием этого метода ограничиваются получением качественной информации, сочетая симметричную и асимметричную съемки.

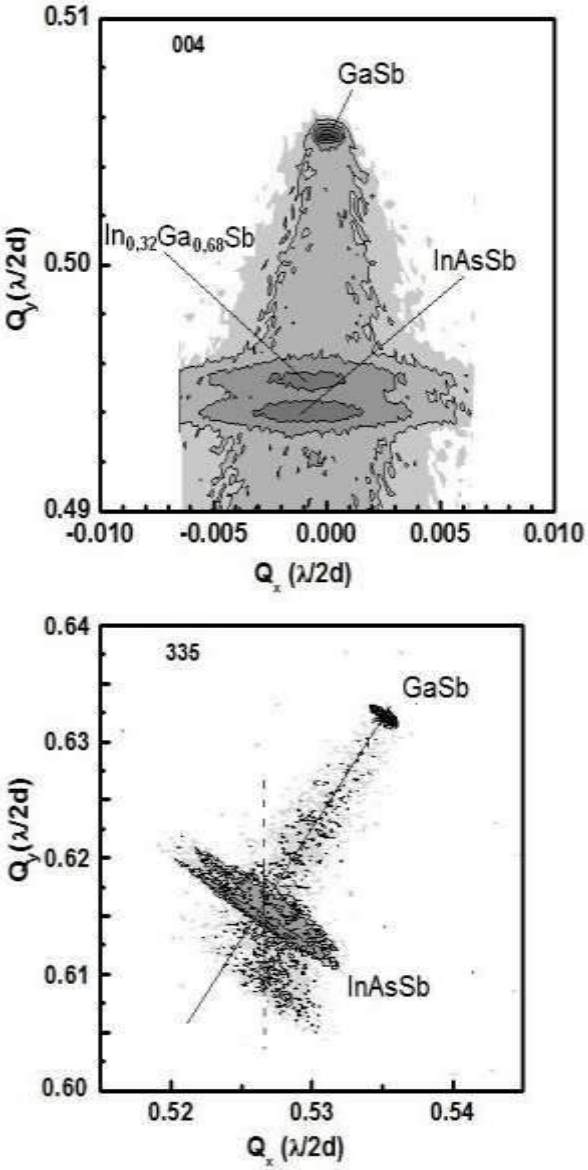


Рис.9
Карты обратного *q*-пространства, полученные вокруг узлов [004] и [335] для образца R1051.

На Рис. 9 представлены карты распределения интенсивности дифрагированного излучения в *q*-пространстве вокруг симметричного узла [004] и асимметричного узла [335] для образца R1051. По положению интерференционных максимумов на карте узлов [004] и [335] из известных формул определены параметры кристаллической решетки в направлении ($a_{\perp}$) и в плоскости (a_{II}) роста. Основным достоинством построения карт обратного пространства является возможность определения релаксации параметров кристаллической решетки эпитаксиальных слоев к параметру подложки в гетероструктурах. Оно основано на том, что интенсивность рассеяния от нерелаксированных полностью напряженных эпитаксиальных гетероструктур распределена в плоскости рассеяния в направлении параллельном нормали к поверхности. В этом же направлении могут быть расположены дополнительные рефлексы — центры отражения от отдельных слоев, толщинные осцилляции, а также узлы, соответствующие дифракции от сверхрешеток. На Рис. 9 для симметричной съёмки вокруг узла [004] хорошо заметны центры отражения не только от подложки GaSb, но и и от виртуальной подложки $In_{0,32}Ga_{0,68}Sb$ и эпислоя $InAs_{0,62}Sb_{0,38}$ при Q_y=0,494 и 0,496, что соответствует на кривых качания (Рис.4) примерно 300 угловых секунд. Релаксация отражается на картах распределения интенсивности вокруг узлов обратной решетки, соответствующих асимметричным брэгговским отражениям. Для полностью релаксированной структуры узлы — центры отражения отдельных слоев, должны лежать вдоль вектора дифракции. При частичной релаксации они занимают некоторое промежуточное положение. На Рис.9 для асимметричной съёмки вокруг узла [335] хорошо видна почти полная релаксация напряжений при росте эпитаксиальной гетероструктуры от подложки GaSb до верхней части буферного слоя (сплошная линия) и псевдоморфный рост верхней части буферного слоя и эпислоя $InAs_{0,62}Sb_{0,38}$ (вертикальная пунктирная линия).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совместный анализ экспериментальных данных, полученных методами высокоразрешающей рентгеновской и электронной микроскопии показал, что полученные твердые растворы $InAs_{0,57}Sb_{0,43}$ и $InAs_{0,62}Sb_{0,38}$ растут когерентно на градиентных буферных слоях AlGaInSb и GaInSb, соответственно. Полученные гетероэпитаксиальные структуры имеют хорошее структурное качество, что прослеживается по форме симметричных и асимметричных рефлексов в обратном пространстве. Данные просвечивающей электронной микроскопии свидетельствуют о том, что верхние слои гетероэпитаксиальной структуры нерелаксированы и ненапряжённые, а дислокации, в основном, локализуются на интерфейсе и в области близким к ней.

В следующей работе предполагается опубликовать результаты оптических иследований полученных гетероэпитаксиальных структур методом спектральной эллипсометрии.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке US National Science Foundation (Grant No. DMR1160843) и Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской республики (Грант EIF-2013-9(15)-46/06/1).

Авторы благодарны G.L.Belenky за плодотворные обсуждения и всемерную поддержку при выполнении данной работы.

1. I.Vurgaftman, J.R.Meyer, L.R.Ram-Mohan. *Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys*, J. Appl. Phys., **89** (2001) 5815-5875.
2. Z.M.Fang, K.Y.Ma, D.H.Jaw, R.M.Cohen, G.B.Stringfellow. *Photoluminescence of InSb, InAs, and InAsSb grown by organometallic vapor phase epitaxy*, J. Appl. Phys., **67** (1990) 7034-7039.
3. M.Y.Yen, R.People, K.W.Wecht, A.Y.Cho.*Long-wavelength photoluminescence of $InAs_{1-x}Sb_x$ (0<x<1) grown by molecular beam epitaxy on (100) InAs*, Appl. Phys. Lett., **52** (1988) 489-491.
4. S.P.Svensson, W.L.Sarney, H.Hier, Y.Lin, D.Wang, D.Donetsky, L.Shterengas, G.Kipshidze, G.L.Belenky, *Band gap of $InAs_{1-x}Sb_x$ with native*

lattice constant, Phys. Rev. B, **86** (2012) 245205 (1-6).

5. E.A.Fitzgerald, Y.H.Xie, M.L.Green, D.Brasen, A.R.Kortan, J.Michel, Y.J.Mii, B.E.Weir. *Totally relaxed Ge_xSi_{1-x} layers with low threading dislocation densities grown on Si substrates,* Appl. Phys. Lett., **59** (1991) 811-813.
6. J.Tersoff. *Dislocations and strain relief in compositionally graded layers,* Appl. Phys. Lett., **62** (1993) 693-695.
7. G.L.Belenky, D.Donetsky, G.Kipshidze, L.Shterengas, D.Wang, W.L.Sarney, S.P.Svensson. *Properties of unrelaxed $InAs_{1-x}Sb_x$ alloys grown on compositionally graded buffers,* Appl. Phys. Lett., **99** (2011) 141116 (1-3).

$InAs_{1-x}Sb_x$ HETEROEPİTAKSİAL STRUKTURLARIN YÜKSƏKHƏSSASLI RENTGEN DİFRAKSİYASI VƏ ELEKTRON MİKROSKOPİYA METODLARI İLƏ TƏDQİQİ

Y.N.ƏLİYEVA, N.A.ABDULLAYEV, H.V.ƏLİQULİYEVA, R.R.HÜSEYNOV, G.KİPSHİDZE, V.A.TANRIVERDİYEV, N.T.MAMEDOV

Relaksasiya olmamış $InAs_{1-x}Sb_x$ (x=0,43 və x=0,38) bərk məhlulun nazik təbəqələri GaInSb və AlGaInSb pilləli qradiyent bufer istifadə etməklə molekulyar-şua epitaksiya usulu ilə alınmışdır. Alınmış nazik təbəqələrin yüksək keyfiyyəti yüksək xəssaslı rentgen difraksiyası (yellənmə əyriləri, əks fəza xəritələri) və elektron mikroskopiyası tədqiqatları ilə təsdiq edilir.

INVESTIGATIONS OF THE $InAs_{1-x}Sb_x$ HETEROEPITAXIAL STRUCTURES BY HIGH-RESOLUTION X-RAY DIFFRACTION AND ELECTRON MICROSCOPY METHODS

Y.N.ALIYEVA, N.A.ABDULLAYEV, Kh.V.ALIGULIYEVA, G.KIPSHIDZE, R.R.GUSEYNOV, V.A.TANRİVERDIYEV, N.T.MAMEDOV

Unrelaxed solid solution $InAs_{1-x}Sb_x$ layers (x=0,43 and x=0,38) have been obtained by molecular beam epitaxy on GaInSb and AlGaInSb compositionally graded buffer layers. The high quality of the obtained thin films has been confirmed by the results of studies of high-resolution x-ray diffraction (rocking curves, reciprocal space maps) and electron microscopy.

Редактор: И.Нуриев

УДК 538.935; 538.958; 541.123.3; 541.148; 544.344; 546.22/.24; 548.4

КРИСТАЛЛОФИЗИКА СЛОЖНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА $TlB^{III}C_2^{VI}$, ВКЛЮЧАЮЩИХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ПЕРЕХОДНЫЕ МЕТАЛЛЫ

Э.М.КЕРИМОВА, Н.З.ГАСАНОВ

Институт Физики НАН Азербайджана,
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
ekerimova@physics.ab.az, ngasanov@yandex.ru

Получена: 05.01.2017
Принята к печати: 26.01.2017

КРИСТАЛЛОФИЗИКА СЛОЖНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА $TlB^{III}C_2^{VI}$, ВКЛЮЧАЮЩИХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ПЕРЕХОДНЫЕ МЕТАЛЛЫ

РЕФЕРАТ.

Приведены основные результаты научных работ, выполненных в 2005-2016 годах, посвященных разработке эффективных процессов синтеза и выращивания новых сложных полупроводниковых кристаллов, исследованию их структуры и физических свойств с целью выявления перспектив практического использования полученных новых материалов.

Ключевые слова: халькогениды, полупроводники, твердые растворы, кристаллическая структура, фазовые переходы.

Одной из важных проблем физики твердого тела является поиск новых полупроводниковых материалов, которые позволят решать непрерывно возникающие задачи современной электронной техники. Цикл работ, выполненных нами в 2005-2016 годах, посвящен разработке эффективных процессов синтеза и выращивания новых сложных полупроводниковых кристаллов и изучению их физических свойств с целью создания на их основе новых полупроводниковых приборов. В настоящей статье представлен краткий обзор этого цикла научных исследований.

Основной идеей данных исследований являлось расширение класса обладающих рядом ценных свойств слоисто-цепочечных полупроводников $TlB^{III}C_2^{VI}$ (B–In, Ga; C–S, Se, Te) путем введения в их состав редкоземельных (РЗ) элементов и переходных металлов, а также получения на их основе твердых растворов различного состава и изучение перспектив практического использования полученных новых материалов.

Разработке технологии синтеза и выращивания качественных монокристаллов цепочечных и слоистых соединений сложного химического состава с включением РЗ элементов и переходных металлов посвящена значительная часть наших публикаций [1-18]. Большинство новых синтезированных соединений были подвергнуты структурному анализу рентгенографическим методом (РГА) [1,2,4,6,7,11-13,15-33]. Изучались электрические, фотоэлектрические, оптические, магнитные и тепловые свойства полученных кристаллов.

В работе [1] описан режим синтеза монокристаллов $TlGa_{1-x}Yb_xS_2$ с частичным замещением Ga на Yb. Дифрактограммы полученных соединений позволили определить параметры их кристаллической решетки, имевшей моноклинную сингонию, как и $TlGaS_2$. Исследована рентген-проводимость монокристаллов $TlGa_{0,999}Yb_{0,001}S_2$ при различных дозах излучения.

Синтезированы кристаллы $TlCrS_2$, $TlMnS_2$ и $TlCoS_2$, при помощи РГА определены сингонии (гексагональная для $TlCrS_2$ и $TlCoS_2$ и тетрагональная для $TlMnS_2$) и параметры их кристаллической решетки [2]. Измерения обратной магнитной восприимчивости, электропроводности и термо-э.д.с. позволили установить, что $TlCrS_2$ – полупроводниковый ферромагнетик, $TlMnS_2$ - полупроводниковый анти-

ферромагнетик и $TlCoS_2$ – ферримагнетик с полуметаллическим ходом проводимости.

В [3] методом дифференциально-термографического анализа (ДТА) получена диаграмма состояния системы TlSe-MnSe и выявлено, что при соотношении компонентов 1:1 образуется конгруэнтно плавящееся соединение $TlMnSe_2$. РГА синтезированного соединения $TlMnSe_2$ позволил установить гексагональную сингонию его кристаллической решетки и параметры элементарной ячейки. Проведенные электрические и магнитные исследования выявили, что $TlMnSe_2$ обладает антиферромагнитным обменным взаимодействием и является полупроводником р-типа.

В работах [4,19] исследованы системы полупроводниковых твердых растворов $TlGaSe_2$–$TlFeSe_2$ и $TlInSe_2$-$TlCoSe_2$. Методом Бриджмена выращены совершенные монокристаллы твердых растворов $TlIn_{1-x}Co_xSe_2$ и $TlGa_{1-x}Fe_xSe_2$ (x=0; 0,001; 0,005; 0,01; 0,02; 0,5; 1). Методом РГА определены симметрии их кристаллических решеток и рассчитаны параметры элементарных ячеек. Исследовано влияние частичной замены атомов индия (галлия) на атомы кобальта (железа) на электрические и термоэлектрические свойства монокристаллов $TlInSe_2$ и $TlGaSe_2$ и показана возможность прогнозируемого управления их физическими свойствами при помощи такой замены. В температурном интервале 10–120К проведены экспериментальные исследования спектров поглощения монокристаллов твердых растворов $TlGa_{1-x}Fe_xSe_2$ (x = 0; 0,005; 0,01), определены энергетические положения и коэффициенты температурного сдвига экситонов на краю и в глубине оптического поглощения.

В области температур 77÷400К исследованы диэлектрические свойства $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$, а также магнитные свойства $TlCoS_2$ и $TlCoSe_2$ [5]. Анализ показал, что $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ являются сегнетоэлектриками, в то время как $TlCoS_2$ и $TlCoSe_2$ – ферримагнетики с полуметаллическими и металлическими свойствами, соответственно. Можно предположить сосуществование электрического и магнитного упорядочений в кристаллах твердых растворов $TlIn_{1-x}Co_xS_2$ (0<x<0,35) и $TlGa_{1-x}Co_xSe_2$ (0<x<0,14). На основе метода ДТА были построены диаграммы состояния систем $TlInS_2$-$TlCoS_2$ и $TlGaSe_2$-$TlCoSe_2$, подтвердившие наши предположения, т.е. на основе кристаллов $TlIn_{1-x}Co_xS_2$ (0<x<0,35) и $TlGa_{1-x}Co_xSe_2$ (0<x<0,14) возможно создание новых магнитоэлектрических соединений.

Работы [6,21,22,34] посвящены получению, РГА, электрическим и магнитным исследованиям соединений $TlMnS_2$, $TlMnSe_2$, $TlCrSe_2$, $TlCoSe_2$ и $TlCrS_2$, синтезированных методом твердотельной реакции из химических элементов, взвешенных в стехиометрическом соотношении. $TlMnS_2$ кристаллизуется в тетрагональной структуре с параметрами элементарной ячейки: a=7,74Å, c=30,60Å, z=20, ρ_x=6,40г/см^3. Соединения $TlCrS_2$, $TlCrSe_2$, $TlMnSe_2$ и $TlCoSe_2$ кристаллизуются в гексагональной сингонии с параметрами: a=3,538Å, c=21,962Å, c/a≈6,207, z=3, ρ_x=6705кг/м^3; a=3,6999Å, c=22,6901Å, c/a≈6,133, z=3, ρ_x=6209кг/м^3; a=6,53Å, c=23,96Å, c/a≈3,669, z=8, ρ_x=6710кг/м^3 и a=3,747Å, c=22,772Å, c/a≈6,077, z=3, ρ_x=7577кг/м^3, соответственно.

В интервале температур 80-400К проведены магнитные и электрические исследования, показавшие, что $TlMnS_2$ и $TlMnSe_2$ – полупроводниковые антиферромагнетики, $TlCoSe_2$ - ферримагнетик, обладающий металлическим ходом проводимости, а слоистые соединения $TlCrS_2$, $TlCrSe_2$ являются полупроводниками р-типа и обладают ферромагнитным упорядочением с температурами Кюри T_c≈90К и T_c≈105К, соответственно. Достаточно большое отклонение значения экспериментального эффективного магнитного момента $TlCrS_2$ (3,26μ_B) и $TlCrSe_2$ (3,05μ_B) от теоретического (3,85μ_B) объясняется наличием двумерного магнитного упорядочения в парамагнитной области сильно слоистых ферромагнетиков $TlCrS_2$, $TlCrSe_2$. Обнаружено влияние магнитного фазового перехода (ФП) на перенос заряда в $TlCrS_2$, $TlCrSe_2$.

Подчеркивается, что поведение квазидвумерных спиновых систем в высокотемпературной области, в окрестности ФП в магнитоупорядоченное состояние и в области низких температур имеет специфические особенности,

резко отличные от поведения трехмерных спиновых систем. Например, магнитная восприимчивость в парамагнитной области характеризуется наличием широкого максимума, который характеризует сильно развитый ближний магнитный порядок при температурах много выше температуры Нееля, а на температурной зависимости теплоемкости наблюдается аномалия с явным отклонением от λ-типа.

В работе [7] методом ДТА исследована система $TlInS_2$-$TlCrS_2$ и построена ее диаграмма состояния. Синтезированы твердые растворы $TlIn_{1-x}Cr_xS_2$ (x=0÷0,01) и видоизмененным методом Бриджмена-Стокбаргера выращены их монокристаллы. При помощи РГА установлены параметры кристаллической структуры полученных твердых растворов. Исследования края оптического поглощения $TlIn_{1-x}Cr_xS_2$ показали, что по мере возрастания концентрации атомов хрома имеет место закономерное сужение запрещенной зоны этих соединений.

Разработана технология синтеза новых полупроводниковых соединений $TlGa_{1-x}Dy_xSe_2$, $TlGa_{1-x}Yb_xSe_2$ и $TlGa_{1-x}Yb_xS_2$ [8]. Исследованы их электрофизические и оптические свойства. Установлено, что замещение 1% атомов Ga атомами Dy заметно увеличивает ширину запрещенной зоны монокристалла $TlGaSe_2$, а для $TlGaS_2$, наоборот, аналогичное замещение Ga→Yb приводит к сдвигу края поглощения в длинноволновую область. Установлено также, что частичное (0,1÷0,5%) замещение галлия иттербием в монокристаллах $TlGaS_2$ приводит к смещению максимума фототока в длинноволновую область, существенному расширению области спектральной чувствительности, увеличению амплитуды примесного фототока и коэффициента рентгеночувствительности в 3 раза, что перспективно для создания на основе монокристаллов $TlGaS_2$ фотоприемников с рабочим диапазоном, расширенным в ИК область.

В [9] исследована диаграмма состояния систем $TlInS_2$-$TlFeS_2$, $TlGaSe_2$-$TlFeSe_2$, в которой определены интервалы гомогенной растворимости на основе исходных соединений. В кратком обзоре работ по магнитным свойствам $TlFeS_2$, $TlFeSe_2$ делается вывод, что данные соединения являются антиферромагнетиками, при этом в парамагнитной области $TlFeS_2$, $TlFeSe_2$ в широком температурном интервале наблюдается квазиодномерное магнитное упорядочение. Основываясь на проведенных исследованиях, можно утверждать, что в кристаллах $TlIn_{1-x}Fe_xS_2$ и $TlGa_{1-x}Fe_xSe_2$ возможно сосуществование полярного и магнитного упорядочений, т.е. возможны изменения диэлектрической и магнитной проницаемостей сегнетоэлектриков $TlInS_2$, $TlGaSe_2$ от приложенных электрического и магнитного полей по мере гомогенного растворения в них антиферромагнетиков $TlFeS_2$, $TlFeSe_2$.

В работе [10] методом ДТА выявлено, что в системе TlSe–SmSe при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $TlSmSe_2$ с конгруэнтным плавлением, при комнатной температуре в TlSe растворяется 5мол% SmSe. $TlSmSe_2$ кристаллизуется в тетрагональной сингонии с параметрами элементарной ячейки: a=7,682Å; c=6,981Å. Исследованы электрические и теплофизические свойства кристаллов $TlSmS_2(Se_2,Te_2)$, определено значение ширины запрещенной зоны (E_g) по высокотемпературным участкам кривых $lgRT^{3/2} = f(10^3/T)$ и $lg\sigma = f(10^3/T)$, из наклона которых получены величины E_g, равные 0,90эВ, 0,76эВ и 0,67эВ для $TlSmS_2$, $TlSmSe_2$ и $TlSmTe_2$, соответственно.

Показано, что кристаллы $TlSmS_2(Se_2,Te_2)$ обладают p-типом проводимости, а изменение подвижности носителей тока с температурой следует закону $\mu = f(T^{-3/2})$, что соответствует их рассеянию на акустических колебаниях решетки. В температурной зависимости коэффициента теплопроводности наблюдается закон Эйкена, указывающий на преобладающую роль трехфононных процессов.

Изучение взаимодействия в системе TlSe–ErSe, проведенное в работе [11], показало, что при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $TlErSe_2$ с инконгруэнтным плавлением и эвтектика со стороны TlSe, причем растворимость ErSe составляет 3мол% при комнатной температуре. РГА соединения $TlErSe_2$ показал, что оно кристаллизуется в тетрагональной сингонии с параметрами эле-

ментарной ячейки: a=8,022Å; c=6,952Å; z=4. Исследования температурной зависимости электропроводности и коэффициента Холла $TlErSe_2$ выявили, что это полупроводник p-типа с шириной запрещенной зоны 1,40эВ.

В работе [12] методом ДТА выявлено, что в системе $TlInS_2$-$TlYbS_2$ при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение Tl_2InYbS_4 с конгруэнтным плавлением, при комнатной температуре в $TlInS_2$ растворяется 12мол% $TlYbS_2$. При помощи РГА установлено, что соединение Tl_2InYbS_4 кристаллизуется в тетрагональной сингонии с параметрами элементарной ячейки: a=8,32Å; c=6,50Å. Температурная зависимость электропроводности и коэффициента Холла монокристаллов Tl_2InYbS_4 показала, что они являются полупроводниками p–типа с шириной запрещенной зоны 1,60эВ.

Исследование диаграммы состояния системы TlSe-GdSe в работе [13] показало, что при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $TlGdSe_2$ с конгруэнтным плавлением, а также твердые растворы на основе TlSe, содержащие до 2мол% GdSe. По результатам РГА установлено, что соединение $TlGdSe_2$ кристаллизуется в тетрагональной сингонии с параметрами элементарной ячейки *a*=8,142Å, *c*=6,725 Å, z=4. В результате исследования теплопроводности соединения $TlGdSe_2$ в интервале температур 90-600K установлено, что для коэффициента теплопроводности наблюдается закон Эйкена, указывающий на преобладающую роль трехфононных процессов при рассеянии фононов.

В работе [14] исследования диэлектрических свойств $TlGaSe_2$ показали, что это сегнетоэлектрик (T_c=105,5K) с промежуточной несоразмерной фазой (T_i=114,5K). Изучение магнитных свойств слоистых соединений $TlCrS_2$ и $TlCrSe_2$ впервые выявило квазидвумерный ферромагнитный характер магнитного ФП в них, с магнитными характеристиками T_C=90K, T^p_C=115K, $\mu_{эфф}$=3,26$\mu_Б$ и T_C=105K, T^p_C=120K, $\mu_{эфф}$=3,05$\mu_Б$, соответственно. С помощью метода ДТА определены области гомогенного и гетерогенного сосуществования сегнетоэлектрического и ферромагнитного ФП в системах $TlGaSe_2$–$TlCrS_2$ и $TlGaSe_2$–$TlCrSe_2$. Низкоразмерные твердые растворы и эвтектические сплавы в этих системах могут быть использованы как базовые материалы для различных функциональных регистраторов.

Методом ДТА выявлено, что в системе TlSe-YbSe при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $TlYbSe_2$ с инконгруэнтным плавлением, а на основе TlSe при комнатной температуре растворяется 2мол% YbSe. РГА показал, что $TlYbSe_2$ кристаллизуется в тетрагональной сингонии с параметрами элементарной ячейки: *a*=8,31Å; *c*=7,22Å. Изучение электрических свойств показало, что $TlYbSe_2$ обладает p-типом проводимости с шириной запрещенной зоны 0,58эВ. Измерениями магнитных характеристик установлено, что $TlYbSe_2$ обладает парамагнитным состоянием, рассчитано экспериментальное значение эффективного магнитного момента, 3,75μ_B [15].

Синтезированы кристаллы твердого раствора $(TlInSe_2)_{0.2}(TlGaTe_2)_{0.8}$, при помощи РГА установлена тетрагональная сингония элементарной ячейки с параметрами *a*=8,373Å и *c*=6,828Å [16]. В температурном диапазоне 77-347K измерены его электропроводность и термо-э.д.с. При температурах 100÷175K отмечена прыжковая проводимость по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям, рассчитаны параметры этих состояний. При этих температурах термо-э.д.с. $(TlInSe_2)_{0.2}(TlGaTe_2)_{0.8}$ пропорциональна T, а с повышением температуры, когда в проводимости начинают доминировать носители заряда, возбужденные в разрешенную зону, термо-э.д.с. становится обратно пропорциональной T. Температурный коэффициент энергии активации проводимости равен $1{,}86\cdot10^{-4}$эВ/K.

Методом ДТА выявлено, что в системе TlSe-HoSe при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $TlHoSe_2$ с инконгруэнтным плавлением [17], а на основе TlSe при комнатной температуре растворяется 3мол% HoSe. По результатам РГА установлено, что соединение $TlHoSe_2$ кристаллизуется в тригональной сингонии с параметрами элементарной ячейки: a=4,09Å; c=23,04Å. Исследования электрических свойств показали, что $TlHoSe_2$

обладает p-типом проводимости с шириной запрещенной зоны 1,35эВ.

В [18] методом ДТА изучено фазовое равновесие в системе TlSe-FeSe и установлено, что при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $TlFeSe_2$ с конгруэнтным плавлением, а растворимость FeSe в TlSe при комнатной температуре составляет 12мол%. По данным РГА соединение $TlFeSe_2$ кристаллизуется в моноклинной сингонии с параметрами элементарной ячейки: a=12,08Å; b=5,48Å; c=7,10Å; β=118,48°. Изучение электропроводности показало, что соединение $TlFeSe_2$ является полупроводником p-типа, а энергия активации собственной проводимости составляет 0,68эВ. В результате исследования теплопроводности в интервале температур 90÷600К выяснена преобладающая роль в теплопереносе трехфононных процессов.

РГА позволил заключить, что соединения $TlCoS_2$, $TlCoSe_2$ имеют кристаллическую решетку тригональной сингонии, параметры которой в гексагональных осях определяются значениями: a=3,726Å, c=22,510Å и a=3,746Å, c=22,770Å, соответственно [20]. Соединения $TlCoS_2$, $TlCoSe_2$ являются ферримагнетиками с низкосимметричной кристаллической структурой, т.к. отношение c/a для обоих кристаллов достаточно большое (~6), и обладают полуметаллическим и металлическим характерами электропроводности, соответственно. Магнитная структура $TlCoS_2$ в парамагнитной области квазидвумерна, поэтому $TlCoS_2$ может быть базовым материалом для спинтроники.

В работе [23] исследуется влияние частичного замещения атомов In и Ga атомами Dy в соединениях $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ на их фотоэлектрические и оптические свойства. Методом Дебая определены межслоевые расстояния в твердых растворах $TlIn_{1-x}Dy_xS_2$ (x=0,02; 0,04; 0,06; 0,08; 0,10), с ростом x параметры элементарной ячейки (моноклинной, как и в $TlInS_2$) уменьшаются по линейному закону, что связано с отличием ионных радиусов In и Dy. В кристаллах $TlIn_{1-x}Dy_xS_2$ наблюдается расширение области фоточувствительности в длинноволновую сторону. В спектрах фотопроводимости монокристаллов твердых растворов $TlGa_{1-x}Dy_xSe_2$ (x=0,001; 0,002; 0,003) в интервале энергий 1,8<hν<2,0эВ наблюдается инверсия, причем изменением приложенного напряжения (0,1÷200В) можно изменять точку инверсии (620÷690нм), что позволило создать фотоэлектрический анализатор, работающий в области температур 77÷140К. Также обнаружено увеличение ширины запрещенной зоны у $TlGa_{0,99}Dy_{0,01}Se_2$ по отношению к $TlGaSe_2$ примерно на величину 90мэВ.

Методом РГА исследованы [24] кристаллографические и динамические характеристики $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$, получены температурные зависимости (85÷320К) их параметров элементарной ячейки a, а также коэффициентов теплового расширения вдоль направления [100]. Для системы $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ измерены концентрационные зависимости параметров элементарной ячейки a и c, установлено наличие непрерывного ряда твердых растворов в этой системе. Аномалии, обнаруженные на кривых температурных зависимостей параметров a и коэффициентов теплового расширения, свидетельствуют о наличии ФП в исследуемых кристаллах $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$, причем наряду с уже известными ФП при T_1=135К и T_2=185К в кристалле $TlInSe_2$ наблюдается еще один ФП при T_3=235К, а в $TlGaTe_2$ кроме известного при T_1=98,5К обнаружен ФП при T_2=180К.

В интервале температур 80÷300К исследованы намагниченность, парамагнитная восприимчивость и теплоемкость соединений $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$ [25,26]. РГА показал, что синтезированные соединения $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$ кристаллизуются в тетрагональной сингонии с параметрами кристаллической решетки a=7,683Å, c=6,980Å ($TlSmSe_2$) и a=8,0355Å, c=6,900Å ($TlErSe_2$). Измерения теплоемкости калориметрическим методом позволили вычислить изменение энтропии и энтальпии, при стандартной температуре (T=273,15K) указанные термодинамические параметры для $TlErSe_2$ равны ΔS=187,29Дж/моль·К, ΔH=20,03кДж/моль. Эти соединения проявляют парамагнитные свойства, экспериментальные значения эффективного магнитного момента оказались равными 10,4$\mu_Б$ для $TlSmSe_2$ и 8,25$\mu_Б$ для $TlErSe_2$.

Методом прямого синтеза из исходных элементов получены твердые растворы $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ и $TlGa_{1-x}Er_xSe_2$ (x = 0,001, 0,005 и 0,01) [27,32,35]. РГА показал, что структура $TlGa_{1-x}Er_xSe_2$ имеет моноклинную симметрию с параметрами решетки a=10,74 Å, b=10,773Å, c=15,623Å, β=100,04°, z=16, ρ=6446кг/м^3. Изучение частотной дисперсии диэлектрических коэффициентов и проводимости кристаллов $TlGa_{1-x}Er_xSe_2$ в области частот $5\cdot10^4\div3{,}5\cdot10^7$Гц позволило установить прыжковый механизм переноса заряда, оценить параметры локализованных состояний, такие как плотность состояний вблизи уровня Ферми и их энергетический разброс, среднее время и расстояние прыжков, а также концентрацию глубоких ловушек. С ростом концентрации эрбия в $TlGa_{1-x}Er_xSe_2$ действительная и мнимая составляющие их комплексной диэлектрической проницаемости, тангенс угла диэлектрических потерь, *ac*-проводимость, среднее расстояние и время прыжков уменьшаются, а граничная частота, начиная с которой в изученных кристаллах наблюдается прыжковая проводимость, и концентрация носителей заряда в запрещенной зоне, ответственных за эту проводимость, увеличиваются.

В твердых растворах $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ (x=0,001; 0,005; 0,01) с увеличением концентрации эрбия параметры кристаллической решетки меняются мало. Это можно связать с близостью ионных радиусов Er и Ga и с изоморфной моделью замещения этих атомов в твердых растворах. По мере увеличения концентрации эрбия в кристаллах $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ действительная составляющая их комплексной диэлектрической проницаемости уменьшалась, а тангенс угла диэлектрических потерь увеличивался. В интервале частот $10^6\div3{,}5\cdot10^7$Гц проводимость твердых растворов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ подчинялась закономерности $\sigma_{ac}\sim f^{0,8}$, характерной для прыжкового механизма переноса заряда по запрещенной зоне; оценены основные параметры этого механизма переноса заряда. В соединении $TlGa_{0,999}Er_{0,001}S_2$ при низких температурах (77÷200К) обнаружена полоса, связанная с образованием экситона вблизи прямого края оптического поглощения; температурный коэффициент максимума экситонной полосы положительный и равен $3{,}1\cdot10^{-4}$эВ/К. Коротковолновое смещение экситонного пика при замещении атомов галлия атомами эрбия (x=0,001) в кристалле $TlGaS_2$ составляет величину порядка 90мэВ.

В работе [28] проведены низкотемпературные рентгенографические исследования параметра элементарной ячейки $c\cdot\sin\beta$ кристаллов $TlInS_2$, $TlGaS_2$, $TlGaSe_2$ и $TlGa_{0,995}Co_{0,005}S_2$. Установлено, что для всех указанных кристаллов с ростом температуры в области 100÷300К этот параметр плавно увеличивается. Определены коэффициенты теплового расширения вдоль кристаллографического направления [001] исследуемых кристаллов. Методом РГА подтверждено существование ФП в кристаллах $TlGaS_2$ при T_1=167К и T_2=247К, $TlInS_2$ – при T=204К и $TlGaSe_2$ – при T_1=110К, T_2=217К и T_3=240К. Показано, что в твердом растворе $TlGa_{0,995}Co_{0,005}S_2$, по сравнению с $TlGaS_2$, ФП при T_2=247К исчезает, а при T_1=167К смещается в область более низких температур.

Получены твердые растворы $TlM_{1-x}Er_xX_2$ (M=In;Ga; X-S;Se) (x=0; 0,001; 0,005; 0,01) и $TlInS_2$<Yb>, методом РГА определены параметры элементарной ячейки их кристаллических решеток [29,36-39]. В диапазоне частот 50кГц÷35МГц изучены частотные зависимости действительной и мнимой составляющих комплексной диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и *ac*-проводимости исследуемых кристаллов. Установлен релаксационный характер дисперсии, частичное замещение индия и галлия эрбием приводит к модифицированию дисперсионных кривых. Обнаружен прыжковый механизм переноса заряда по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям, оценены параметры этих состояний.

Легирование иттербием и эрбием монокристаллов $TlInS_2$ приводит к увеличению плотности состояний вблизи уровня Ферми и к уменьшению средней длины и времени прыжков. В кристаллах $TlIn_{1-x}Er_xSe_2$ по мере увеличения концентрации эрбия действительная и мнимая составляющие их комплексной ди-

электрической проницаемости, тангенс угла диэлектрических потерь и *ac*-проводимость уменьшались. Исследование края оптического поглощения монокристаллов $TlInS_2$<Yb> в интервале температур 77÷300К показало, что с введением иттербия край поглощения $TlInS_2$ сдвигается в длинноволновую область, в частности в $TlIn_{0,99}Yb_{0,01}S_2$ сдвиг составляет около 50мэВ. Для $TlIn_{0,99}Yb_{0,01}S_2$ определены ширина запрещенной зоны 2,530эВ при 77К и ее коэффициент температурного сдвига $-4,6\cdot10^{-4}$эВ/К в области температур 77÷200К. За счет легирования $TlInS_2$ иттербием можно управлять его диэлектрическими и оптическими свойствами. Структура края поглощения $TlInS_2$ и $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ оказалась схожей и формировалась прямыми межзонными переходами с образованием экситонов. Концентрация эрбия влияет на энергетическое положение экситона и приводит к его смещению в сторону меньших энергий.

В работе [30] методом РГА установлено наличие в системе $Tl(GaS_2)_{1-x}(InSe_2)_x$ двух рядов твердых растворов: на основе соединения $TlGaS_2$ с моноклинной структурой в области $TlGaS_2$-$Tl(GaS_2)_{0,3}(InSe_2)_{0,7}$ и на основе $TlInSe_2$ с тетрагональной структурой в области $TlInSe_2$-$Tl(GaS_2)_{0,1}(InSe_2)_{0,9}$. Определены параметры элементарной ячейки кристаллов системы $Tl(GaS_2)_{1-x}(InSe_2)_x$ в зависимости от концентрации x. Показано, что с ростом x параметры *a, b, c* и объем элементарной ячейки кристаллов $Tl(GaS_2)_{1-x}(InSe_2)_x$ увеличиваются, в то время как угол β моноклинной фазы уменьшается.

При помощи РГА также установлено, что в системе $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$ на основе соединения $TlInS_2$ в области $0 \le x \le 0,015$ образуется непрерывный ряд твердых растворов [31]. Определены параметры элементарной ячейки твердых растворов $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$. Установлено, что с ростом *x* параметры элементарной ячейки *a, b, c,* β увеличиваются. Особенности температурной зависимости намагниченности $TlInS_2$ указывают на суперпарамагнитное состояние с глобальным гистерезисом в сильных магнитных полях. На температурной зависимости намагниченности кристалла $Tl(InS_2)_{0,995}(FeSe_2)_{0,005}$ вблизи 115К наблюдается аномалия в виде скачка, обусловленная, вероятно, формированием скошенной магнитной структуры. Магнитные поля свыше 1Тл разрушают такое упорядочение и ведут к формированию модулированной структуры с глобальным гистерезисом магнитных свойств.

На основе рентгенограмм поликристаллических образцов тройных соединений $TlGaS_2$, $TlFeS_2$ и твердых растворов $TlFe_{1-x}Ga_xS_2$ при комнатной температуре методом полнопрофильного анализа Ритвельда рассчитаны параметры элементарных ячеек указанных кристаллов [33]. Показано, что с возрастанием концентрации Ga параметр *a* уменьшается, *b* и β увеличиваются, а параметр *c* практически не изменяется. Объем элементарной ячейки при этом уменьшается. Установлено, что кристаллографические параметры $TlFe_{1-x}Ga_xS_2$ с изменением состава меняются плавно, что свидетельствует об образовании твердых растворов в этой системе.

В [40] методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) были исследованы монокристаллы $TlGaS_2$, в которых ионы Ga^{3+} были частично (~2мол%) замещены парамагнитными ионами Fe^{3+}, что позволило наблюдать их тонкую структуру. Получены параметры спин-гамильтониана и в спектрах ЭПР обнаружены 2 группы, каждая из 4-х ионов Fe^{3+}, выявлена близкая к орторомбической локальная симметрия кристаллического поля и его параметров. Экспериментальные результаты показывают, что ионы Fe^{3+} замещают галлий в центрах тетраэдров GaS_4. Обнаруженное сдвоение резонансных линий говорит о наличии двух неэквивалентных положениях ионов таллия, что подтверждается их зигзагообразным расположением в структуре кристалла $TlGaS_2$.

Работы [41,42] посвящены получению и исследованию монокристаллов твердых растворов двойного замещения $Tl(GaS_2)_{1-x}(InSe_2)_x$ (x=0÷0,1). Установлено, что край оптического поглощения этих твердых растворов формируется прямым экситоном с положительным температурным коэффициентом $2\cdot10^{-4}$эВ/К. Обнаружена немонотонность изменения энергии экситона в зависимости от состава твердо-

го раствора, хотя общий характер этой зависимости – смещение в длинноволновую область. В широком интервале температур изучались основные характеристики темновой и фото-, а также термостимулированной проводимости в $Tl(GaS_2)_{1-x}(InSe_2)_x$ при различных значениях *x*. Полученные данные позволили определить параметры локальных уровней: глубину залегания E_t=0,3эВ, сечение захвата $1,6\cdot10^{-17}$см^2, коэффициент захвата $1,5\cdot10^{-10}$см^3/с.

В [43] изучена рентгенодозиметрия монокристаллов $TlGaS_2$, $TlGaS_2$<Mn> и $TlGaS_2$<Cr>. Коэффициент рентгенопроводимости во всех изученных монокристаллах уменьшается с увеличением мощности дозы облучения и эффективной жесткости рентгеновского излучения. Полученные результаты демонстрируют, что монокристаллы $TlGaS_2$<Mn> и $TlGaS_2$<Cr> обладают высокой рентгеночувствительностью и могут быть использованы при создании неохлаждаемых рентгенодетекторов.

Несколько работ посвящены изучению теплоемкости тройных халькогенидов на основе прецизионных калориметрических измерений [44-49]. В интервале температур 4,2÷300К измерена теплоемкость кристаллов $TlFeTe_2$, $TlFeSe_2$, $TlInS_2$ и $TlInSe_2$. Зависимость $C_p(T)$ $TlFeTe_2$ обнаруживает две ярко выраженные аномалии, указывающие на наличие ФП. Максимальные значения аномалий находятся при температурах T_{c1}=222,0К и T_{c2}=69,13К. В кристаллах $TlFeSe_2$ при температурах T<70К и T>160К экспериментальные значения лежат выше модельной кривой, рассчитанной для характеристической температуры Дебая 230К, что обусловлено магнитным вкладом теплоемкости. Ограниченность модели Дебая с одной характеристической температурой вызвана, прежде всего, использованием изотропной плотности фононных состояний. На зависимости $C_p(T)$ $TlInS_2$ в температурном интервале 170÷215К обнаружен ряд аномалий, что свидетельствует о наличии ФП при T_c=173,4К, T_{ic}=196,8К и T_{i1}=214,9К. Определены изменения энергии ΔQ=231Дж/моль и энтропии ΔS=1,61Дж/моль·К при ФП, а также коэффициенты термодинамического потенциала. Малая величина ΔS/R=0,14 указывает на то, что эти переходы относятся к переходам типа смещения. Поведение аномальной теплоемкости вблизи T_{ic} удовлетворительно описывается теорией ФП Ландау. Для $TlInSe_2$ вычислена характеристическая температура Дебая 99±2К. Экспериментальная зависимость $C_p(T)$ хорошо согласуется с рассчитанной для кристалла с параметром анизотропии 0,03, что указывает на относительно слабую анизотропию $TlInSe_2$.

В интервале 55÷300К исследованы теплоемкости C_p кристаллов $TlCoS_2$, $TlCrS_2$. Рассчитаны характеристические температуры Дебая: 262,5К для $TlCoS_2$ и 300К для $TlCrS_2$. Зависимости $C_p(T)$ для $TlCoS_2$ и $TlCrS_2$ обнаруживают ярко выраженные аномалии, указывающие на наличие ФП. Максимальные значения аномалий находятся при температурах T_c'=111К для $TlCoS_2$ и T_c=130К для $TlCrS_2$. Определены изменения ΔQ энергии и ΔS энтропии ФП T_c' и T_c. Малые величины ΔS/R=0,02 и 0,05 указывают на то, что это переходы типа смещения. Установлено, что на фононную составляющую теплоемкости $TlCrS_2$ при температурах $T \geq 55K$ основное влияние оказывают колебания атомов, которые могут быть рассмотрены в дебаевском приближении.

Влияние электронного облучения на электрические свойства кристаллов $TlInSe_2$, $TlGaTe_2$, $TlInS_2$ и $TlGaS_2$ рассматривается в [50,51]. Исследования температурной зависимости (в интервале 90÷320К) электропроводности и диэлектрической проницаемости $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$ показали рост этих параметров с увеличением температуры. Облучение электронами с энергией 4МэВ дозой 10^{16}см$^{-2}$ приводит к уменьшению значений удельной электропроводности и диэлектрической проницаемости во всей исследованной области температур. В монокристаллах $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$ имеет место характерная для этого типа кристаллов последовательность ФП, проявляющаяся в виде аномалий на температурных зависимостях указанных параметров, причем электронное облучение не влияет на температуры ФП.

Облучение электронами монокристаллов $TlInS_2$ и $TlGaS_2$ с ростом дозы приводит к значительному увеличению удельной электропроводности σ и уменьшению диэлектрической проницаемости ε во всей исследованной области температур (80÷320К). На зависимостях $\sigma=f(T)$ и $\varepsilon=f(T)$ в областях характерных для $TlInS_2$ ФП наблюдаются аномалии в виде максимумов. Облучение кристаллов $TlInS_2$ и $TlGaS_2$ электронами дозой 10^{15} и 10^{16}см$^{-2}$ не приводит к изменению температур ФП в них. Обнаружена значительная дисперсия диэлектрической проницаемости и электропроводности $TlGaS_2$. При облучении электронным пучком можно значительно изменять диэлектрические характеристики и электропроводность исследуемых кристаллов, что важно при их использовании в качестве активных элементов в детекторах ионизирующих излучений.

В работе [52] в области температур 77÷300К было исследовано влияние гидростатического давления (до 0,82ГПа) на электрические свойства монокристалла $TlGaTe_2$, имеющего цепочечную структуру. Гидростатическое давление приводит к значительному росту проводимости перпендикулярно кристаллическим цепочкам, барический коэффициент ширины непрямой зоны в $TlGaTe_2$ равен 0,207эВ/ГПа. Определены параметры локализованных состояний в запрещенной зоне монокристаллов $TlGaTe_2$ при различных давлениях. С ростом давления плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми экспоненциально убывает, а средняя длина прыжка, энергетический разброс локализованных состояний и энергия активации прыжковой проводимости в $TlGaTe_2$ линейно растут.

Работы [53-55] посвящены исследованию электропроводности и диэлектрической проницаемости монокристаллов твердых растворов $Tl(InSe_2)_{0,7}(GaTe_2)_{0,3}$, $Tl(InSe_2)_{0,3}(GaTe_2)_{0,7}$ и $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$ в интервале температур 80÷300К. С ростом частоты измерительного поля их проводимость увеличивается, с ростом x в кристаллах $Tl(InSe_2)_{1-x}(GaTe_2)_x$ и $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$ диэлектрическая проницаемость уменьшается, а ФП второго рода смещаются в область более низких температур. В $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$ с ростом x температурная область существования несоразмерной фазы несколько увеличивается.

В [56-58] исследовались электропроводность на постоянном и переменном токе, диэлектрические и термоэлектрические свойства твердых растворов $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ (x=0,4;0,6) и кристаллов $TlErTe_2$. В диапазоне частот $3{,}2\cdot10^6\div3{,}5\cdot10^7$Гц проводимость $(TlInSe_2)_{0,6}(TlGaTe_2)_{0,4}$ подчинялась закономерности $\sigma_{ac}\sim f^{0,8}$, характерной для прыжкового механизма переноса заряда по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям; оценены параметры этих состояний. Из высокотемпературных измерений проводимости соединения $(TlInSe_2)_{0,4}(TlGaTe_2)_{0,6}$ на постоянном токе определена ширина его запрещенной зоны 0,94эВ. При температуре 357К имела место инверсия знака термо-э.д.с. в $(TlInSe_2)_{0,4}(TlGaTe_2)_{0,6}$, что говорит о переходе проводимости этого кристалла от p-типа к n-типу. В интервале частот $2\cdot10^5\div1{,}8\cdot10^7$Гц проводимость $TlErTe_2$ также носит прыжковый характер. Концентрация глубоких ловушек, ответственных за *ac*-проводимость в $TlErTe_2$, составляет 10^{17}см$^{-3}$.

Экспериментальное исследование теплоемкости твердых растворов $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ методом адиабатической калориметрии в температурном интервале 4,2÷300К [58] позволило вычислить для них изменение энтропии и энтальпии, а также свободной энергии Гиббса. Результаты позволяют утверждать, что в системе $TlInSe_2$-$TlGaTe_2$ при взаимодействии компонентов происходит одновременное анион-катионное замещение и образуется непрерывный ряд твердых растворов $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$.

Анализ результатов исследований методом нейтронной дифракции монокристаллов $TlFeS_2$ и $TlFeSe_2$ [59,60] позволил установить, что при понижении температуры угол моноклинности β в $TlFeS_2$ увеличивается, а в $TlFeSe_2$ – уменьшается. В обоих соединениях расстояние Fe-Fe уменьшается и становится равным 2,501Å в точке ФП. Упорядоченные магнитные моменты ионов Fe^{3+} в антиферромагнитной фазе для $TlFeS_2$ при температуре

12К составляют 2,1(2)$\mu_Б$, а для $TlFeSe_2$ при температуре 10К – 2,17(7)$\mu_Б$. С увеличением давления до 4,2ГПа угол моноклинности β в $TlFeS_2$ уменьшается от 118,2° до 117,3°, а в $TlFeSe_2$ β остается неизменным и равным 116,8°.

В работах [61,62] приведены результаты исследования диэлектрической проницаемости, удельной электропроводности и тангенса угла диэлектрических потерь монокристаллов $TlGaS_2$, $TlGaS_2$<Co>, $TlGaS_2$<Yb>, $TlGa_{0,995}Cr_{0,005}S_2$ и $TlGa_{0,95}Mn_{0,05}S_2$ в зависимости от температуры и частоты измерительного поля. Выявлена дисперсия изученных свойств, а именно: с ростом частоты значения диэлектрической проницаемости уменьшаются, а электропроводности – увеличиваются. Показано, что легирование кристаллов $TlGaS_2$ кобальтом и иттербием приводит к уменьшению диэлектрической проницаемости и увеличению электропроводности. На температурной зависимости электропроводности $TlGaS_2$ обнаружены участки с разным наклоном, что говорит о наличии в них нескольких типов проводимости; рассчитаны значения энергий активации (0,0133эВ при T<165К, 0,0397эВ при 165<T<250К, 0,101эВ при T>250К). Подтверждено наличие ФП второго рода «соразмерная-несоразмерная фаза» в области температур ~173К. Легирование $TlGaS_2$ хромом и марганцем приводит к некоторому уменьшению диэлектрической проницаемости и увеличению электропроводности, не оказывая заметного влияния на характер температурных зависимостей и ФП.

Спектры пропускания, отражения и фотолюминесценции монокристаллов $TlInS_2$ исследованы в [63]. При температуре 4,2К обнаружены линии поглощения, связанные с основным и первым возбужденным состояниями свободных экситонов в водородоподобном приближении, рассчитана энергия связи экситона ~21,2мэВ. По данным оптического пропускания уточнены значения ширины запрещенной зоны: 2,5747эВ, 2,561эВ и 2,461эВ при 4,2К, 78К и 300К, соответственно. Впервые в области края фундаментального поглощения обнаружен резонанс отражения в области 2,553эВ при 4,2К, отнесенный к свободным экситонам в $TlInS_2$. Выявлен эффект уменьшения интенсивности люминесценции при возбуждении монокристалла $TlInS_2$ излучением He-Cd-лазера на λ=325нм мощностью 0,2Вт/см^2, обусловленный образованием центров безызлучательной рекомбинации. Предложен механизм рекомбинации для близкраевой и глубокой люминесценции $TlInS_2$.

Работа [64] посвящена исследованию магнитных свойств $TlGdS_2$ в интервале температур 77÷300К. Рассчитан эффективный магнитный момент (9,05$\mu_Б$) $TlGdS_2$. ФП ферримагнетик-парамагнетик расположен ниже 75К, об отсутствии этого перехода выше 75К свидетельствует температурная зависимость теплоемкости $TlGdS_2$ в области 80÷300К, измеренной адиабатическим методом.

Температурные зависимости электропроводности на постоянном токе и коэффициента термо-э.д.с. $TlGdS_2$ в интервале 77÷373К изучены в [65]. Установлен p-тип проводимости $TlGdS_2$. При 250÷373К наблюдается примесная проводимость с энергией активации 0,2эВ, в интервале 170÷250К имела место прыжковая проводимость с монотонным уменьшением энергии активации с понижением температуры, и, наконец, ниже 170К наблюдалась безактивационная прыжковая проводимость.

В [66] изучены температурные зависимости удельной намагниченности и магнитной восприимчивости соединений $TlGaS_2$, $TlFeS_2$ и твердых растворов $TlFe_{0,95}Ga_{0,05}S_2$, $TlFe_{0,9}Ga_{0,1}S_2$. В диапазоне температур 78÷350К $TlGaS_2$ обладает диамагнитными свойствами с удельной магнитной восприимчивостью $-2,27\cdot10^{-4}\leq\chi\leq -1,60\cdot10^{-4}$см^3/г. $TlFeS_2$ и твердые растворы $TlFe_{0,95}Ga_{0,05}S_2$, $TlFe_{0,9}Ga_{0,1}S_2$ при низких температурах обладают магнитным моментом малой величины $10^{-3}\leq\mu\leq2\cdot10^{-3}\mu_Б$, вероятнее всего, по причине ферримагнитной природы наличия намагниченности. Выявлены ФП, приводящие к изменению величины удельной намагниченности вследствие перераспределения обменных магнитных взаимодействий в интервале температур 78÷350К при катионном замещении. Замещение ионов железа на ионы галлия

приводит к уменьшению температур магнитных и структурного ФП.

В интервале температур 80÷355К изучена электропроводность и термоэлектрические свойства твердого раствора $TlFe_{0.975}Ga_{0.025}S_2$ [67]. Установлено, что при температурах 80÷180К в постоянном электрическом поле имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям, оценены параметры этих состояний. Из температурной зависимости термо-э.д.с. следует, что в интервале 80÷150К исследованные образцы имели p-тип проводимости, а выше 150К происходила инверсия знака термо-э.д.с., т.е. проводимость приобретала n-тип. Определен температурный коэффициент энергии активации проводимости $\gamma = 2{,}98 \cdot 10^{-4}$эВ/К.

На основе полученных новых полупроводников сложного состава, включающих РЗ элементы и переходные металлы, предложены эффективные приемники видимого и ИК-излучения, анализаторы спектра, рентген- и гамма-детекторы, тензорезисторы; они подробно описаны в монографии [68]. За последние годы получено несколько патентов Азербайджанской Республики, [69-71] – некоторые из них.

1. E.M.Kerimova, S.N.Mustafaeva, Yu.G.Asadov, R.N.Kerimov. *Synthesis, growth and properties of $TlGa_{1-x}Yb_xS_2$ crystals, Crystallography Reports*, **50**, Suppl.**1** (2005) S122–S123.
2. E.M.Kerimova, R.K.Veliyev, R.Z.Sadikhov, A.I.Jabbarov. *Electric conductivity and magnetic susceptibility of $Tl(Cr,Mn,Co)S_2$ layered compounds, TPE -06 3rd International Conference on Technical and Physical Problems in Power Engineering, May 29-31, Ankara, Turkey*, (2006) 607-609.
3. Р.Г.Велиев, Р.З.Садыхов, Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Ю.Г.Асадов, А.И.Джаббаров. *Диаграмма состояния системы TlSe-MnSe и некоторые физические свойства соединения $TlMnSe_2$ Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXVII** №2 (2007) 125-129.
4. A.M.Pashaev, E.M.Kerimova, S.N.Mustafaeva, Yu.G.Asadov, N.Z.Gasanov, R.N.Kerimov. *Growth and properties of $TlB^{III}_{1-x}Me_xSe_2$ crystals (B^{III}-In, Ga; Me-Fe, Co), Труды Юбилейной Международной Научно-технической конференции, посвященной 15-летию Национальной Академии Авиации, Баку, Азербайджан, 14-16 февраля*, (2007) 203-210.
5. M.Yu.Seyidov, E.M.Kerimova, R.K.Veliyev, R.N.Kerimov, F.A.Mikailov. *Phase relations in ferroelectric/ferromagnetic $TlInS_2$-$TlCoS_2$ and $TlGaSe_2$-$TlCoSe_2$ systems, Journal of Alloys and Compounds*, **453** (2008) 503-507.
6. Р.Г.Велиев, Р.З.Садыхов, Ю.Г.Асадов, Э.М.Керимова, А.И.Джаббаров. *Намагниченность, парамагнитная восприимчивость и электропроводность слоистых антиферромагнетиков $TlMnS_2$, $TlMnSe_2$, Кристаллография*, **53** (2008) 131-134.
7. Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, Ш.Дж.Ализаде, Р.Н.Керимов. *Получение и исследование твердых растворов $TlIn_{1-x}Cr_xS_2$, Труды пятой Международной научно-технической конференции "Актуальные проблемы Физики", 25-27 июня, Баку, Азербайджан*, (2008) 297-299.
8. Н.З.Гасанов, Э.М.Керимова. *Исследование влияния внедрения редкоземельных элементов на физические свойства слоистых полупроводников $TlGaS_2(Se_2)$, Fizika*, **14** (2008) 99-100.
9. Р.Г.Велиев, Э.М.Керимова, Р.З.Садыхов, Ф.М.Сеидов. *Диаграмма состояния систем $TlInS_2$-$TlFeS_2$, $TlGaSe_2$-$TlFeSe_2$ и магнитная восприимчивость $TlFeS_2$, $TlFeSe_2$, Fizika*, **14** (2008) 14-16.
10. Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов. *Диаграмма состояния системы TlSe-SmSe и транспортные свойства кристаллов $TlSmX_2$ (X-S, Se, Te), Неорганические материалы*, **46** (2010) 1433-1437.
11. Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, А.А.Исаева, К.М.Гусейнова. *Изучение фазовых равновесий в системе TlSe-ErSe и транспортные свойства соединения*

$TlErSe_2$, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy, **XXXI №2** (2011) 131-134.

12. Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов. *Фазовые равновесия в системе $TlInS_2$-$TlYbS_2$ и электрические свойства кристаллов Tl_2InYbS_4, Неорганические материалы*, **47** (2011) 1429-1432.
13. A.M.Paşayev, F.M.Seyidov, E.M.Kərimova, R.Q.Vəliyev, K.M.Hüseynova. *TlSe-GdSe sisteminin hal diaqramının tədqiq olunması və $TlGdSe_2$ kristalının istilik xassələri, Fizika*, **19** (2013) 44-46.
14. R.G.Veliyev, Mir-Hasan Yu.Seyidov, E.M.Kerimova, R.Z.Sadikhov, Yu.G.Asadov, F.M.Seyidov, N.Z.Gasanov. *Phase Transitions and their co-existence in the $TlGaSe_2$-$TlCrS_2(Se_2)$ system, Bull. mater. Sci.*, **36** (2013) 693-698.
15. Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Р.З.Садыхов, Р.Г.Велиев, Н.З.Гасанов, К.М.Гусейнова. *Изучение фазовых равновесий в системе TlSe-YbSe, электрические и магнитные свойства кристалла $TlYbSe_2$, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy,* **XXXV** №5 (2015) 61-65.
16. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, А.И.Джаббаров, Э.М.Керимова. *Проводимость и термо-эдс кристаллов $(TlInSe_2)_{0.2}(TlGaTe_2)_{0.8}$ Неорганические Материалы*, **51** (2015) 267-271.
17. Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, П.Г.Исмайлова, С.Г.Джафарова, Л.А.Исмаилзаде. *Исследование диаграммы состояния системы TlSe-HoSe, электрические и тепловые свойства кристалла $TlHoSe_2$, Ученые Записки Национальной Академии Авиации*, **18** (2016) 44-48.
18. F.M.Seidov, E.M.Kerimova, R.G.Veliyev, N.Z.Gasanov, K.M.Guseinova. *The study of phase equilibrium in TlSe-FeSe system, electric and thermal properties of $TlFeSe_2$, Azerbaijan Journal of Physics*, **20** (2014) 18-20.
19. Н.З.Гасанов, Э.М.Керимова, А.И.Гасанов, Ю.Г.Асадов. *Оптические свойства и параметры кристаллической решетки твердых растворов $TlGa_{1-x}Fe_xSe_2$, Физика Низких Температур*, **33** (2007) 115-118.
20. Р.Г.Велиев, Э.М.Керимова, Р.З.Садыхов, Ю.Г.Асадов, А.И.Джаббаров. *Рентгенографический анализ, магнитная восприимчивость и электропроводность $TlCoS_2$, $TlCoSe_2$, Fizika*, **15** (2009) 111-114.
21. Р.Г.Велиев, Р.З.Садыхов, Э.М.Керимова, Ю.Г.Асадов, А.И.Джаббаров. *Магнитные и электрические свойства слоистых магнетиков Tl(Cr, Mn, Co)Se_2, ФТП*, **43** (2009) 163-166.
22. Р.Г.Велиев, Р.З.Садыхов, Э.М.Керимова, Ю.Г.Асадов, А.И.Джаббаров. *Электрофизические и магнитные свойства слоистых полупроводниковых ферромагнетиков $TlCrS_2$, $TlCrSe_2$, Неорганические материалы*, **45** (2009) 528-533.
23. E.M.Kərimova, N.Z.Həsənov, A.İ.Həsənov, K.M.Hüseynova, A.Ə.İsayeva, L.Ə.İsmayılzadə. *$TlInS_2$ və $TlGaSe_2$ birləşmələrində In və Ga atomlarının Dy atomlarla qismən əvəz edilməsinin onların fiziki xassələrinə təsiri, Fizika*, **18** (2012) 36-38.
24. А.У.Шелег, Е.М.Зуб, А.Я.Ячковский, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Рентгенографические исследования кристаллов системы $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ Кристаллография*, **57** (2012) 332 - 334.
25. Р.З.Садыхов, М.А.Алджанов, Э.М.Керимова, М.Д.Наджафзаде. *Магнитные и тепловые свойства $TlErSe_2$, ФТТ*, **54** (2012) 1714-1715.
26. М.А.Алджанов, Р.З.Садыхов, Э.М.Керимова, М.Д.Наджафзаде, К.М.Гусейнова. *Магнитные свойства и некоторые термодинамические параметры соединений $TlSmSe_2$ и $TlErSe_2$, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy,* **XXXIII** №5 (2013) 76-79.
27. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, Э.М.Керимова. *Влияние состава кристаллов $TlGa_{1-x}Er_xSe_2$ на их диэлектрические характеристики и параметры локализованных состояний, ФТТ*, **55** (2013) 2346–2350.
28. А.У.Шелег, В.В.Шевцова, В.Г.Гуртовой, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Низкотемпературные рентгенографические исследования монокристаллов $TlInS_2$, $TlGaS_2$ и $TlGaSe_2$, Поверхность, рентгеновские,*

синхротронные и нейтронные исследования, **11** (2013) 39–42.

29. Н.З.Гасанов, Э.М.Керимова, Ф.М.Сеидов, Ю.Г.Асадов, К.М.Гусейнова, С.Г.Джафарова. *Рентгенографический анализ и край оптического поглощения твердых растворов $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ (x=0-0,01), Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXV** №2 (2015) 77-81.
30. А.У.Шелег, В.Г.Гуртовой, В.А.Чумак, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Рентгенографические исследования твердых растворов $Tl(GaS_2)_{1-x}(InSe_2)_x$, Кристаллография*, **61** (2016) 564-568.
31. А.У.Шелег, В.А.Чумак, В.Г.Гуртовой, Л.С.Лобановский, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Кристаллографические и магнитные характеристики твердых растворов $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$, Известия Национальной Академии Наук Беларуси, Серия физико-математических наук*, **4** (2013) 38-42.
32. С.Н.Мустафаева, Ю.Г.Асадов, Э.М.Керимова, М.М.Асадов. *Синтез, рентгенофазовый анализ и физические свойства твердых растворов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIV** №2 (2014) 47-53.
33. А.У.Шелег, В.Г.Гуртовой, В.А.Чумак, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Рентгенографические исследования кристаллов системы $TlFe_{1-x}Ga_xS_2$, Сборник докладов 6-ой Межд. Конф. «Актуальные проблемы физики твердого тела» (ФТТ-2013), Минск, Беларусь, 15-18 октября,* **2** (2013) 132-134.
34. Р.Г.Велиев, Р.З.Садыхов, Э.М.Керимова, Ю.Г.Асадов, А.И.Джаббаров. *Влияние магнитного фазового перехода на перенос заряда в слоистых полупроводниковых ферромагнетиках $TlCrS_2$, $TlCrSe_2$, ФТП*, **43** (2009) 1175-1178.
35. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов. *Диэлектрические и оптические свойства монокристаллов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ (x = 0; 0.001; 0.005 и 0.01), Неорганические Материалы*, **49** (2013) 1271–1276.
36. А.М.Пашаев, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов. *Диэлектрические и оптические свойства легированных редкоземельными элементами монокристаллов $TlInS_2$ и $TlInSe_2$, Ученые Записки Национальной Академии Авиации*, **16** (2014) 29-37.
37. S.N.Mustafaeva, E.M.Kerimova, A.I.Gasanov. *Synthesis, Roentgenophase Analysis and Physical Properties of $TlIn_{1-x}Er_xSe_2$ Solid Solutions, Acta Physica Polonica A*, **128** (2015) 697-699.
38. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, Н.З.Гасанов. *Влияние легирования монокристалла $TlInS_2$ иттербием на диэлектрические, оптические характеристики и параметры локализованных состояний, Все материалы. Энциклопедический справочник*, **3** (2014) 26-31.
39. А.М.Пашаев, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Дисперсия диэлектрических характеристик и электропроводности синтезированных твердых растворов $TlM_{1-x}Er_xX_2$ (M=In; Ga; X - S; Se) в радиочастотном диапазоне, Ученые Записки Национальной Академии Авиации*, **15** (2013) 56-64.
40. F.A.Mikailov, S.Kazan, B.Z.Rameev, A.M.Kulibekov, E.Kerimova, B.Aktash. *Twinned EPR spectra of Fe^{3+} centers in ternary layered $TlGaS_2$ crystal, Solid State Communications*, **138** (2006) 239-241.
41. Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, Д.И.Исмаилов, М.А.Алджанов, С.Ф.Байрамов, А.И.Гасанов. *Исследование края оптического поглощения твердых растворов двойного замещения $Tl(GaS_2)_{1-x}(InSe_2)_x$ (x=0÷0,1), Fizika*, **13** (2007) 109-111.
42. Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, Л.А.Исмаилзаде, А.И.Гасанов, С.Ф.Байрамов, С.С.Абдинбеков, П.Г.Исмайлова. *Фотоэлектрические и оптические свойства монокристаллов твердых растворов $(TlGaS_2)_{1-x}(TlInSe_2)_x$, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XIX №5** (2009) 137-142.
43. S.N.Mustafaeva, E.M.Kerimova, G.M.Akhmedova. *Parameters of roentgen detectors on the base of $TlGaS_2$<Mn,Cr> single crystals, Fizika*, **13** (2007) 105-106.

44. A.M.Abdullayev, E.M.Kerimova, S.S.Abdinbekov. *Thermal capacity and phase transitions in $TlFeTe_2$ crystals, Fizika*, **16** (2010) 66-68.
45. A.M.Abdullayev, E.M.Kərimova, S.Q.Cəfərova, X.Ş.Vəlibəyov. *$TlInS_2$ kristalında istilik tutumu və faza keçidi, Fizika*, **18** (2012) 25-29.
46. Э.М.Керимова, А.М.Абдуллаев, М.А.Алджанов, Н.З.Гасанов, М.Д.Наджафзаде, Л.Н.Алиева. *Низкотемпературная теплоемкость, температура Дебая и энтропия в кристаллах $TlCrS_2$, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXVI** №2 (2016) 52-55.
47. Э.М.Керимова, А.М.Абдуллаев, М.А.Алджанов, А.М.Рамазанзаде, С.М.Бидзинова, Г.М.Ахмедова. *Низкотемпературная теплоемкость и температура Дебая в кристаллах $TlFeSe_2$, Ученые Записки Национальной Академии Авиации*, **18** (2016) 16-19.
48. Э.М.Керимова, А.М.Абдуллаев, М.А.Алджанов, М.Д.Наджафзаде, А.К.Заманова, Ш.Дж.Ализаде, С.Г.Джафарова. *Низкотемпературная теплоемкость, температура Дебая и энтропия в кристаллах $TlCoS_2$, $TlCrS_2$, и $TlFeSe_2$, Проблемы энергетики*, **2** (2016) 40-45.
49. Э.М.Керимова, А.М.Абдуллаев, Г.Д.Султанов, Е.К.Мамедова, Л.А.Исмаилзаде. *Низкотемпературная теплоемкость в кристаллах $TlInSe_2$, Ученые Записки Национальной Академии Авиации*, **15** (2013) 168-173.
50. А.У.Шелег, В.Г.Гуртовой, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Влияние ионизирующего излучения на диэлектрические характеристики монокристаллов $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$, ФТТ*, **53** (2011) 443-445.
51. А.У.Шелег, В.Г.Гуртовой, В.В.Шевцова, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Влияние ионизирующего излучения на диэлектрические характеристики монокристаллов $TlInS_2$ и $TlGaS_2$, ФТТ*, **54** (2012) 1754–1757.
52. S.N.Mustafaeva, Sh.G.Gasymov, E.M.Kerimova, M.M.Asadov. *Electrical properties of $TlGaTe_2$ single crystals under hydrostatic pressure, Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **72** (2011) 657-660.
53. А.У.Шелег, В.Г.Гуртовой, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Электропроводность и диэлектрические характеристики монокристаллов системы $Tl(InSe_2)_{1-x}(GaTe_2)_x$, Изв. НАН Беларуси*, **1** (2012) 106–109.
54. А.У.Шелег, В.Г.Гуртовой, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, В.В.Шевцова. *Диэлектрические характеристики и фазовые переходы в твердых растворах $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$, ФТТ*, **54** (2012) 567–570
55. E.M.Kerimova, S.N.Mustafaeva, A.M.Ramazanzade, S.S.Abdinbekov, S.M.Bidzinova, A.A.Isaeva, K.M.Salmanova. *Influence of temperature and composition of $Tl(InS_2)_{1-x}(FeSe_2)_x$ solid solutions on their dielectric characteristics and phase transitions, Ученые Записки Национальной Академии Авиации*, **16** (2014) 24-27.
56. А.М.Пашаев, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, Л.А.Исмаилзаде, А.И.Джаббаров. *Частотно-зависимые диэлектрические характеристики и термо-э.д.с. в кристаллах $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$, Ученые Записки Национальной Академии Авиации*, **15** (2013) 18–23.
57. A.M.Pashaev, S.N.Mustafaeva, E.M.Kerimova. *Dielectric coefficients and conductivity of $TlErTe_2$ crystal in alternate electric fields, Azerbaijan Journal of Physics*, **19** (2013) 43–45.
58. М.М.Асадов, С.Н.Мустафаева, А.Н.Мамедов, М.А.Алджанов, Э.М.Керимова, М.Д.Наджафзаде. *Диэлектрические свойства и теплоемкость твердых растворов $(TlInSe_2)_{1-x}$ $(TlGaTe_2)_x$, Неорганические Материалы*, **51** (2015) 843-849.
59. E.B.Asgerov, N.T.Dang, D.I.Ismayilov, S.E.Kichanov, R.N.Mehdiyeva, A.I.Madadzada, S.H.Jabarov, E.V.Lukin, E.M.Kerimova. *High-pressure effect on the chain-like crystal structure of the semiconductors $TlFeSe_2$ and $TlFeS_2$, Modern Physics Letters B*, **29** (2015) 1300107-1.
60. Э.Б.Аскеров, Д.Н.Тоан, А.И.Бескровный, А.И.Мададзада, Д.И.Исмаилов, Р.Н.Мехдиева, С.Г.Джабаров, Э.М.Керимова. *Магнитная структура в халькогенидах $TlFeS_2$ и $TlFeSe_2$, ФТП*, **49** (2015) 899-903.
61. В.Г.Гуртовой, А.У.Шелег, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Диэлектрические характеристики монокристаллов $TlGaS_2$, допированных Co и Yb, Известия Нацио-*

нальной Академии Наук Беларуси, Серия физико-математических наук, **2** (2015) 98-102.

62. В.Г.Гуртовой, А.У.Шелег, В.А.Чумак, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Электропроводность и диэлектрические характеристики кристаллов $TlGaS_2$, легированных переходными металлами, Вестник Гродненского Государственного Университета им. Я.Купалы. Серия 2. Математика. Физика. Информатика, вычислительная техника и управление*, **186** (2015)
63. А.В.Короткий, А.У.Шелег, В.В.Шевцова, А.В.Мудрый, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Оптические свойства монокристаллов дисульфида таллия и индия $TlInS_2$, Журнал прикладной спектроскопии*, **79** (2012) 418 – 423.
64. Р.З.Садыхов, М.Д.Наджафзаде, М.А.Алджанов, Э.М.Керимова. *Магнитные и тепловые свойства соединения $TlGdS_2$, ФТТ*, **57** (2015) 305-306.
65. S.N.Mustafaeva, E.M.Kerimova, L.N.Alieva, S.S.Abdinbekov. *The charge transfer and thermo-emf in $TlGdS_2$, Conference Proceedings. The 11th International Conference on Technical and Physical Problems of Electrical Engineering. Bucharest, Romania.10-12 September*, (2015) 208-210.
66. К.И.Янушкевич, В.Г.Гуртовой, А.У.Шелег, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Особенности магнитных взаимодействий в твердых растворах $TlFe_{1-x}Ga_xS_2$, НАН Беларуси. Вестник фонда фундаментальных исследований*, **3[65]** (2013) 29-35.
67. С.Н.Мустафаева, А.И.Джаббаров, Э.М.Керимова. *Температурная зависимость термоэдс и проводимости твердого раствора $TlFe_{0.975}Ga_{0.025}S_2$ в постоянном электрическом поле, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIV** №5 (2014) 56-60.
68. Э.М.Керимова. Кристаллофизика низкоразмерных халькогенидов, Баку, Елм, (2012) 708с.
69. E.M.Kərimova, S.N.Mustafayeva, F.M.Seyidov. *«Tenzohəssas material» adlı İ2006 0108 saylı Azərbaycan Respublikasının patenti* (2006).
70. Э.М.Керимова, С.Н.Мустафаева, Р.Н.Керимов, М.М.Асадов. *«Фоточувствительный материал». Патент Азербайджанской Республики номер İ2007 0061* (2007).
71. E.M.Kərimova, S.N.Mustafayeva, M.M.Əsədov. *«Fotohəssas material» adlı İ2016 0103 saylı Azərbaycan Respublikasının patenti* (2016).

NADİR TORPAQ ELEMENTLƏRİ VƏ KEÇİD METALLARI DAXİL ETMƏKLƏ $TlB^{III}C_2^{VI}$ TİPLİ BİRLƏŞMƏLƏR ƏSASINDA MÜRƏKKƏB YARIMKEÇİRİCİLƏRİN KRİSTALLOFİZİKASI

E.M.KƏRİMOVA, N.Z.HƏSƏNOV

Müəlliflərin 2005-2016-cı illərdə dərc olunmuş, yeni mürəkkəb yarımkeçiricilərin sintezi və monolristallarının göyərdilməsi, onların struktur və fiziki xassələrinin tədqiqinə, həmin kristalların tətbiq sahələrinin müəyyənləşdirilməsinə həsr olunmuş elmi işlərinin əsas nəticələri verilmişdir.

CRYSTAL PHYSICS OF COMPLEX SEMICONDUCTORS ON THE BASE OF $TlB^{III}C_2^{VI}$ TYPE COMPOUNDS, INCLUDING RARE EARTH ELEMENTS AND TRANSITION METALS

E.M.KERIMOVA, N.Z.GASANOV

The main results of scientific studies published by the authors in the years 2005-2016 on the development of efficient processes of synthesis and growing of complex semiconductor crystals, and study of their structure and physical properties in order to identify the prospects for the practical use of these new materials have been presented.

Редактор: проф.Д.Араслы

PACS 88.40.H

POROUS SILICON SENSITIVE TO HUMIDITY

T.D.DZHAFAROV, Sh.S.ASLANOV, Sh.X.RAHIMOV, A.F.NABIYEVA, A.H.XALILOVA*, M.S.SADIGOV

Institute of Physics of NAS Azerbaijan
AZ 1143, Baku, H. Javid ave., 131
*The ministry of defense industry**
AZ 1141, Baku, Matbuat ave., 40
caferov@physics.ab.az

Received: 05.12.2016
Accepted: 26.01.2017

REFERAT
The p-Si/PS-Ag structures sensitive to humidity has been considered. It has been investigated the influence of thermal treatment duration and temperature of p-Si/PS-Ag structures on open circuit voltage under humidity. It has been found the maximum value of open circuit voltage (up to 650mV) under humidity has achieved when the p-Si/PS-Ag structures have been gone through thermal treatment at 350°C for 30 min. The optimal thickness of Ag contact has been found to be 0.15μm. It has been drawn the energy band diagram of p-Si/PS-Ag structures that has been in good agreement with obtained results

Key words: porous silicon, sensitive to humidity

INTRODUCTION

Measurement of humidity is required in a wide range of applications, including the meteorological service, food processing industry, air-conditioning, electronics processing and so on. Porous silicon (PS) is one of the most attractive materials for fabrication of large variety of sensors [1]. Its widely different structures (from macro porous of mesoporous to nano porous) having very large surface to volume ratio, ease of fabrication makes it attractive to researchers for fabrication on its base different sensors. Its large internal surface to volume ratio 700÷800 m^2/cm^3, which is important for enhancing sensing properties, can be controlled through production conditions [2]. Extensive work has been reported on humidity sensors, organic vapor sensors and gas sensors with porous silicon as host material [3-9]. Porous silicon has also been used as a sacrificial material for the fabrication of inertial sensors like pressure sensors [10]. Recently it is reported that nanocrystalline porous silicon exhibits a very high piezoresistivity that can be utilized for the fabrication of high sensitivity pressure sensors [11-12]. With the discovery of efficient visible light emission from porous silicon came a flood of work focused on creating silicon - based optoelectronic switches, displays and lasers. Because of all these understanding of physical occurrences in PS and on its contact with different medium has a great importance. This study reports about open-circuit voltage produced by humidity.

EXPERIMENTAL

Porous silicon layers with thickness of 10÷20μm and average porosity dimension of 30nm were prepared on p-type boron doped silicon wafers with orientation (111), resistivity about 10Ω·cm and thickness about 400μm by anodic electrochemical etching [13] in solution of hydrofluoric acid in ethanol (1:1). Different kinds of porosities were achieved by controlling etching time and anodisation current density. Duration of etching time and anodisation current density was chosen as 10÷20 min and 5÷10mA/cm^2 respectively. After fabrication process samples were carefully rinsed in distilled and then in deionized water and dried under a stream of nitrogen.

The average porosity (P), i.e. the void fraction in the porous layer was evaluated by gravimetric using the equation

$$P = \frac{m_1 - m_2}{m_3} 100\%,$$

here m_1 is Si sample mass before the anodization etching, m_2 just after etching and m_3 is the mass of Si layer with the thickness of porous silicon. m_3 was calculated by the formula $m_3=\rho Sd$. Here, ρ is the density of bulk Si, S the area and d the thickness of PS respectively.

Electrical contacts to porous and bulk silicon were deposited by thermal evaporation of thin layer of Ag and Ag+3%Al respectively from Mo bouts in vacuum chamber at $(3\div4)\times10^{-5}$torr. During deposition processes the substrates intentionally were not heated. The thicknesses of Ag films, deposited on front side, were evaluated by weight of evaporated Ag in assumption of point source by formula $d=m/2\pi R^2\rho$. Here m is the mass of evaporated Ag, R is the distance from evaporator to substrate, ρ the density of Ag. The relative humidity dependences of open circuit voltage were carried out in specially made chamber inside of which the relative humidity could be changed by evaporating of some water inside the chamber. The humidity level was controlled by CO_2/ humidity/temperature datalogger SD800. Before taking measurements all samples were thermally treated at 200÷500°C for 30÷60 min. in air.

RESULTS AND DISCUSSION

Current-voltage characteristics of p-Si/PS-Ag structures displayed dependence of open-circuit voltage on presence of water steam. In Fig.1 is illustrated the cross-sectional view of newly cleaved surface of p-Si-PS-Ag structure.

Fig.1
Cross section view of p-Si/PS (PS-17μm)

It is seen that the remained rod like Si (or voids) takes its origin from the core of bulk Si and goes until the surface and have sufficiently good homogeneity.

It was observed that V_{oc} induced by humidity is strongly dependent on porosity and treatment before measurements. The open circuit voltage dependence on porosity is given in Fig.2. As it was expected, the sensitivity of all samples to humidity was dependant of porosity. All measurements were performed at 92% relative humidity.

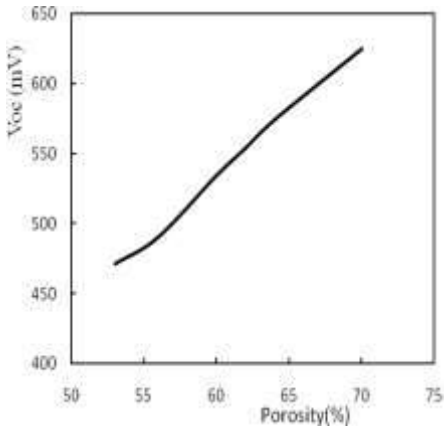


Fig.2
The open-circuit voltage versus the porosity of porous silicon (92% RH)

The effect of post annealing temperature on open-circuit voltage at relative humidity of 92% is illustrated in Fig.3. It is seen that the dependence has a flat maximum at ~350°C.

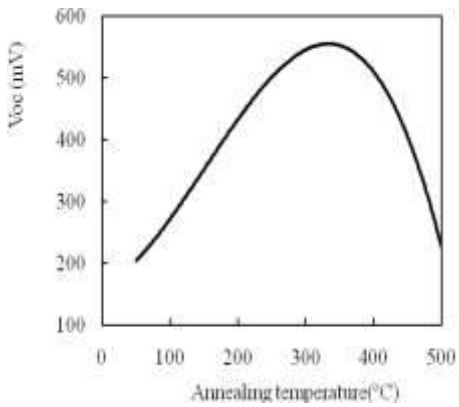


Fig.3
Dependence of the open-circuit voltage on annealing temperature (92%RH)

The effect of annealing time at 300°C in air on open circuit voltage of p-Si/PS-Ag structure is illustrated in Fig.4.

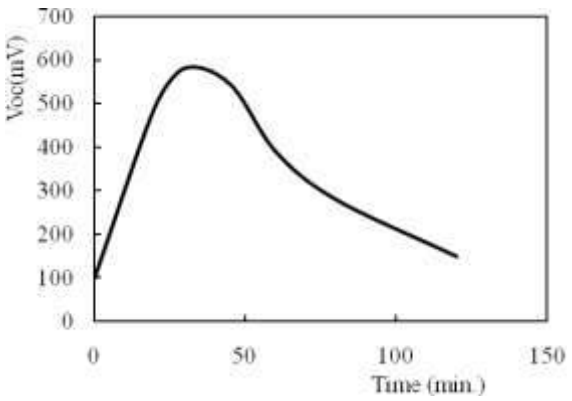


Fig.4
The open-circuit voltage versus annealing time at 300°C

The maximum value of open circuit voltage was obtained at about 30 minute annealing time. It was also studied the effect of Ag contact thickness on humidity dependence of the open circuit voltage of p-Si/PS-Ag structure (Fig.5).

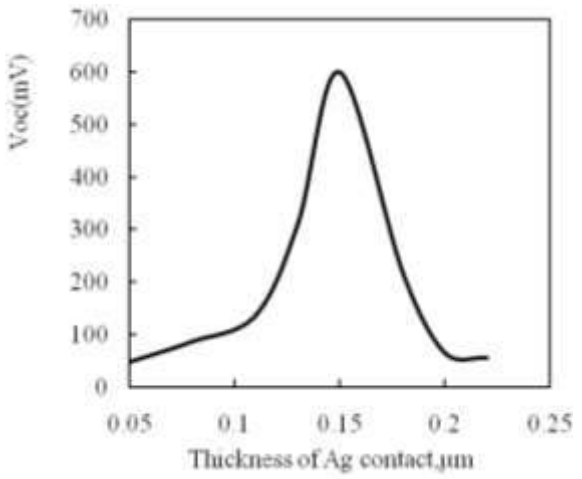


Fig.5
The open-circuit voltage versus of Ag contact thickness

It is seen that when the thickness of Ag contact is less than 0.15μm the structure shows poor sensitivity to humidity which is connected by poor conductivity of thin Ag layer after thermal treatment. At the thickness more than 0.15μm because of decreasing the amount of water molecules penetrating into porous silicon sensitivity to humidity decreases again.

It must be noticed that the structures displayed also a small photosensitivity. Under illumination the upper Ag contact charged negatively. The same polarity was observed for voltage under humidity. It is because of bending down the conduction band. The thickness of active region of structure (0.1μm), responsible for capacitance, which was estimated from capacity measurements is much smaller than the thickness of porous silicon (~ 10μm). This is an evidence of the fact that for humidity dependent voltage is responsible the depletion region in porous silicon. The energy band diagram of p-Si/PS-Ag structure calculated on the base of electrical parameters of p-Si, porous silicon and silver is shown in Fig.6.

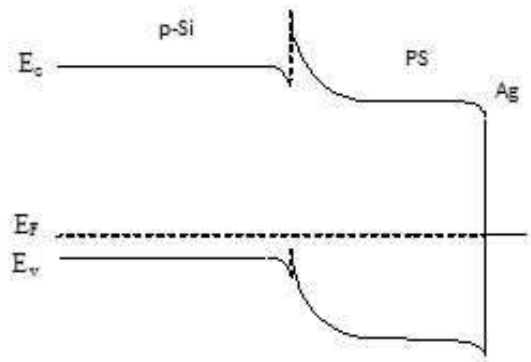


Fig.6
Energy band diagram of p-Si/PS-Ag structure

In this calculation for band gap width of PS is used E_g=1.4eV, which is obtained at porosity of 50% [14]. As can be seen the main depletion region is being formed at the p-Si/PS contact. Water molecules, penetrated into voids of PS, dissociate into H^+ and OH^- ions because of quantum size effects at the nano grains of PS. Silver atoms may play catalytic role in this process. And then H^+ ions separate from OH^-ions because of electrical field at the contact.

CONCLUSION

It was found that p-Si/PS-Ag structures demonstrate high sensitivity to humidity. The sensitivity is highly dependent on post

annealing conditions of porous silicon layers and the thickness of Ag contact. The open circuit voltage up to 650 mV was achieved when p-Si/PS-Ag structures were annealed at 300℃ for 30 minute and the thickness of Ag contact was about 0.15μm. It was calculated the energy band diagram of p-Si/PS-Ag structures that is in good agreement with obtained results

1. H.Saha, S.Dey, C.Pramanik, J.Das, T.Islam. Porous Silicon-Based Smart Sensors, Encyclopedia of Sensors, ed. C.A. Grimes, E.C. Dickey and M.V. Pisako, Americal Scientific Publishers, **8** (2006) 163-196.
2. E.Kayahan. Porous silicon based humidity sensor, Proceedings of 4th International congress APMAS 2014, Fethiye, Turkey, April (2014) 24-27.
3. T.Das, S.Dey, S.M.Hossain, Z.M.Rittersme, H.Saha. IEEE Sensors, Journal, **3-4** (2004) 414.
4. J.Das, S.M.Hossain, S.Chakraborty, H.Saha. Sensors and Actuators, A **94** (2001) 44.
5. S.J.Kim, S.H.Lee, C.J.Lee. Organic vapour sensing by current response of porous silicon layer, J. Phys. D., Appl. Phys., **34** (2002) 3505-3509.
6. K.Watanabe, T.Okada, L.Choe, Y.Sato. Organic vapour sensitivity in a porous silicon device, Sensors and Actuators B, **33** (1996) 194-197.
7. A.Motohashi, M.Rinike, M.Kawakami, H.Aoyagi, A.Kinoshita, A.Saton. Identification of water molecules in low humidity and possibility of quantitative gas analysis using porous silicon gas sensor, Jpn. J. Appl. Phys. Part-I, **35** (1996) 4253-56.
8. L.Pancheri, C.J.Oton, Z.Gaburra, L.Pavesi. Very sensitive porous silicon NO_2 sensor, Sensors & Actuators B: Chemical, **89-3** (2003) 237-239.
9. C.Baratto, E.Comini, G.Faglia, G.Sberveglieri, G.Di Francia, F.De Filippo, V.La Ferrara, L.Quercia, L.Lanullotti. Gas Detection with a porous silicon based sensors, Sensors and Actuators B, **65** (2000) 257-259.
10. T.E.Bell, P.T.Genissen, D.DeMunter, M.Kuhl. Porous Silicon as a Sacrificial Material, J. Micromech. Microeng, **6 (**1996) 361-369.
11. C.Pramanik, H.Saha. Piezoresistive Pressure sensing by Porous Silicon Membrane, IEEE Sensors Journal, **6-2** (2006) 301-309.
12. C.Pramanik, S.Banerjee, H.Saha, C.K.Sarkar. Piezoresistivity of Silicon Quantum well wire, Nanotechnology, **17** (2006) 3209-3214.
13. T.D.Dzhafarov, A.M.Pashaev, B.G.Tagiev. Influence of silver nanoparticles on the hotovoltaic parameters of silicon solar cells, Advances in Nano Research, **3 (**2015) 133-141.
14. T.D. Dzhafarov. Solar Cells - Research and Application Perspectives, Silicon Solar Cells with Nanoporous Silicon Layer, Germany, (2013) 27-57.

RÜTUBƏTƏ HƏSSAS MƏSAMƏLİ SİLİSİUM

T.C. CƏFƏROV, Ş.S.ASLANOV, Ş.X.RƏHİMOV, A.F.NƏBİYEVA, A.Q.XƏLİLOVA, M.S.SADIQOV

Məqalədə rütubətə həssas p-Si/PS-Ag quruluşları haqqında məlumat verilir. Termik emalın temperaturu və müddətinin p-Si/PS-Ag quruluşlarının açiq dövrə gərginliyinin nəmlikdən asılılığına təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, rütubətdən asılı olan açiq dövrə gərginliyinin maksimum qiyməti (~650 mV) 350°C temperaturda 30 dəqiqə müddətində termik emala məruz qalmış p-Si/PS-Ag quruluşlarında müşahidə edilir. Müəyyən edilmişdir ki, gümüş contaktının optimal qalınlığı 0,15 μm-dir. p-Si/PS-Ag quruluşlarının nəticələrlə uzlaşan enerji zona diaqramı çəkilmişdir.

ВЛАГОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ

Т.Д.ДЖАФАРОВ, Ш.С.АСЛАНОВ, Ш.Х.РАГИМОВ, А.Ф.НАБИЕВА, А.Г.ХАЛИЛОВА, М.С.САДЫГОВ

В работе сообщается о p-Si/PS-Ag структурах чувствительных к влаге. Было исследовано влияние времени и температуры последующих термообработок готовых структур на напряжения холостого хода под влагой. Показано, что максимум напряжения холостого хода (достигающего 650mV) получается у струтур, подвергнутых термообработке при 350°C в течении 30 минут. Определено, что оптимальное значение толщины серебряного контакта достигает 0,15μm. Построена энергетическая зонная диаграмма p-Si/PS-Ag структур, которая хорошо согласуется с полученными результатами.

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ НАРУШЕННОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ КРИСТАЛЛОВ ТВЕРДОГО РАСТВОРА p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ НА ИХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Т.Д.АЛИЕВА, Г.Д.АБДИНОВА, Н.М.АХУНДОВА*, С.З.ДЖАФАРОВА*, Д.Ш.АБДИНОВ

Институт физики НАН Азербайджана,
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 131
*Азербайджанский Государственный Экономический Университет**
AZ 1001, г. Баку, ул. Истиглалият, 6
tunzalaaliyeva@mail.ru

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

Ключевые слова: твердый раствор, шлифовка, травление, нарушенный слой, электроэрозионная резка, термоэлектрические свойства.

РЕФЕРАТ

Показано, что нарушенный поверхностный слой, образовавшийся на поверхности образцов, вырезанных из слитков кристаллов твердого раствора p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$, значительно (до ~17%) снижает их термоэлектрическую эффективность. Установлено, что наилучший результат по восстановлению термоэлектрической эффективности достигается при обработке поверхностей образцов электрохимическим травлением.

ВВЕДЕНИЕ

Твердые растворы систем Bi_2Te_3-Sb_2Te_3, в частности, состав $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ применяется в качестве p-ветвей термоэлементов термоэлектрических преобразователей [1,2]. При этом, во многих случаях эти ветви изготавливаются методом электроэрозионной резки из монокристаллических слитков, полученных направленной кристаллизацией. Рентгеновские исследования показали, что при резке кристаллов твердого раствора $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ на образцах и ветвях термоэлементов на поверхности среза возникает нарушенный слой толщиной 15÷20мкм, отличающийся от кристалла по составу и структуре [3]. Вероятно, что такие нарушенные слои будут отличаться и по термоэлектрическим свойствам. Поэтому термоэлектрические параметры образцов с нарушенными поверхностными слоями не будут соответствовать истинным параметрам, свойственным кристаллам твердого раствора $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$. Приведенные в работах [4,5] данные подтверждают это. Для выявления закономерности и механизма влияния указанного нарушенного поверхностного слоя на термоэлектрические свойства образцов твердого раствора $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и установления оптимального метода снятия этого слоя с поверхности образца (ветвей) в данной работе исследовано влияние различных способов обработки образцов, вырезанных из слитков кристаллов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$, на их электропроводность σ, коэффициент термоэдс α, теплопроводность χ в интервале температур 77÷300К.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Составы синтезировались прямым сплавлением исходных компонентов в вакуумированных до 10^{-2}Па кварцевых ампулах. Исходными компонентами служили висмут марки ВИ-0000, сурьма марки Су-000, теллур марки Т-3 (дополнительно очищенный от примесей методом зонной плавки). Слитки монокристаллов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ были получены из синтезированного состава методом направленной кристаллизации.

Электрические параметры и теплопроводность измеряли вдоль длины образца (слитка) в интервале температур 77÷300К методами, описанными в [6].

Из кристаллических слитков на электроэрозионной установке для исследования вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов с размерами 12х6х3мм. Измерения указанных параметров проводили на образцах непосредственно после их резки из слитков и на этих же образцах после обработки их поверхностей механической шлифовкой, химическим или электрохимическим травлением, соответственно. При механической обработке боковые и торцевые поверхности образцов шлифовали алмазной пастой АСМ-10/7 до полного удаления нарушенного слоя, образовавшегося при резке. В случае химического травления в качестве травителя использовали раствор $HCl:HNO_3$ (1:1). Травление проводили при ~25÷30^{0}С в течение 90 секунд. Обработку поверхностей образцов электрохимическим травлением осуществляли на специальной установке в растворе $KOH+C_4H_6O_6+H_2O$ (взятых в определенном соотношении) при ~25÷30^{0}С в течение 40 секунд. Оптимальные значения времени травления установлены экспериментально.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерений представлены на Рис.1. Видно, что обработка поверхности образцов не меняет характера температурных зависимостей электропроводности, коэффициентов термоэдс и теплопроводности, а также термоэлектрической эффективности, рассчитанной по

$$Z=\frac{\alpha^2\sigma}{\chi}.$$

Однако численные значения этих параметров после обработки претерпевают определенные изменения. При этом параметр $\alpha^2\sigma$ после обработки поверхностей образцов всегда больше, чем до обработки. Это и является, в основном, причиной роста термоэлектрической эффективности Z образцов при обработке.

Таблица 1.

Изменение электропроводности (σ/σ_0), коэффициента термоэдс (α/α_0), параметра ($\alpha^2\sigma/\alpha_0^2\sigma$), общей теплопроводности (χ/χ_0), электронной ($\chi_э/\chi_{э0}$) и решеточной ($\chi_р/\chi_{р0}$) составляющих теплопроводности, термоэлектрической добротности (Z/Z_0) образцов, твердого раствора $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ при обработке их поверхностей (все величины с индексом 0 измерены до обработки поверхности)

Метод обработки	T,K	σ/σ_0	α/α_0	$\alpha^2\sigma/\alpha_0^2\sigma$	χ/χ_0	$\chi_э/\chi_{э0}$	$\chi_р/\chi_{р0}$	Z/Z_0
Механическая шлифовка	77	1,12	0,94	1,00	1,03	1,13	1,00	0,97
	300	1,33	0,95	1,20	1,11	1,34	1,00	1,09
Химическое травление	77	0,99	1,02	1,05	1,00	0,99	1,00	1,05
	300	1,05	0,99	1,03	1,02	105	1,00	1,00
Электрохимическое травление	77	1,17	1,09	1,40	1,17	1,17	1,00	1,33
	300	1,23	1,01	1,26	1,20	1,20	1,00	1,17

В Таблице1 представлены значения изменения основных термоэлектрических параметров образцов кристаллов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ после обработки их поверхностей вышеуказанными способами.

Из этих данных следует, что при обработке поверхностей образцов параметры $\alpha^2\sigma$ и Z растут. При этом в большинстве случаев рост $\alpha^2\sigma$ и Z, в основном, обусловлен ростом электропроводности.

При обработке образцов кристаллов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ малое по сравнению с σ изменение претерпевает их теплопроводность.

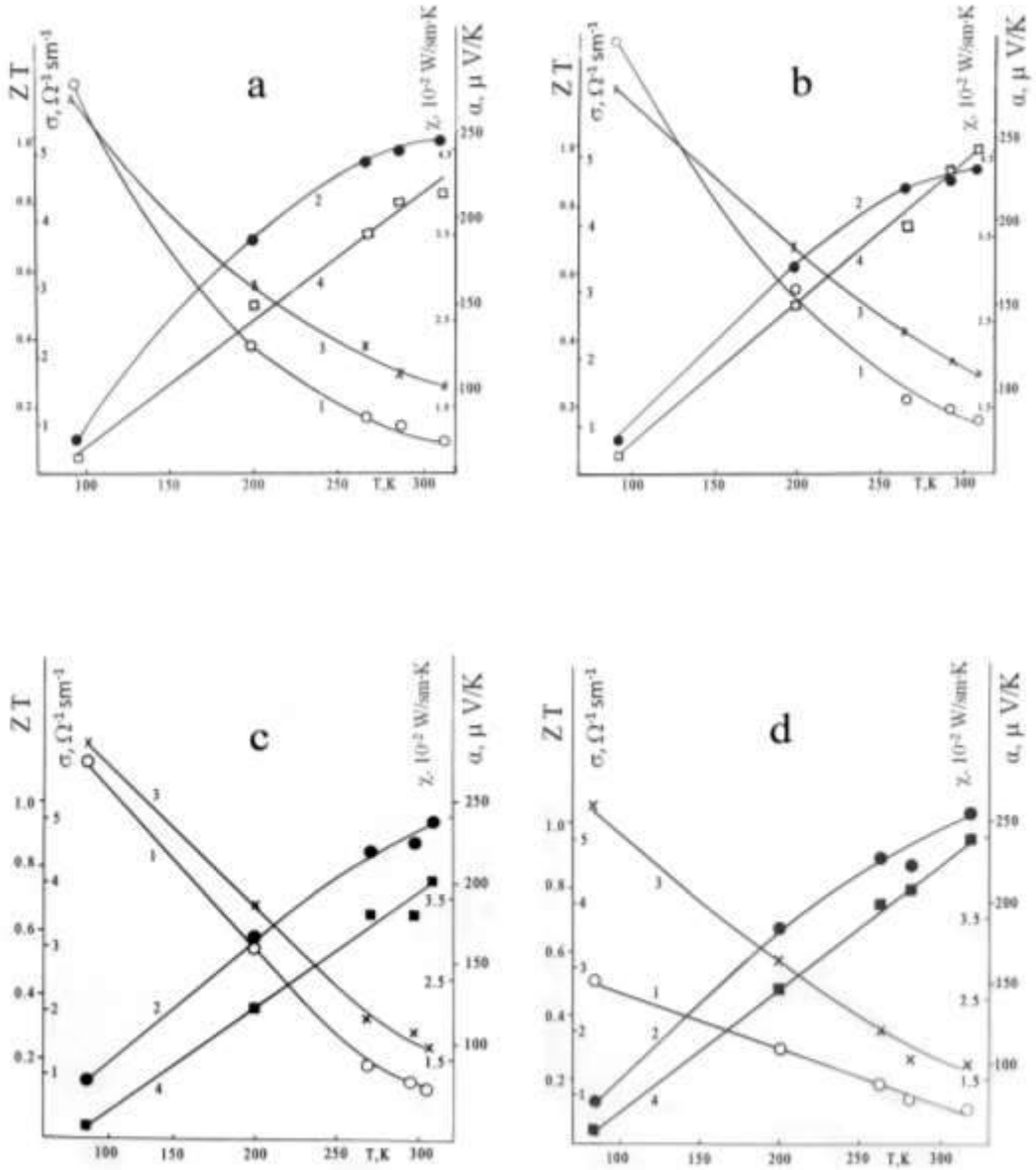


Рис. 1

Температурные зависимости электропроводности (1), коэффициента термоэдс (2) теплопроводности (3) и термоэлектрической эффективности (4) кристаллов твердых растворов до (a) и после обработки поверхности механической шлифовкой (b), химическим (c) и электрохимическим (d) травлением.

Теплопроводность полупроводника в области примесной проводимости в случае, когда он непрозрачен в инфракрасной области, можно выразить в следующем виде

$$\chi = \chi_p + \chi_э,$$

где χ_p и $\chi_э$ - решеточная и электронная составляющие теплопроводности, соответственно.

Для параболической зоны в случае произвольного вырождения и упругого рассеяния носителей заряда

$$\chi_э = L\sigma T = A(k_0/e)^2\sigma T,$$

где χ - общий, измеренный коэффициент теплопроводности, σ - электропроводность образца при данной температуре T, $L=A(k_0/e)^2$ - число Лоренца, k_0 - постоянная Больцмана, e - заряд электрона. Значение A оценено из экспериментальных значений коэффициента термоэдс (α) по кривой

$$A = f(\alpha)\ [7].$$

При резке кристаллов твердого раствора $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ на поверхности среза возникает нарушенный слой толщиной 15÷20мкм [3,4]. Методом поэтапного травления и рентгеновским исследованием изучена структура и глубина нарушенного слоя, возникающего при электроискровой резке вдоль оси образцов слитка $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$. Выяснено, что нарушенный слой с большей вероятностью состоит, в основном, из двух отличающихся по составу подслоев: подслоя, образующегося за счет плавления и частичного сгорания полупроводникового материала при электроискровой резке и закалке жидкой фазы, сильно загрязненного продуктами электродов и диэлектрической среды и подслоя, образующегося за счет деформации поверхности образца при резке, приводящей к фрагментации кристаллов, изгибу атомных плоскостей и образованию поликристаллических участков на поверхности. Поликристаллические нарушенные слои могут сильно отличаться от образца по структуре, составу и, следовательно, по электрическим свойствам. Низкоомные (или высокоомные) по сравнению с исходным материалом поверхностные слои могут привести к искажению при определении суммарной проводимости и термоэдс образца, что хорошо согласуется с наблюдаемой корреляцией между изменениями α и σ при обработке поверхности образцов. Действительно, в [8] показано, что поверхностная проводимость обработанных образцов кристаллов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ в несколько раз ниже, чем необработанных образцов этого состава.

Как следует из данных Таблицы 1, при обработке образцов малое по сравнению с электропроводностью σ изменение претерпевает коэффициент теплопроводности χ. Причем изменение теплопроводности происходит, в основном, за счет изменения ее электронной составляющей. Это также свидетельствует о том, что возникающий при резке нарушенный слой изменяет только свойства поверхности образцов.

Из Таблицы1 также следует, что лучшие результаты получаются в случае обработки поверхности образцов электрохимическим травлением. В этом случае рост термоэлектрической эффективности Z исследованных образцов при обработке их поверхностей достигает ~17% при 300К. Понятно, что с уменьшением геометрических размеров образцов (термоэлементов) влияние поверхностного нарушенного слоя на их термоэлектрическую эффективность будет значительно расти.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что нарушенный слой, образующийся на поверхности образцов кристаллов (ветвей термоэлементов) твердого раствора p- $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ при их изготовлении методом электроэрозионной резки из слитков, значительно снижает их термоэлектрическую эффективность. Выяснено, что это обусловлено, в первую очередь, высокой проводимостью поверхностного нарушенного слоя, образующегося при электроэрозионной резки по сравнению с проводимостью самого кристалла. Установлено, что наилучший результат роста термоэлектрической эффективности образца достигается при обработке поверхности образца электрохимическим травлением.

1. Б.М.Гольцман, В.А.Кудинов, И.А.Смирнов. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3. М., Наука, (1972) 320.
2. А.Л.Вайнер. *Каскадные термоэлектрические источники холода.* М.: Сов. Радио, (1976) 137.
3. М.Г.Дик, Л.Н.Рыбина, А.А.Дубровина, Д.Ш.Абдинов. *Структура и адгезионные свойства поверхности образцов твердых растворов на основе теллуридов висмута после резки, Неорган. материалы,* **24** (1988) 688-690.
4. Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов, Э.Ю.Салаев. *Влияние обработки поверхностей термоэлектрических материалов на свойства термоэлементов, изготовленных из твердых растворов систем Bi_2Te_3-Sb_2Te_3 и Bi_2Te_3- Bi_2Se_3, Неорган.материалы,* **17** (1981) 1773-1776.
5. Т.Д.Алиева, Н.М.Ахундова, Б.Ш.Бархалов, Д.Ш.Абдинов. *Влияние обработки*

поверхностей кристаллов твердых растворов систем Bi_2Te_3-Sb_2Te_3 и Bi_2Te_3- Bi_2Se_3 на их термоэлектрические свойства, Неорган. материалы, **27** (1991) 865-866.

6. А.С.Охотин, А.С.Пушкарский, Р.П.Боровикова, В.А.Симонов. *Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразователей, М.: Наука,* (1974) 168.
7. В.С.Оскотский, И.А.Смирнов. *Дефекты в кристаллах и теплопроводность,* Л.: Наука, (1972)160.
8. Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафаев, Н.Г.Садигов, Д.Ш.Абдинов. *Структура и электрические свойства поверхности образцов монокристаллов твердых растворов $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ и $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$, Неорган. материалы,* **34** (1998) 808-810.

p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ BƏRK MƏHLULU KRİSTALLARI NÜMUNƏLƏRİNİN SƏTH POZULMUŞ TƏBƏQƏLƏRİNİN ONLARIN TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRINƏ TƏSİRİ

T.C.ƏLIYEVA, G.C.ABDINOVA, N.M.AXUNDOVA, S.Z.CƏFƏROVA, C.Ş.ABDINOV

Göstərilmişdir ki, p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ bərk məhlulu kristallarından kəsilmiş nümunələrin pozulmuş səth təbəqələrin onların termoelektrik effektivliyini ~17% azaldır. Müəyyən edilib ki, nümunənin termoelektrik effektivliyinin bərpasına onun səthini elektrokimyəvi işləməklə nail olunur.

EFFECT OF THE DISTURBED SURFACE LAYERS OF p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ SOLID SOLUTION CRYSTAL SAMPLES ON THEIR THERMOELECTRIC PROPERTIES

T.C.ALIYEVA, G.C.ABDINOVA, N.M.MUSTAFAYEV, S.Z.CAFAROVA, C.Sh.ABDINOV

It has been shown that the disturbed surface layers of samples cutted from p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ solid-solution crystals reduced their thermoelectric efficiency by 17%. It has been found that recovery of the thermoelectric efficiency of the samples has been achieved by their electrochemical surface treatment.

Редактор:проф. Г.Аджаров

УДК 536.21

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ InSb, ЛЕГИРОВАННОГО МАРГАНЦЕМ

И. Х.МАМЕДОВ*, Р.Н.РАГИМОВ, А.А.ХАЛИЛОВА, Д.Г.АРАСЛЫ

*Национальная академия авиации Азербайджана**
AZ 1045, Баку, пос. Бина, 25-км
Институт физики НАНАзербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида,131
rashad@physics.ab.az

Получена: 05.01.2017
Принята к печати: 26.01.2017

РЕФЕРАТ.
Исследованы температурная и концентрационная зависимости теплопроводности и электропроводности и термоэдс InSb, легированного марганцем. Наблюдаемая добавочная теплопроводность выше дебаевской температуры связана с резонансной передачей энергии ионизации примесных состояний. Показано, что повышение термоэдс в области низких температур может быть обусловлено как увлечением дырок фононами, так и влиянием магнитного упорядочения.

Ключевые слова: теплопроводность, термоэдс, магнитная примесь, резонансная передача энергии

ВВЕДЕНИЕ

На протяжение нескольких десятилетий исследуются разбавленные магнитные полупроводники (РМП), в частности, на основе соединений элементов III-V групп, легированных 3d-переходными элементами, являющиеся перспективными материалами для спинтроники. Магнитные примеси - переходные 3d - металлы в полупроводнике сохраняют полностью или частично локализованные магнитные моменты. Сильное взаимодействие электронов магнитных примесей между собой, а также с электронами незаполненных оболочек приводит к особенностям физических свойств этих соединений.

В литературе широко изучены электрические и магнитные свойства РМП на основе соединений III-V групп с переходными 3d-металлами, однако нет достаточных сведений о тепловых свойствах, в частности, о теплопроводности. Исследование тепловых свойств позволило бы выявить, в частности, влияние спин-фононного взаимодействия на теплопроводность. С другой стороны, эти исследования представляет и практический интерес.

В данной работе представлены результаты исследования температурной и концентрационной зависимости теплопроводности, электропроводности и термоэдс InSb, легированного марганцем.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ

Образцы антимонида индия, легированного марганцем, синтезированы прямым сплавлением исходных компонент при 1070К в течении четырех часов. Полученные образцы были p-тип проводимости с концентрацией дырок $3.1x10^{18}см^{-3}$, $7.8x10^{18}см^{-3}$, $1.6x10^{19}см^{-3}$.

Температурная зависимость теплопроводности в области температур 80÷450К измерена абсолютным стационарным методом и для исключения потерь тепла излучением при высоких температурах также и методом светового импульсного нагрева на установке, описанной в [1]. Электрические свойства измерены четырехзондовым методом.

На Рис.1 представлены температурные зависимости теплопроводности *K(T)* InSb, легированного марганцем. Наблюдаемое на Рис.1 уменьшение теплопроводности с увеличением концентрации носителей заряда, т.е. добавочное тепловое сопротивление, обусловленное рассеянием фононов на примесях, неоднократно обсуждено нами и

другими авторами при исследовании теплопроводности InSb, легированного различными примесями [2-4]. Обращает на себя внимание стремление K_{exp} легированных образцов к насыщению выше температуры 350К. С ростом концентрации марганца численное значение ΔK_{exp} увеличивается, а начало увеличения смещается в область более низких температур. Это четко видно на температурной зависимости теплового сопротивления W (вставка Рис.1). Полученная добавочная теплопроводность ΔK_{exp} составляет около 29% K_{exp} для образца с $p=1.6.10^{19}$см$^{-3}$.

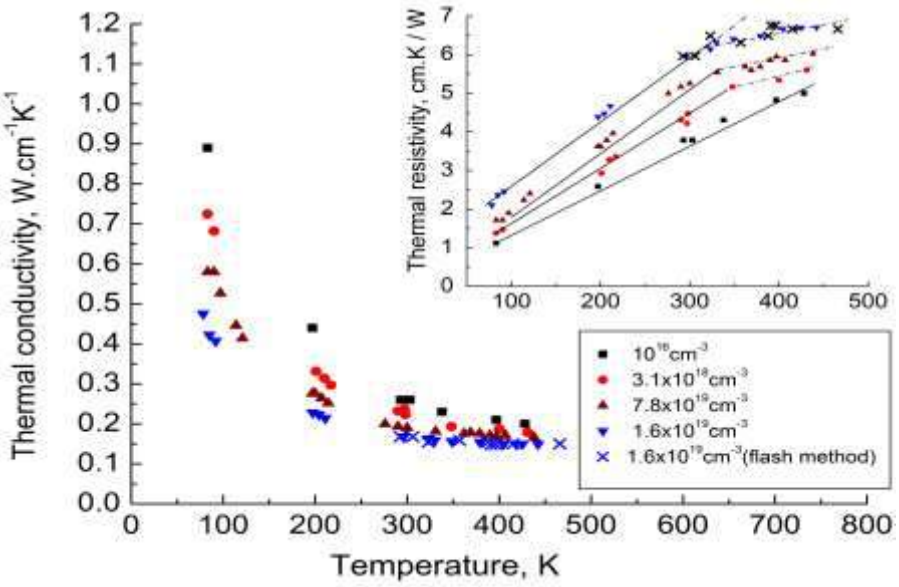


Рис.1

Температурная зависимость теплопроводности InSb<Mn> при разных концентрацях. На вставке температурная зависимость теплосопротивления тех же образцов.

Известно, что в полупроводниках тепло, в основном, переносится носителями заряда K_{el} и фононами K_f : $K_{exp}= K_{el}+K_f$. При определении электронной доли теплопроводности K_{el} в InSb<Mn> необходим учёт зонной структуры InSb. Известно, что валентная зона InSb расщеплена на подзону тяжелых и легких дырок, касающихся в точке k=0, и подзону, обусловленную спин-орбитальным взаимодействием. Зона тяжелых дырок параболична, а легких - непараболична, концентрация тяжелых дырок на 2 порядка больше, чем легких. Поэтому теплопроводность K_{el}, обусловленная носителями заряда, расчитана в рамках теории, справедливой для двухзонной модели, согласно которой [15]

$$K_{el} = K_1 + K_2 + K_{1-2} = \\ = L_1\sigma_1 T + L_2\sigma_2 T + \frac{T\sigma_1\sigma_2}{\sigma_1+\sigma_2}(|\alpha_1| - |\alpha_2|)^2, \quad (1)$$

где L, σ, α -число Лоренца, электропроводность и термоэдс, индексы 1 и 2 относятся, соответственно, к тяжелым и легким дыркам.

K_{el} расчитана по закону Видемана-Франца, число Лоренца L_1 для тяжелых дырок в предположении вырождения электронного газа и рассеяния тяжёлых дырок на ионизированных примесях, а L_2 - для легких дырок и с учетом непараболичности зоны. При расчетах доли теплопроводности K_{1-2}, обусловленной межзонным переходом, также учтены квадратичная дисперсия и сильное вырождение зоны тяжелых дырок,

непараболичность зоны легких дырок и неупругость характера взаимодействия. Необходимые параметры взяты из [5,6]. Оценка показала, что даже для образца с $p=1.6.10^{19}$см$^{-3}$ при 450К теплопроводность, обусловленная носителями заряда, пренебрежимо мала, меньше 4% K_{exp}, а измеренная теплопроводность в рассматриваемом интервале температур соответствует фононной. Для количественного анализа фононной теплопроводности при температурах выше дебаевской θ (для InSb θ=202К), когда возбуждены практически все колебательные ветви, необходим учёт конкретного вида спектра и детальное рассмотрение межфононных взаимодействий. Расчет фононной теплопроводности проведен по модели Холанда [7]. Эта модель успешно применена для объяснения $K_f(T)$ соединений элементов III-V групп [8,9], Ge [10] и Si [11]. Проведенный ранее нами количественный анализ фононной теплопроводности соединений элементов III-V групп (GaAs, GaSb, InSb, InAs) с использованием различных релаксационных соотношений продольных и поперечных акустических ветвей трехфононных процессов показал, что при T>θ основной вклад в теплопроводность решетки вносят поперечные акустические фононы [12]. Основываясь на этом при анализе экспериментальных данных фононная теплопроводность InSb<Mn> вычислена по следующей формуле:

$$K_f = \frac{k}{3\pi^2 v}\int_{\omega_1}^{\omega_2}\tau_c \frac{\hbar^2\omega^2}{k^2T^2}\frac{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right)}{\left(\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right)-1\right)^2}\omega^2 d\omega, \quad (2)$$

где ω_1 и ω_2- частоты низких и высокочастотных поперечных акустических фононов на границе Брюллиэна, v-групповая скорость, τ_c- общее время релаксации рассеяния фононов. При учете рассеяния фононов на точечных дефектах и трехфононных нормальных процессов N и процессов переброса U

$$\tau_C^{-1} = A\omega^4 + B_{TU}\omega T^4 + B_{TN}\omega T + B_{TU}\frac{\omega^2}{sh\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right)}, \quad (3)$$

параметры B_{TN}, B_{TU} взяты из [12].

При легировании InSb марганцем в работе [13] показано, что Mn^{+2} занимает позиции индия и отмечены возможности образования примесно-вакансионных комплексов. Поэтому при вычислениях параметра рассеяния фононов на примесях A по формуле Клеменса учтено изменение плотности при замещении индия марганцем

$$A = \frac{V_0 f}{4\pi\bar{v}^3}\left(\frac{\Delta M}{\overline{M}}\right)^2, \quad (4)$$

здесь $\Delta M = M_{In} - M_{Mn}$, $\overline{M} = \frac{M_{In}+M_{Mn}}{2}$, $\bar{v} = \frac{1}{3}v_L + \frac{2}{3}v_T$ - средная скорость фононов, f–атомная доля, V_0 - атомный объем.

Результаты расчета K_f по формуле (2) для образца с $p=1.6.10^{19}$см$^{-3}$ представлены на Рис.2 (кривая 1) в сопоставлении с экспериментальными данными. Видно, что, начиная с температуры 350К, экспериментальные точки ложатся выше расчетной кривой K_f. Это указывает на заметный вклад добавочной теплопроводности. Одной из возможных причин ее появления может быть резонансная передача энергии ионизации примесных состояний. Появление теплопроводности, обусловленной резонансной передачей энергии, теоретически было предсказано в работах Кошино и Андо [14]. При наличии одновременно нескольких примесных (донорных или акцепторных) уровней в запрещенной зоне из-за межэлектронного взаимодействия между носителями на донорных уровнях и в зоне проводимости происходит резонансный переход, при котором электрон с донорного уровня возбуждается в зону проводимости и одновременно другой электрон из зоны проводимости захватывается свободным донором. Вследствие этого происходит передача энергии ионизации от одного донорного состояния в

другое и при градиенте температуры возникает перенос излишка энергии в направлении понижения температуры. В [14] приведены формулы коэффициента теплопроводности для разных областей проводимости в предельных случаях: $a>>\beta$ и $a<<\beta$, где a- боровский радиус, β - параметр экранировки. Следует отметить, что этот механизм чувствителен к концентрации примесей, не осуществляется как при малых концентрациях, так и при больших с образованием примесной зоны.

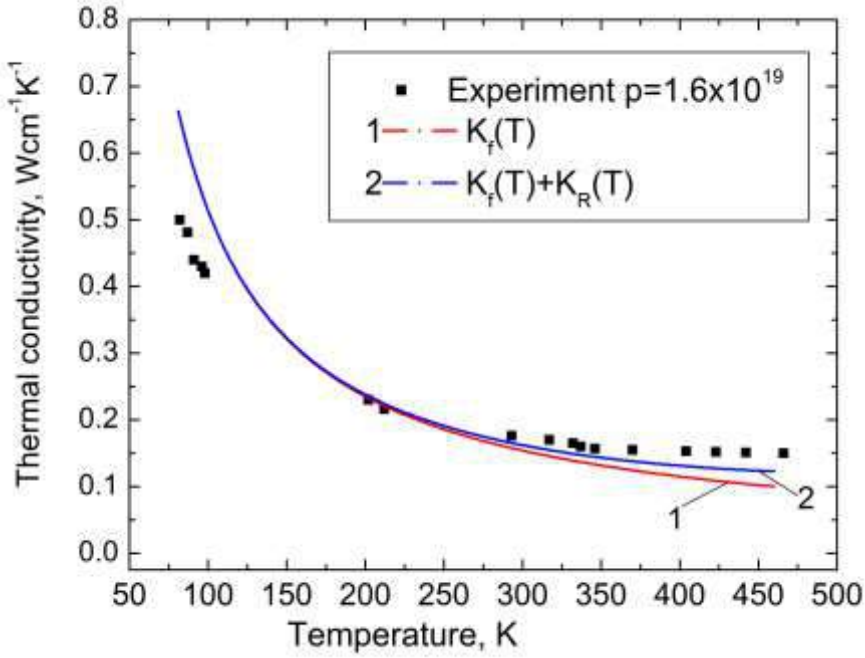


Рис.2

Температурная зависимость теплопроводности InSb<Mn> с $p=1.6\times10^{19}$см$^{-3}$ и расчетные кривые: 1-по формуле (2); 2- по формуле (5).

Согласно оценкам авторов, в Ge и InSb возможна резонансная передача энергии ионизации примесных состояний K_R в область примесной проводимости. Однако эксперименты, подтверждающие выводы теории, отсутствуют. На возможность наблюдения такого механизма в соединениях на основе редкоземельных элементов, в которых роль примесных центров играют сильно локализованные f-уровни, указано в работе [15]. По-видимому, при легировании амфотерными примесями также можно наблюдать этот механизм. Действительно, экспериментально установлено, что в InSb при легировании марганцем кроме мелких акцепторных уровней образуется и глубокий уровень [16]. Следует отметить, что нет единого мнения относительно положения примесного уровня 3d-металлов в соединениях элементов III-V групп. Большой коэффициент диффузии примеси марганца приводит к расхождению данных, полученных при различных условиях эксперимента. В частности, полагают, что примесный уровень Mn находится между валентной зоной и зоной проводимости исходного полупроводника [16]. В работе также отмечено, что атомы марганца в InSb, заменяя атомы индия, приобретают электронную конфигурацию $3d^4$ и создают акцепторные уровни, расположенные на 0.028eV выше потолка валентной зоны. При увеличении степени легирования из-за взаимодействия между примесями зазор между уровнем и зоной

уменьшается. Вблизи комнатной температуры атомы марганца находятся в зарядовом состоянии $Mn^{2+}(3d^5)$, которое с понижением температуры меняется на $Mn^{3+}(3d^4)$.

Как следует из температурной зависимости электропроводности образца InSb<Mn> с $p=1.6.10^{19}$см$^{-3}$ (Рис.3) интервал температур, при котором увеличивается теплопроводность (Рис.1), соответствует примесной области проводимости. Поэтому оценка $K_R(T)$ проведена для области примесной проводимости по формуле [14]

$$K_R = 9.5*10^{-2}\left(\frac{m_0}{m_i}\right)\varepsilon_\infty^{1/2} n_d^{5/4} T^{5/8} \cdot \cdot\left(E_d^2 + 4E_d k_B T + 6k_B^2 T^2\right)e^{-E_d/k_B T}, \quad (5)$$

где m_0- масса электрона, m_i - эффективная масса носителей заряда на локальном уровне, n_d-концентрация локальных уровней, E_d-энергия локального уровня, k_B-постоянная Больцмана. При расчетах величины E_d и ε_∞ соответственно равны 0.02 и 17eV. Оценка показала, что резонансная передача тепла составляет 60%, ΔK_{exp}. На Рис.2 приведена температурная зависимость теплопроводности $K(T)$ для этого же образца в сопоставлении с экспериментом

$$K(T) = K_f(T) + K_R(T). \quad (5)$$

Наблюдаемое различие величин между экспериментом и расчетом, по-видимому, связано с неточностью учета величины энергии локального уровня E_d для марганца в InSb. Несмотря на это наличие концентрационной зависимости ΔK_{exp} и заметный вклад K_R в общую теплопроводность K дает возможность предположить, что наблюдаемая на эксперименте добавочная теплопроводность ΔK_{exp} для InSb<Mn> связана с резонансной передачей тепла.

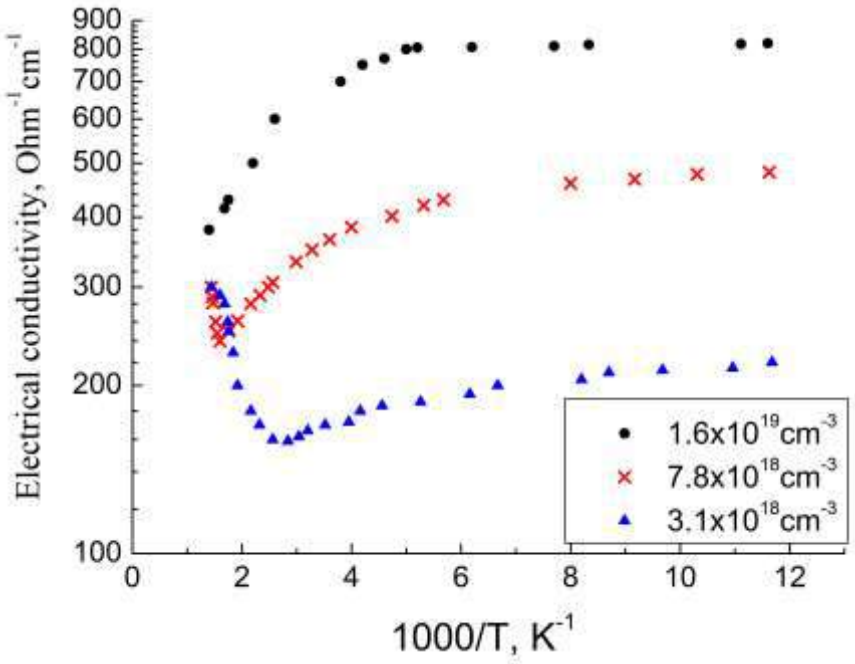


Рис.3
Температурная зависимость электропроводности InSb<Mn>.

Температурная зависимость термоэдс α исследуемых образцов представлена на Рис.4. Диффузионная термоэдс вычислена для полупроводников с вырожденными носителями заряда по формуле:

$$\alpha_d = \frac{k_B}{e}\left(\frac{F_{r+2}(\eta)}{F_{r+1}(\eta)} - \eta\right), \quad (6)$$

где η-химический потенциал, r-параметр рассеяния носителей заряда, $F_{r+2}(\eta)$ и $F_{r+1}(\eta)$-однопараметрические интегралы Ферми. При вычислении α_d(T) учтено рассеяние дырок на ионизованных примесях (сплошные линии на Рис.4). Выше T>160K наблюдается типичная зависимость *α(T)* и *α(n)*, характерная для полупроводника при сильном выраждении. Однако в области низких температур появляется особенность в *α(T)* (Рис.4). Сравнение экспериментальных и рассчетных данных показывают, что при высоких температурах α_{exp} и α_d близки, а с понижением температуры наблюдается повышение α_{exp}. Наблюдаемый положительный вклад в термоэдс имеет вид кривой с максимумом. Такое поведение термоэдс было наблюдено в полупроводниках с магнитными примесями при исследовании $Ga_{0/945}Mn_{0/055}As$ в работе [17]. Авторы это связывают с влиянием магнитного упорядочения на термоэдс. Предполагаем, что причиной увеличение термоэдс InSb, легированного марганцем, при T<160K может быть как увлечение дырок фононами, так и ферромагнитный вклад в термоэд.

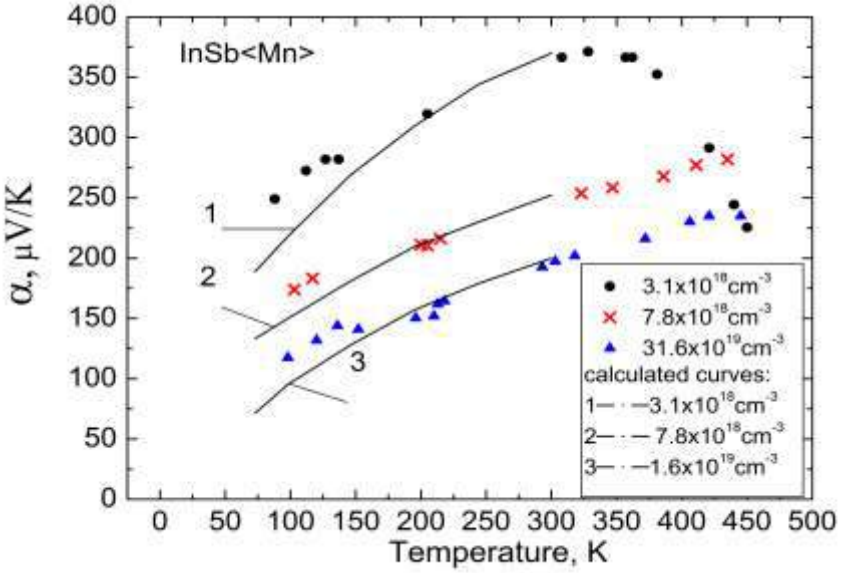


Рис.4

Температурная зависимость термоэдс InSb<Mn>, кривые 1, 2, 3 – расчетные по формуле (6).

Таким образом, результаты анализа теплопроводности InSb, легированного марганцем, указывают на необходимость учета в числе прочих причин и вклада теплопроводности, обусловленого резонансной передачей энергии ионизации примесных состоянии в *K(T)* в области температур T>θ. Температурная зависимость термоэдс в исследованной области концентраций указывает на заметный вклад эффекта увлечения дырок фононами и влияние магнитного упорядочения на термоэдс.

1. М.И.Алиев, Д.Г.Араслы, Р.Э.Гусейнов. Измерение температуропроводности полупроводников методом светового импульса, ИФЖ, **22** (1972) 1056-1061.
2. М.И.Алиев, Г.Т.Ахмедли, Исследование теплопроводности арсенида галлия и антимонида индия. Изв.АН Азерб ССР, сер. ф.-т.-м. н., №4 (1968) 95-99.
3. А.Т.Лончаков, В.И.Соколов, Н.Б.Груздев. Особенности фононной теплопроводности полупроводников в II-YI содержащих ионы 3d-переходных металлов, ФТТ, **47** (2005) 1504-1506.
4. М.И.Алиев, Д.Г.Араслы, Р.Н.Рагимов, Р.М.Джаббаров. Особенности теплопроводности InSb с примесью марганца, ВИНИТИ (1987) 7.
5. М.И.Алиев, Ф.М.Гашимзаде, Р.М.Джаббаров. Влияние анизотропии изоэнергеических поверхностей тяжелых дырок на коэффициент Холла в p- InSb. Доклады АН Азербайджана, **33**, №9 (1977) 15-18.
6. М.И.Алиев, С.А.Алиев, С.Г.Абдинова, Ф.М.Гашимзаде. Кинетические явления в сильнолегированном p-InSb, ФТП, **8** (1974) 1544-1548.
7. M.G.Holland. Phonon scattering in semiconductors from thermal conductivity studies. Phys.Rev. **134**, no2A (1964) 471-480; Analysis of thermal conductivity, Phys. Rev. B, **3** (1971) 3575-3576.
8. G.M.Bhandari, G.S.Verma. Role of longitudinal and transverse phonons in lattice thermal conductivity of GaSb and InSb, Phys. Rev., **140** (1965) A2101-2104.
9. G.S.Verma, G.M.Bhandari, Y.P.Joshi. Longitudinal and transverse phonons in the lattice thermal conductivity of Ge, GaAs and InSb, Phys. Rev. B, **5** (1971) 3574-3575.
10. P.C.Sharma, K.S.Dubey, G.S.Verma. Phonon conductivity of Ge in the temperature range 2-1000K, Phys. Rev. B, **3** (1971) 1965-1991.
11. K.S.Dubey, G.S.Verma. Lattice thermal conductivity of Si in the temperature range 2-1000K, Phys. Rev. B, 7 (1973) 2879-2882.
12. М.И.Алиев, Д.Г.Араслы, Р.Э.Гусейнов, З.А.Джафаров. Фононная теплопроводность соединений A^3B^5 при высоких температурах, Кн. Некоторые вопросы эксперименталной и теоретической физики, Элм, Баку, (1977).
13. Н.Н.Лобанов, А.Д.Изотов, О.Н.Пашкова, В.П.Саныгин. Вхождение Mn, Zn и Cd в кристаллическую решетку антимонида индия, Неорг. Матер., **50** (2014) 585-590.
14. S.Koshino, T.Ando. Resonance Transfer of Ionization in Semiconductors, J. Phys. Soc. Japan, **15** (1960) 1538; **16** (1961) 1151-1157.
15. И.А.Смирнов, В.И.Тамарченко. Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках, Наука, (1977) 151.
16. Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями, Москва, Металлургия, (1987) 292.
17. М.В.Радченко, Г.В.Лашкарёв. Термоэлектродвижущая сила как высокоинформативное средство характеризации полупроводников, Термоэлектричество, №3 (2010) 26-41.

MANQANLA AŞQARLANMIŞ InSb BİRLƏŞMƏSİNİN İSTİLİK KEÇİRİCİLİYİNDƏKİ XÜSUSİYYƏTLƏR

İ.X.MƏMMƏDOV, R.N.RƏHIMOV, A.Ə.XƏLILOVA, D.H.ARASLI

Manqanla aşqarlanmış InSb birləşməsində istilik və elektrik keçiriciliyin, termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur və konsentrasiyadan asılılığı tədqiq olunub. Debay temperaturundan yuxarı temperaturlarda müşahidə olunan əlavə istilik keçiriciliyi aşqar səviyyələrin ionlaşma enerjisinin rezonansla ötürülməsi ilə bağlı olduğu göstərilib. Aşağı temperaturlarda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin artması deşiklərin fononlarla sövq olunması və maqnit nizamlılığın təsiri ilə izah olunur.

FEATURES OF THE THERMAL PROPERTIES OF InSb DOPED WITH MANGANESE

I.KH.MAMMADOV, R.N.RAHIMOV, A.A.KHALILOVA, D.H.ARASLY

The temperature and concentration dependences of thermal and electrical conductivity and thermoelectric power of InSb doped with manganese have been investigated. The observed additional thermal conductivity at the temperature higher than the Debye temperature has been related to the resonant transfer of the impurity states of ionization energy. It has been shown that the increasing of the thermoelectric power at low temperatures could been the result of drag holes by phonons and also the magnetic ordering effect.

Редактор: д. н. по физике С.Рагимов

УДК:621.315.592

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРА СОБСТВЕННОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КРИСТАЛЛАХ МОНОСЕЛЕНИДА ИНДИЯ

А.Ш.АБДИНОВ, С.И.АМИРОВА, Р.Ф.БАБАЕВА*, Н.А.РАГИМОВА, Э.А.РАСУЛОВ

Бакинский Государственный Университет
AZ 1145, Баку, ул. З. Халилова, 23
*Азербайджанский Государственный Экономический Университет**
AZ 1001, Баку, ул. Истиглалийят, 6
babaeva-rena@yandex.ru, abdinov-axmed@yandex.ru

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

РЕФЕРАТ
В кристаллах n-InSe исследованы зависимости спектра фотопроводимости от температуры, исходного (имеющегося место при 77К в темноте) удельного сопротивления и легирования редкоземельными элементами.
Установлено, что при T≥300K спектр фотопроводимости этого полупроводника не меняется, а при T≤260÷280K подвергается существенному изменению в зависимости от температуры, легирования и исходного удельного сопротивления.
Показано, что обнаруженные особенности спектра фотопроводимости, прежде всего, обусловлены пространственной неоднородностью исследуемых кристаллов.
Отмечена также перспективность n-InSe для опто- и фотоэлектроники.

Ключевые слова: оптоэлектроника, фотоэлектроника, спектр фотопроводимости, удельное сопротивление, легирование, редкоземельный элемент.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к поиску новых полупроводниковых материалов, пригодных для опто- и фотоэлектроники, в частности фоточувствительных в области 0.35÷1,20мкм оптического спектра [1] материалов, изо дня в день увеличивается. В настоящее время с этой целью уже широко пользуются такими популярными и более подробно изученными со стороны широкого круга исследователей (физиков, химиков, технологов конструкторов и приборостроителей) полупроводниками, как кремний (Si), арсенид галлия (GaAs) и рядом других. Существующая научная информация об электронных свойствах монокристаллов n-InSe позволяет предположить, что этот полупроводник тоже может быть перспективным материалом для вышеуказанных областей электроники. Так как величина ширины запрещенной зоны (ε_g≈1.20÷1.30эВ) n-InSe соответствует оптимальному значению ширины запрещенной зоны полупроводника более чувствительного к спектру солнечного излучения на поверхности Земли и диапазону длины волны оптического излучения, наиболее пригодного для оптоэлектроники [1]. Кроме того, монокристаллы n-InSe обладают также достаточно повышенной селективностью оптической поверхности [2-4].

По-видимому, именно в связи с обладанием таких свойств этого полупроводника в последние два десятилетия сильно возрос интерес к созданию и всестороннему исследованию различных контактных структур (в большинстве случаях гетероструктур) на его основе [5-9]. Однако, необходимо учитывать, что, являясь основным компонентом созданных при этом гетероструктур, электронные свойства самого InSe еще нуждаются в подробном исследовании. Особое внимание при этом требуют его фотоэлектрические свойства, в частности, спектр собственной фотопрово-

димости (структура спектра, зависимость его от технологической предыстории изучаемого образца, температуры, внешнего электрического поля, легирования, интенсивности падающего на образец света и т.д.).

В данной работе сообщается о некоторых экспериментально установленных особенностях и возможностях управления (регулирования) спектром собственной фотопроводимости в кристаллах моноселенида индия.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемые образцы в виде плоскопараллельной пластинки скалывались из различных слитков, а также из различных участков одного и того же слитка. Использовались чистые (специально нелегированные) и слаболегированные (в пределах $N=10^{-5}\div10^{-1}$ат.%) редкоземельными элементами (РЗЭ) монокристаллические слитки. В качестве РЗЭ примесей брались европий (Eu) и самарий (Sm). Величина (как чистых, так и легированных кристаллов) исходного (имеющего место при 77К в темноте) удельного сопротивления (ρ_0) отдельных образцов заметно отличалась.

Токовыводящие контакты создавались путем припаивания в открытом воздухе металлического индия без флюса. Геометрические размеры изучаемых образцов по плоскости «С» кристалла и в направлении перпендикулярно естественным слоям кристалла составляли $(4.0\div5.0)x(5.0\div6.0)$мм^2 и $d\leq0.350$мм, соответственно.

Синтез соединения InSe проводился путем совместного сплавления составных (исходных) компонентов (In с чистотой 99.999% и гранулированный Se с чистотой 99.999%), взятых в стехиометрическом соотношении. Легирование осуществлено путем введения в шихту перед началом процесса синтеза в нужном количестве измельченного до порошкообразного состояния Eu и (или) Sm. Монокристаллы n-InSe и n-InSe<РЗЭ> выращивались из синтезированных веществ методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температуры вдоль слитка [10].

Измерения проводились в широком диапазоне температуры, длины волны и интенсивности света (при $T=77\div320$К, $\lambda=0.30\div2.00$мкм и $\Phi\leq5\cdot10^2$Лк, соответственно), при напряжениях электрического поля, соответствующих линейному участку статической ВАХ при помощи экспериментальной установки, собранной на базе монохроматора типа МДР-12.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Снимались спектр собственной фотопроводимости в чистых (в образцах n-InSe с различным ρ_0) и легированных РЗЭ (в образцах n-InSe<РЗЭ> с различным N) кристаллах моноселенида индия при различных условиях (Рис.1-3). С целью наглядной демонстрации степени пригодности изучаемого полупроводника для солнечной энергетики (фотоэлектроники) и оптоэлектроники спектры фотопроводимости кристаллов n-InSe (Рис.4, кр.1) сравнивались со спектрами падающего на поверхность Земли солнечного излучения (Рис.4, кр.2) и чувствительностью человеческих глаз (Рис.4, кр.3) [11].

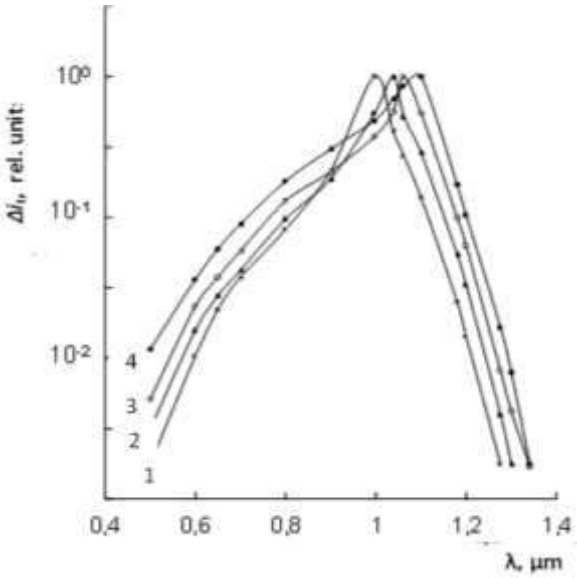


Рис.1

Спектр собственной фотопроводимости в чистых кристаллах моноселенида индия при различных температурах.Т, К: 1 – 77; 2 – 130; 3 – 190; 4 – 240; $\rho_0=3\cdot10^6$Ом·см; $\Phi=0.2\Phi_м$.

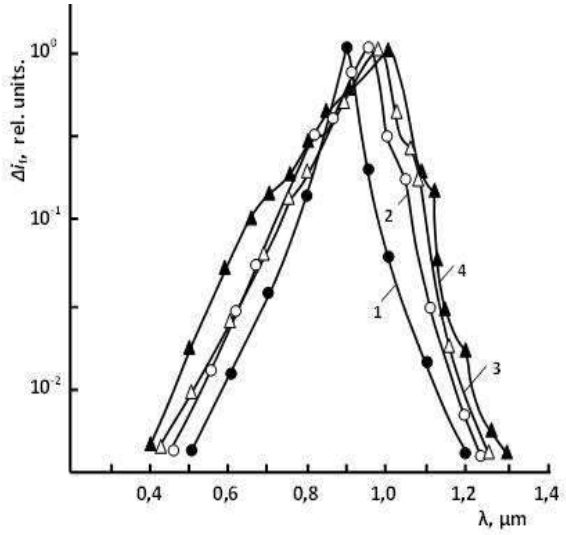


Рис.2

Спектр собственной фотопроводимости чистых кристаллов моноселенида индия с различным исходным удельным сопротивлением (ρ_0).
T=77K; Ф=0.2Ф$_м$;
ρ_0(Ом·см): 1 - 2·10^3; 2 - 4·10^4; 3 - 5·10^5; 4 - 3·10^6

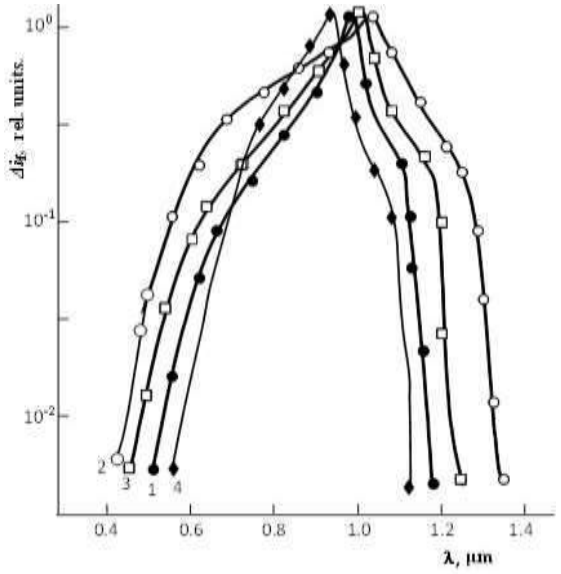


Рис.3

Спектр собственной фотопроводимости легированных РЗЭ кристаллов моноселенида индия. T=77K;
Ф=0.2Ф$_м$; ρ_0(Ом·см): 1 - 2·10^3;
N(ат.%): 1 – 0; 2 – 10^{-5}; 3 –10^{-3}; 4 - 10^{-1}

В результате проведенных измерений установлено, что спектр собственной фотопроводимости как чистых образцов с различным ρ_0, так и легированных РЗЭ при различных N образцов в области высоких температур (T≥300K) охватывает диапазон длин волн 0.50≤λ≤1.25мкм и имеет максимум при 0,97мкм. С понижением температуры до 77K спектры фотопроводимости всех изучаемых образцов расширяются.

Для чистых образцов с ρ_0=5·10^{7}Ом·см при 77K спектр собственной фотопроводимости охватывает диапазон длины волны 0.45≤λ≤1.30мкм. При этом как в коротковолновой части, так и на длинноволновой ветви спектра появляется плато, а основной максимум спектра соответствует $\lambda_{см}$=1.06мкм.

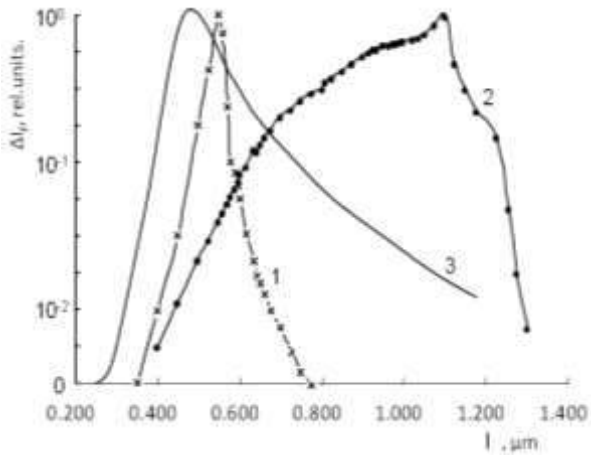


Рис.4

.Спектр фоточувствительности человеческого глаза (кр.1), кристаллов моноселенида индия (кр.2) и падающего на поверхность Земли солнечного излучения (кр. 3).

Найденное по спектру собственной фотопроводимости значение ширины запрещенной зоны при комнатной температуре составляет ~1.20эВ, а при 77K в зависимости от величины ρ_0 меняется в пределах 1.20÷1.29эВ.

В легированных РЗЭ кристаллах тоже наблюдается аналогичная зависимость спектра фотопроводимости от температуры. Однако, в этом случае при постоянной T в области низких температур с ростом содержания вводимой примеси (N) положение максимума спектра собственной фотопроводимости сначала смещается в сторону длинных, а далее – в сторону коротких длин волн. Кроме того, в легированных кристаллах с повышением N от 10^{-5} до 10^{-1}ат.% положение основного максимума

спектра собственной фотопроводимости (величина $\lambda_{см}$) меняется в пределах 0.97÷1.06мкм. Проведенные измерения показывают, что в зависимости от значения N в фотоэлектрических свойствах этого полупроводника, помимо количественных, наблюдаются и качественные изменения. Причем ярко выделяются две области с $N \leq 10^{-3}$ат.% и $N > 10^{-3}$ат.%. При $N \leq 10^{-3}$ат.% в области низких температур с ростом N, во-первых, спектр собственной фотопроводимости постепенно расширяется и охватывает область длин волн $0{,}35 \leq \lambda \leq 1{,}45$мкм, во-вторых, максимум спектра смещается от $\lambda_{см}$=0.97мкм к $\lambda_{см}$=1.08мкм, в-третьих, на коротковолновой и длинноволновой ветвях спектра (в области $0{,}65 \leq \lambda \leq 0{,}90$мкм и $1.15 \leq \lambda \leq 1.20$мкм, соответственно) появляется плато (слабый дополнительный максимум). С повышением температуры, вследствие смещения красной границы основного максимума собственной фотопроводимости в сторону коротких длин волн спектр сужается. При комнатной температуре основной максимум спектра находиться в $\lambda_{см}$=0.97мкм. При $N > 10^{-3}$ат.% с ростом N спектр собственной фотопроводимости приближается к спектру собственной фотопроводимости чистых кристаллов, а $\lambda_{см}$ смещается в сторону коротких длин волн.

Установлено, что в рассмотренных нами условиях и уровнях легирования (значениях N) спектр собственной фотопроводимости кристаллов n-InSe<РЗЭ> зависит лишь от N, а зависимости его от химической природы введенной примеси не наблюдается.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что обнаруженные в области низких температур особенности спектра собственной фотопроводимости чистых высокоомных и слаболегированных РЗЭ кристаллов n-InSe не объясняются в рамках теории фотопроводимости для пространственно-однородного полупроводника с различными типами локальных уровней в запрещенной зоне [11]. Для объяснения с единых позиций этих особенностей необходимо применять двухбарьерную энергетическую модель для пространственно-неоднородного кристаллического полупроводника с крупномасштабными (макроскопическими) дефектами. Предполагается, что чистые кристаллы селенида индия в целом состоят из низкоомной матрицы (НО) с хаотически высокоомными макроскопическими включениями (ВО), а в их запрещенной зоне существуют локальные центры различного типа (мелкие и глубокие уровни прилипания, отталкивающие и притягивающие центры захвата, центры медленной и быстрой рекомбинации [12]). В кристаллах n-InSe<РЗЭ> при относительно малых N введенные примесные ионы скапливаются вокруг хаотических ВО включений. Степень пространственной неоднородности кристаллов и, соответственно, обусловленные ею эффекты усиливаются. При относительно больших N введенные ионы РЗЭ начинают уже почти равномерно распределяться по всему объему образца, что приводит к росту степени его пространственного упорядочения. Естественно, что при этом не исключается и возможность проявления различных других конкурирующих процессов.

В рамках вышесказанного, смещение спектра собственной фотопроводимости в сторону длинных волн при легировании РЗЭ с $N < 10^{-3}$ат.% может объясняться появлением фотопроводимости, облегченной туннелированием через рекомбинационные барьеры, аналогично случаю эффекта Франца-Келдыша. С ростом N из-за пространственного упорядочения кристалла постепенно отпадает возможность осуществления этого эффекта, и спектр собственной фотопроводимости смещается в сторону более коротких длин волн. Что касается появления дополнительных слабых максимумов на кривых спектра фотопроводимости при легировании РЗЭ, то оно может объясняться распадом свободных экситонов. Поскольку с ростом N пространственная неупорядоченность кристаллов (рекомбинационные барьеры) постепенно снимается, соответственно уменьшается и вероятность туннелирования неравновесных носителей через рекомбинационные барьеры. В результате этого становится возможной генерация свободных экситонов,

которые в дальнейшем из-за взаимодействия с дефектами распадаются или подвергаются термической диссоциации и создают дополнительный пик на длинноволновом краю собственной фотопроводимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа полученных экспериментальных данных по спектру фотопроводимости монокристаллов селенида индия можно заключить, что

- Спектр собственной фотопроводимости n-InSe охватывает всю видимую и ближнюю ИК-область оптического спектра ($0.35 \leq \lambda \leq 1.45$мкм). Поэтому этот полупроводник может быть перспективным материалом для опто- и фотоэлектроники;
- Структура, а также положение максимума и границ (как коротковолнового, так и длинноволнового) спектра в чистых кристаллах в области низких температур помимо T, зависит также от величины исходного удельного сопротивления исследуемого образца;
- Путем слабого легирования РЗЭ типа Eu и Sm в кристаллах моноселенида индия можно при низких температурах целенаправленно управлять и стабилизировать основные параметры и структуру спектра собственной фотопроводимости;
- Обнаруженные в области низких температур особенности спектра собственной фотопроводимости кристалла моноселенида индия обусловлены пространственной неоднородностью исследуемого материала (наличием в нем хаотических крупномасштабных дефектов) и удовлетворительно могут объясняться на основе двухбарьерной энергетической модели пространственно-неоднородного полупроводника, имеющего в запрещенной зоне различного типа локальные уровни (прилипания, захвата, рекомбинации).

1. А.И.Филачев, И.И.Таубкин, М.А.Тришенков. *Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. М. Физматкнига,* (2011) 446; *Фоторезисторы и фотоприемные устройства. М. Физматкнига,* (2012) 363; *Современное состояние и магистральные направления развития твердотельной электроники. М. Физматкнига*, (2010) 125.
2. З.С.Медведева. *Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. М. Наука, (*1968) 216.
3. Н.Б.Брандт, З.Д.Ковалюк, В.А.Кульбачинский. *Фотопроводимость в слоистых кристаллах InSe. ФТП*, **22** (1988) 1567-1660.
4. А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева, Р.М.Рзаев, Г.Х.Эйвазова. *Влияние легирования редкоземельными элементами на исходную и сенсибилизированну ИК-фоточувствительность слоистых кристаллов селенида индия, Прикладная физика*, **2** (2006) 69-66.
5. З.Д.Ковалюк, В.Н.Катеринчук, О.А.Понитанская, О.Н.Сидор, В.В.Хомяк. *Влияние гамма-облучения на свойства InSe фотодиодов, Письма в ЖТФ,* **31** (2005) 1-5.
6. З.Д.Ковалюк, О.Н.Сидор, В.Н.Катеринчук, В.В.Нетяга. *Исследование изотипных фоточувствительных гетероструктур (собственный окисел) InSe, полученных длительным термическим окислением, ФТП*, **41** (2007) 1074-1077.
7. З.Д.Ковалюк, О.А.Понитанская, О.Н.Сидор, В.Т.Маслюк. *Электрические и фотоэлектрические свойства структур на основе слоистых полупроводников InSe и GaSe при облучении электронами с энергией 121.5МэВ, ФТП*, **42** (2008) 1321-1326.
8. В.Н.Катеринчук, З.Р.Кудрявцев, В.В.Хомях, И.Г.Орлецкий, В.В.Нетяга. *Электрические и фотоэлектрические свойства анизотипных гетеропереходов n-CuO/p-InSe, ФТП,* **47** (2013) 435-938.
9. В.А.Хандожко. *Влияние температурного отжига на качество слоистых полупроводников InSe и GaSe, ФТП*, **48** (2014) 564-569.
10. А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева, Я.Г.Гасанов, Н.А.Рагимова, Р.М.Рзаев. *Влияние электрического поля на электропроводность кристаллов InSe и InSe(Dy), Неорганические материалы,* **49** (2013) 1277-1284.

11. С.М.Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М. Наука*, (1963) 429.
12. А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева, Р.М.Рзаев. *Влияние электрического поля на кинетику собственной фотопроводимости монокристаллов n-InSe, Неорганические материалы*, **48** (2012) 892-896.

İNDİUM MONOSELENİDİ KRİSTALLARINDA MƏXSUSİ FOTOKEÇİRİCİLİYİN SPEKTRİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ HAQQINDA

Ə.Ş.ABDİNOV, S.İ.ƏMİROVA, R.F.BABAYEVA, N.Ə.RƏHİMOVA, E.A.RƏSULOV

n-InSe kristallarında fotokeçiriciliyin spektrinin temperaturdan, nadir torpaq elementləri ilə aşqarlamadan və nümunələrin ilkin (77K-dəki) xüsusi müqavimətindən asılılığı tədqiq olunub. Aşkar edilib ki, yuxarı (T≥300K) temperaturlarda bu yarımkeçiricidə fotokeçiriciliyin spektri dəyişmir, aşağı (T≤260÷280K) temperaturlarda isə - temperaturdan, aşqarlanma səviyyəsindən və ilkin xüsusi müqavimətdən asılı olaraq əhəmiyyətli şəkildə dəyişikliyə uğrayır. Göstərilib ki, fotokeçiriciliyin spektrinin müşahidə olunan bu xüsusiyyətləri ilk növbədə həmin kristalların fəzaca qeyri-bircinsliyindən irəli gəlir.

Həmçinin n-InSe kristallarının opto- və fotoelektronika üçün perspektivli olması da qeyd edilib.

ABOUT THE PECULIARITES OF SPECTRUM OF THE INTRINSIC PHOTOCONDUCTIVITY IN MONOCRYSTALS OF INDIUM SELENIDE

A.Sh.ABDINOV, S.I.AMIROVA, R.F.BABAEVA, N.A.RAGIMOVA, E.A.RASULOV

The n-InSe crystals investigated photoconductivity spectrum depending on the temperature, the original (existing place at 77 in the dark) resistivity and doping rare earth elements. At T≥300K photoconductivity spectrum of the semiconductor has not changed, and if T≤260÷280K it has undergone a substantial change depending on the temperature, alloying and initial resistivity. It has been shown that the observed features of the photoconductivity spectrum, primarily due to the spatial in homogeneity of the crystals. It has been noted also the prospect of n-InSe for optoelectronics and photonics.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

УДК 537.323

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \le X \le 0.10$)

Ф.Ф.АЛИЕВ, Э.Р.ЮЗБАШОВ, В.И.ЭМИНОВА, Г.П.ПАШАЕВ, У.М.АГАЕВА*, М.М.ЗАРБАЛИЕВ*

Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
Сумгаитский Государственный Университет[2]
AZ5 000, Сумгаит, квартал 43
eltaj100@yahoo.com

Получена: 05.01.2017
Принята к печати: 26.01.2017

Ключевые слова: твердые растворы $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$, термоэффективность, теплопроводность

РЕФЕРАТ
На основании температурных зависимостей электропроводности (σ), коэффициент Холла (R), термоэдс (α) и теплопроводности (χ) рассчитаны термоэлектрическая добротность (Z) и ее безразмерная комбинация (ZT) в широком интервале температур и концентраций дырок в твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Установлено, что рост числа атомов иттербия, замещающих атомы индия, приводит к росту Z и ZT. Показано, что относительно большие значения Z и ZT в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ по сравнению с $TlInTe_2$ обусловлены, в основном, рассеянием фононов и дырок на дефектах, а также возрастанием в них подвижности дырок при замещении индия иттербием.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что эффективность термоэлектрического преобразователя определяется как

$$Z = \alpha^2 \sigma / \chi_{tot}, \quad (1)$$

где α и σ – коэффициенты термоэдс и электропроводимости, χ_{tot} - общая теплопроводность. Часто пользуются безразмерной величиной

$$ZT = \frac{\alpha^2 \sigma T}{\chi_{tot}}, \quad (2)$$

называемой термоэлектрической добротностью, впрочем, так иногда называют и саму величину *Z*. В формуле (2) T обозначает рабочую температуру или среднюю температуру преобразователя равную $(T_1+T_2)/2$, а T_1 и T_2 – температуры его холодного и горячего контактов, соответственно.

Из приведенных формул (1) и (2) видно, что высококачественный термоэлектрической материал должен одновременно иметь высокую электропроводность, большую термоэдс и низкую теплопроводность. Термоэдс и электропроводимость определяются только электронными свойствами материала, и поэтому их часто объединяют в величину $P = \alpha^2 \sigma$, которую называют “фактором мощности”. В этом аспекте одним из фундаментальных параметров электронного спектра в полупроводнике является ширина запрещенной зоны E_g и эффективная масса носителей заряда m^*. Связь между E_g и m^* очень слабая. Рост Z связан с высоким значением α, получаемым за счет большей эффективной массы носителей заряда, а большая m^* приводит к уменьшению σ (высокая подвижность носителей заряда (μ) не может быть получена при большой эффективной массе). Поэтому реализация всех этих условий в одном материале затруднена [2]. В общем виде зависимость Z от температуры и концентрации носителей заряда достаточно сложна. Однако в определенном приближении при условии $\chi_{ph} > \chi_e$ связь между Z и параметрами носителей заряда описывается как [1]

$$\left.\begin{aligned} Z &= 1.2\cdot 10^{-7}\,\frac{\mu}{\chi_{ph}}\cdot\left(\frac{m}{m_0}\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} e^{r} \\ ZT &= 1.2\cdot 10^{-7}\,\frac{\mu\cdot\,(m^*)^{3/2}\,(T)^{5/2}}{\chi_{ph}\,(T_0)^{3/2}}\,e^{r} \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

где μ-подвижность носителей заряда, χ_{ph} - фононная теплопроводность, T_0 =300K и r - параметр механизма рассеяния (в данном случае r представляет собой эффективный параметр рассеяния r_{eff}).

Экспериментальные данные о температурных зависимостях электропроводности (σ) и термоэдс (α) взяты из работы [3].

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

В работе [3] было установлено, что в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ валентная зона параболическая. Как известно, в этой модели спектра связь между эффективной массой носителей заряда и шириной запрещенной зоны отсутствует. В этом случае температурная и концентрационная зависимости эффективной массы дырок остаются почти постоянными. Из приведенных в таблице значений ширины запрещенной зоны ясно, что в исследованной области температур E_g превосходит kT для всех образцов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Это приводит к тому, что при такой ширине запрещенной зоны уровень Ферми лежит вблизи потолка валентной зоны и, следовательно, концентрация неосновных носителей и их вклад в транспортные явления становятся пренебрежимо малым. А это приводит к возрастанию термоэдс до T~700K [3].

Общая теплопроводность определяется суммой фононной χ_{ph} и дырочной χ_h теплопроводностей, где

($\chi_h = L_0\sigma T$

$L_0=(\pi^2/3)\cdot(k/e)^2=2.44\cdot10^{-8}$W·Ω/K^2-Лоренца число, $k=0.86\cdot10^{-4}$eV/K – постоянная Больцмана),

т.е.

$$\chi_{tot} = \chi_{ph} + L_0\sigma T. \qquad (4)$$

Согласно теоретическим расчетам Лейбфрида и Хаазена [4] при температуре $T > \theta$ фононная теплопроводность

$$\chi_{ph} = \frac{12}{5}\cdot\left(\frac{k}{h}\right)^3\cdot\frac{\overline{M}\delta\theta^3}{\gamma_0^2 T} = 5{,}7\,\frac{\overline{M}\delta\theta^3}{\gamma_0^2 T}\ , \qquad (5)$$

где γ_0 - постоянная Грюнайзена, которая как обычно для большинства твердых тел порядка 2; средняя масса атомов соединения

$$\overline{M} = \left[(1-x)\overline{M}_{TlInTe_2} + x\overline{M}_{TlYbTe_2}\right]/2,$$

где $\overline{M}_{TlInTe_2}$ = 143.60, $\overline{M}_{TlYbTe_2}$ = 158.15;

$\delta = \sqrt[3]{\Omega_0 / N}$ – кубический корень из среднего объема атома (N – число атомов в единичном объеме, $\Omega_0 = a^2c$ – объем тетрагональной ячейки [5]), θ - дебаевская температура [5].

Подставляя эти значения в (5), получаем для образцов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0\le x\le 0.10$) значения $\chi_{ph}(T)$ (Таблица).

Для определения влияния точечных дефектов на χ_{ph} была использована теория Клеменса [6], учитывающая трехфононные процессы переброса и рассеяния фононов на точечных дефектах, согласно которой

$$\chi_{ph} = \chi_V(\omega_0/\omega_d)\,\mathrm{arctg}(\omega_d/\omega_0), \qquad (6)$$

где

$\omega_0/\omega_d = k/\left(2\pi^2\chi_V\omega_d A\right)$ и $A = (1/4V^2N)\cdot\Gamma$,

χ_V – теплопроводность стехиометрического состава при отсутствии влияния дефектов, $\omega_d=\theta\cdot k/\hbar$ – дебаевская частота фононов, ω_0 – частота, при которой значения времени релаксации для процессов переброса и рассеяния на дефектах равны, V- средняя скорость звука в кристалле, Γ- параметр неупорядоченности

$$\Gamma = x\cdot(1-x)\cdot[(\Delta\overline{M}/\overline{M})^2 + \varepsilon\cdot(\Delta\delta/\delta)^2], \qquad (7)$$

учитывающий совместное влияние локального изменения плотности и упругих свойств кристалла [7].

Таблица

Зонные и тепловые параметры твердых растворов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ [$\alpha_1=dE_g/dT\cdot10^{-4}$[eV·K^{-1}] – температурный коэффициент ширины запрещенной зоны; E_{g_0} [eV] – ширина запрешенной зоны при T=0 K; m_p^* – эффективная масса дырок; $\chi_{ph}\cdot10^{-2}$(W·cm^{-1}·K^{-1}) – коэффициент фононной теплопроводности; $\chi_{tot}\cdot10^{-2}$(W·cm^{-1}·K^{-1}) – коэффициент полной теплопроводности; ΔW_i (cm·K·W^{-1}) – коэффициент дополнительного теплосопротивления; $P\cdot10^5$(W·cm^{-1}K^{-2}) – фактор мощности; $\Gamma\cdot10^3$ – параметр неупорядоченности]

Образцы	α_1[3]	E_{g_0} [3]	T, K	E_g(T) [3]	m_p^* [3]	χ_{ph}	χ_{tot}	P	ΔW_i	Г
X=0	1.2	0.70	100	0.70	0.55	0.98	0.98	1.25		
			300	0.66	0.53	0.95	0.95	2.25		
			500	0.64	0.53	0.79	0.80	8.46		
			600	0.63	0.52	0.73	0.78	15.46		
			700	0.62	0.51	0,68	0.75	42.50		
			800	0.60	0.51	0.62	0.76	67.24		
			900	0.59	0.50	0.60	0.78	70.76		
			1000	0.58	0.41	0.58	0.80	61,40		
X=0.02	1.23	0.66	100	0.65	0.52	0.86	0.87	1.45	14	2.9
			300	0.62	0.52	0.82	0.83	2.60	16	
			500	0.60	0.51	0.64	0.67	5.44	29	
			600	0.59	0.51	0.60	0.66	16.20	50	
			700	0.57	0.50	0.58	0.68	40.57	58	
			800	0.56	0.49	0.54	0.70	72.00	69	
			900	0.55	0.48	0.47	0.74	78.00	78	
			1000	0.54	0.47	0.45	0.76	115.52	86	
X=0.05	1.28	0.62	100	0.61	0.48	0.76	0.83	92.20	29	7.1
			300	0.58	0.47	0.63	0.78	139.20	35	
			500	0.56	0.47	0.58	0.72	142.50	49	
			600	0.54	0.46	0.56	0.70	144.00	58	
			700	0.53	0.45	0.55	0.72	106.00	69	
			800	0.52	0.45	0.51	0.74	109.00	76	
			900	0.50	0.44	0.46	0.78	163.00	84	
			1000	0.49	0.43	0.44	0.80	180.00	91	
X=0.10	1.3	0.54	100	0.53	0.47	0.66	0.78	12.50	49	12.3
			300	0.52	0.47	0.42	0.75	108.00	133	
			500	0.50	0.46	0.37	0.76	193.60	143	
			600	0.48	0.46	0.32	0.78	218.70	183	
			700	0.46	0.46	0.30	0.85	210.50	200	
			800	0.44	0.45	0.29	0.88	143.80	237	
			900	0.42	0.45	0.24	0.94	110.30	255	
			1000	0.41	0.44	0.21	0.96	103.70	273	

Здесь ε - характеризует упругие свойства среды, $\Delta\overline{M}/\overline{M}$ – относительное изменение массы при замене атомов основы с атомами примеси и вычисляется по нижеприведенной формуле

$$\Delta\overline{M}/\overline{M}=\frac{\overline{M}_{TlYbTe_2}-\overline{M}_{TlInTe_2}}{(1-x)\overline{M}_{TlInTe_2}+x\overline{M}_{TlYbTe_2}}, \qquad (8)$$

Согласно [7], величина $\Delta\delta/\delta$ - может быть вычислена из разности параметров элементарной ячейки основы a_{TlInTe_2} и a_{TlYbTe_2}

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} = \left(\frac{a_{TlInTe_2} - a_{TlYbTe_2}}{a_{TlInTe_2}}\right)\cdot\frac{\eta}{1+\eta}\ , \qquad (9)$$

где $\eta = (1+\nu)/[2(1-2\nu)]$, ν - коэффициент Пуассона. Необходимые для расчета параметры для компонентов $(\nu,\varepsilon,\nu,\theta)$ и $(a_{TlInTe_2},\ a_{TlYbTe_2})$ взяты из [5,8-9] и линейно экстраполированы по формуле

$$P=(1-x)\cdot P_{TlInTe_2}+x\cdot P_{TlYbTe_2}$$

для каждого состава $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Полученные данные для $\chi_{ph}(T)$ по формулам (5) и (6) отличаются незначительно. Рассчитанные значения параметра Γ для $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ при x = 0.02, 0.05 и 0.10 также приведены в таблице. Изменение Γ от 2.9 до 12.3 в зависимости от x свидетельствует о том, что при других равных параметрах тепловое сопротивление, возникающее вследствие неупорядоченности в $TlInTe_2$, должно быть намного меньше, чем в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Это дает основание полагать, что найденные значения Γ правильно отражают действительное соотношение основных факторов, ответственных за дополнительное рассеяние фононов на дефектах, вызванных примесями иттербия. Это приводит к дополнительному теплосопротивлению, определяемому как [7]

$$\Delta W_i=1/\chi_{ph}-1/\chi_v. \qquad (10)$$

Полученные данные ΔW_i приведены в Таблице, из которой видно, что рост концентрации дефектов приводит к увеличению ΔW_i. Как отмечалось выше, при этом рост концентрации дефектов происходит только за счет замещения атомов индия атомами иттербия в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Это дает основание сказать, что теплопроводность наряду с другими кинетическими свойствами определяется природой собственных дефектов и характером их поведения.

На основании экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$ (Рис.1), $\alpha(T)$ (Рис.2) и расчетных данных $\chi_{tot}(T)$ были вычислены величины Z согласно формулам (1) и (3) для твердых растворов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ при температурах 300, 600 и 800К (Рис.3).

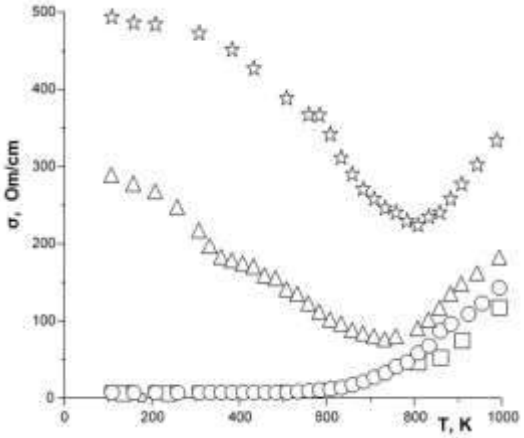


Рис.1

Температурные зависимости электропроводности в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$; □ - (x=0), ○ - (x=0.02), Δ - (x=0.05), ☆ - (x=0.10) .

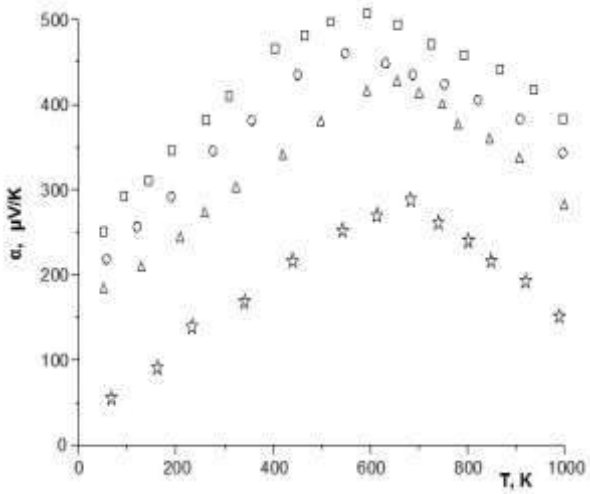


Рис.2

Температурные зависимости термоэдс $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Обозначения те же, что на Рис.1.

Как видно из рисунка, кривые Z(x) проходят через максимум при $x\sim 0{,}06$. Отметим, что если рассмотреть зависимость Z от температуры, то ясно видно, что данные кривые испытывают максимум при $T\sim 650K$ для всех составов. Кроме того, из рисунка видно, что Z для всех образцов с ростом

температуры увеличивается. Увеличение *Z(T)* наблюдается также с уменьшением концентрации дырок. Получено, что минимальным значением Z обладает образец с x=0 при *T=300K*. Однако саморегулирование Yb сильно влияет на значение *Z*, что несомненно связано с изменением числа собственных дефектов [9]. При этом, такая температурная зависимость $\chi_{ph}(T)$ характерна для достаточно дефектных материалов [2]. Сравнение изменения теплопроводности и ее дырочной составляющей в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ имеет общую закономерность, так как в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ в твердом состоянии всегда $\chi_{ph} > \chi_h$. Однако дырочная теплопроводность с ростом температуры растет, а χ_{ph} *(T)* уменьшается.

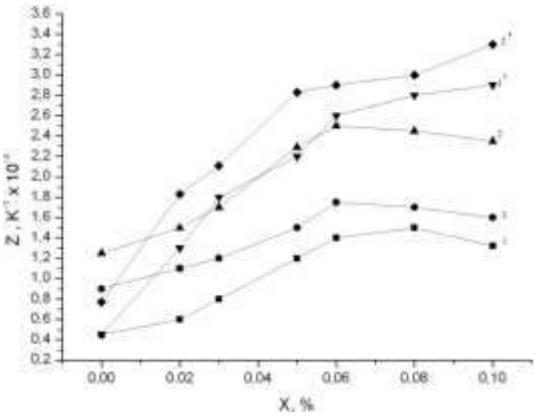


Рис.3

Зависимости термоэлектрической добротности от состава при различных температурах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Кривые 1-3 рассчитаны по формуле (1), а 1′ и 2′ по формуле (3); (1,1′ - 300; 2,2′- 600; 3,- 800К).

Как видно из Таблицы, общая теплопроводность чувствительна к замещению атомов индия атомами иттербия, т.е. при замещении атомов In атомами Yb дырочная теплопроводность увеличивается более интенсивно, чем уменьшается фононная доля теплопроводности. Такая сильная зависимость χ_{ph} от концентрации дефектов указывает на возможность их участия в теплопереносе как рассеивающих центров.

Как видно из Рис.1 и Рис.2, в интервале температур 300÷700К с ростом температуры при x≤0.5 σ уменьшается, а α увеличивается. А концентрации дырок для всех образцов в указанном интервале температур изменяются незначительно [3]. Значит, в этом интервале температур с ростом температуры уменьшение σ происходит, в основном, за счет уменьшения подвижности дырок $\mu_h(T)$, а уменьшение $\mu_h(T)$ - за счет рассеяния дырок на тепловых колебаниях решетки и на дефектах по закону $\mu_h \propto T^{-0.7}$. В этих кристаллах вакансии атомов Yb играют большую роль, чем вакансии атомов In, что связано с большой экранировкой атомов Yb (ионной радиус $R(Yb^{3+})$=100.8pm, $R(In^{3+})$=94pm) [10] в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. В тоже время для всех образцов за счет фонон-фононного и фонон-дефектного рассеяния χ_{ph} уменьшается, примерно, как $\chi_{ph} \propto T^{-0.2}$. С ростом количества атомов Yb уменьшается значение χ_{ph} и показатель степени *n* в выражении $\chi_{ph} \propto T^{-n}$. В результате при $x \ge 0.05$ μ_h / χ_{ph} с ростом температуры изменяется по закону $\mu_h/\chi_{ph} \propto T^{0.5}$. Поэтому до ~700К увеличение *Z* с температурой происходит только за счет линейного увеличения α(T) (Рис.2). А после *T* ~700К рост *Z*, скорее всего, связан с наступлением собственной области, так как увеличение электропроводности с температурой сильнее, чем общая теплопроводность.

Особый интерес представляет значение безразмерной величины *ZT* в этих твердых растворах (Рис.4). Как известно, при комнатной температуре величина *ZT* для большинства термоэлектрических материалов не превышает единицы [11]. Наблюдаемые при высоких температурах значения $ZT \ge 1$ могут быть вызваны двумя причинами:

1) в интервале температур 700÷1000К эффективная масса дырок уменьшается с температурой по закону $m_p^* \propto T^{-0.20}$ (см. Таблицу), что указывает на параболичность валентной зоны, так как параболичность в сильно вырожденных образцах не приводит к значительному температурному росту эффективной массы;

2) в этом же интервале температур за счет наступления области собственной

проводимости увеличивается общая теплопроводность по закону $\chi_{tot} \propto T^{0.15}$.

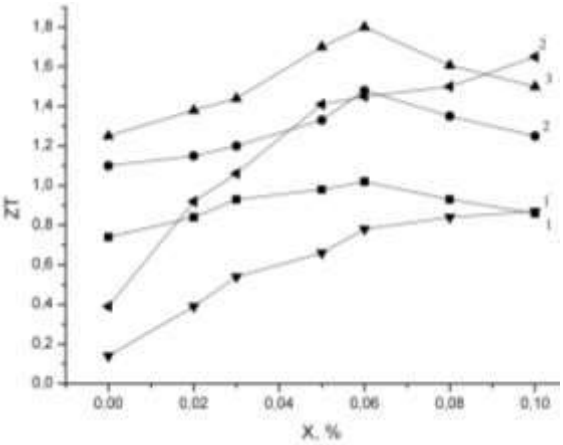


Рис.4

Зависимость безразмерной термоэлектрической добротности от состава при различных температурах в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Кривые 1-3 рассчитаны по формуле (2), а 1′-2′ – по формуле (3).

Из этих рассуждений видно, что температурное поведение эффективной массы в твердом растворе $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ в указанном интервале температур проявляется очень слабо и это приводит к росту *ZT* в виде $ZT \propto T^{1.2}$ (Рис.4). Поэтому версия роста *ZT* при высоких температурах только за счет зависимости $m_p^*(T)$ не оправдывает себя. При T>700K с наступлением собственной области проводимости из-за зонных переходов носителей заряда электропроводимость увеличивается с ростом температуры, как $\sigma \propto T^{1.5}$, а термоэдс уменьшается по закону $\alpha \propto T^{-0.7}$. В тоже время, за счет фононного и фонон–дефектного рассеяния $\chi_{ph}(T)$ уменьшается как $\chi_{ph} \propto T^{-0.2}$. В результате при $x \geq 0.5$ и $T > 700K$ *ZT* с ростом температуры изменяется по закону $ZT \propto T^{1.2}$. Кроме того, из Таблицы также видно, что при T>700K увеличение *x* приводит к увеличению $\chi_{tot}(T)$. Причиной этого является преобладающая роль в теплопроводности биполярной составляющей теплопроводности (χ'). При температуре T>700K она составляет более 20% от χ_{tot}, тогда по формуле (4) общая теплопроводность имеет вид

$$\chi_{tot} = \chi_{ph} + \chi',$$

где $\chi' = (\sigma_n + \sigma_h) L_0 T$.

Итак из вышеотмеченных двух версий вытекает, что увеличение $\sigma(T)$ (за счет зонных переходов носителей заряда) и уменьшение χ_{ph} (T) приводит к увеличению *ZT* при T>700K. Следовательно, вторая версия оправдывается.

Из Рис.3 и Рис.4 видно, что в исследованном интервале температур расчеты по формулам (1) и (3) приводят к различным значениям *Z* и *ZT*. Причина этого может быть связана с тем, что в этих материалах: 1 - имеется большая погрешность в определении значений эффективной массы дырок, 2- параметр механизма рассеяния определен неправильно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлено, что уникальные термоэлектрические свойства $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ при высоких температурах, благодаря которым эти материалы могут быть использованы в качестве высокоэффективных термоэлектрических преобразователей p-ветви, вызваны сочетанием следующих факторов:

1. В твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ длина волны дырок больше, чем длина волны фононов, что приводит к общему увеличению *Z*.

2. Максимальное значение *Z* достигается при условии $\mu_h/\chi_{ph} \gg 1$. Это происходит за счет преимущественного рассеяния носителей заряда и фононов на дефектах.

3. Увеличение степени замещения атомов индия атомами иттербия приводит к достаточно высоким значениям *Z* и *ZT*.

1. А.Ф.Иоффе. Избранные труды, Наука, Л., (1975) 470.
2. F.F.Aliev, H.A.Hasanov. Increase in thermoelectric figure of merit in $Sm_xPb_{1-x}Te$ solid solutions through substitution of lead atoms by samarium atoms, *Indian J. Phys.*, **87** (2013) 345-348.
3. Ф.Ф.Алиев, У.М.Агаева, М.М.Зарбалиев. Энергетический спектр носителей заряда в

твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$, ФТП, **50** (2016) 1297-1302.
4. G.I.Leibfried, P.Haasen. Zum. Medianismus der Plastischen Verformung, *Z. Physik*, **137** (1954) 67-88.
5. В.А.Гаджиев, М.М.Курбанов, Н.М.Зейналов, Э.М.Годжаев, Д.Д.Байрамов. Электропоглощение и тепловое расширение β-$TlInS_2$, *Неорганические материалы*, **26** (1990) 1325-1327.
6. P.G.Klemens. Thermal resistance due to point defects at high temperatures, *Phys. Rev*., **119** (1960) 507-509.
7. B.Abeles. Lattice thermal conductivity of disordered semiconductor alloys at high temperatures, *Phys. Rev*., **131** (1963) 1906-1911.
8. M.Duczmal, L.Pawlak. Magnetic properties and crystal field effects in $TlInX_2$, *J. Alloys and Compd*., **316** (1997) 262-263**.**
9. М.М.Зарбалиев. Твердые растворы замещения в системе $TlInTe_2$ –$TlYbTe_2$, *Неорганические материалы*, **35** (1999) 560-564.
10. R.D.Shannon. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides, *Acta Cryst*., **A32** (1976) 751-767.
11. G.S.Nolas, I.Sharp, H.I.Goldsmid, Thermoelectrics, Springer, Berlin, **45** (2002) 78.

$TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ BƏRK MƏHLULLARININ ($0 \le X \le 0.10$) TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

F.F.ƏLIYEV, E.R.YÜZBAŞOV, V.İ.EMİNOVA, G.P.PAŞAYEV, Ü.M.AĞAYEVA , M.M.ZƏRBƏLİYEV

$TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ bərk məhlullarında, geniş temperatur və deşiklərin konsentrasiya intervalında, elektrikkeçirmə (σ), termo e.h.q. (α) və istilikkeçirmənin (χ) temperatur asılılıqları əsasında termoelektrik effektivlik (Z) və onun adsız kombinasiyası (ZT) hesablanmışdır. x=0.1konsentrasiyasına qədər Yb atomlarının İn atomları ilə əvəz edilməsi Z və ZT-nin artmasına gətirmişdir. $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ bərk məhlullarında Z və ZT-nin $TlInTe_2$ birləşməsinə nisbətən daha yüksək qiymətə çatması fononların və deşiklərin defektlərdən səpilməsi, eləcə də onlarda In atomlarının atomları Yb ilə əvəz edilməsi səbəbindən deşiklərin yürüklüyünün artması ilə izah olunur.

THERMOELECTRIC PROPERTIES of $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ $0 \le x \le 0.10$

F.F.ALIEV, E.R.YUZBASHOV, V.I.EMINOVA, G.P.PASHAYEV, U.M.AGAYEVA, M.M.ZARBALIEV

On the basis of the temperature dependences of the electrical conductivity (σ), Hall coefficient (R), thermopower (α) and thermal conductivity (χ), thermoelectric figure of merit (Z) and its dimensionless analog (ZT) in a wide range of temperatures and hole concentrations in solid solutions $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ have been calculated. It has been established that the growth of the number of atoms of ytterbium, substituting indium atoms up to x=0.10 leads to the increase in Z and ZT. It has been shown that a relatively large value of Z and ZT in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ compared with $TlInTe_2$ has been due to primarily to scattering of phonons and holes by defects, as well as to increasing the mobility of holes in them caused by replacement of indium atoms with ytterbium ones.

Редактор: проф. Б.Бархалов

УДК:621.315.592

ИК-ФОТОПРИЕМНИК НА ОСНОВЕ HgCdTe С ВАРИЗОННЫМИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫМИ СЛОЯМИ, ВЫРАЩЕННЫМИ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ CdZnTe ПОДЛОЖКИ

Ш.О.ЭМИНОВ, А.А.АЛИЕВ, Т.И.ИБРАГИМОВ, И.А.НАСИБОВ

Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, Г.Джавида, 133
shikhamirem@gmail.com

Получена: 06.12.2016
Принята к печати: 25.01.2017

РЕФЕРАТ
Представлен принцип действия, описана конструкция и показаны основные этапы изготовления матричного ИК-формирователя сигналов изображения нового типа. В приповерхностном слое электрически изолирующей подложки CdZnTe, одновременно выполняющей функцию контактного растра для межсоединений элементов матрицы, создаются канавки заданной глубины и профиля. Затем они методом жидкофазной эпитаксии полностью застраиваются варизонным эпитаксиальным слоем HgCdTe, после чего поверх этих полосок создаются фоточувствительные МДП ячейки в количестве, равном числу элементов матрицы. Представлено описание экспериментально полученных гетероструктур CdZnTe-HgCdTe, выращенных методом ЖФЭ на поверхности и в приповерхностных каналах подложки CdZnTe. Даны параметры варизонного эффекта в этих структурах.

Ключевые слова: жидкофазная эпитаксия, ИК-фотоприемник, варизонные эпитаксиальные слои.

Инфракрасная техника (ИК) и технология являются одними из самых быстро развивающихся направлений оптико-электронного приборостроения. Необходимость постоянного развития и совершенствования фотоприемников среднего (3÷5мкм) и дальнего (8÷14мкм) ИК диапазонов, соответствующих окнам прозрачности атмосферы, на которые ориентируются разработчики оптико-электронных систем и приемников, функционирующих при температуре жидкого азота и конструктивно изготавливаемых в вакуумных криостатах, обуславливает актуальность проблем ИК-техники. Поэтому они постоянно находятся в центре внимания специалистов, разрабатывающих и применяющих различные оптико-электронные системы и их элементы, важнейшими из которых являются фотоприемники и фотоприемные устройства.

С развитием эпитаксиальных технологий фотоприемники на основе эпитаксиальных пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$ и InSb занимают все большее место в широком спектре приборов, используемых в ИК-технике [1-4]. В первую очередь это связано с тем, что тонкопленочные технологии позволяют получать более однородный материал по сравнению с объемными кристаллами и позволяют вырастить фоточувствительные слои с заданным составом и толщинами на качественной подложке. Использование эпитаксиальных слоев позволяет исключить трудоемкие и дорогостоящие процессы механической и химико-механической обработки для получения кристаллов нужной толщины. На качественных эпитаксиальных пленках сразу же после выращивания, отжига и химического травления можно проводить операции по формированию топологии чувствительных элементов. Матричные фотоприемники (МФП) ИК-диапазонов 3÷5 и 8÷12мкм формата 128x128 и выше на основе эпитакси-

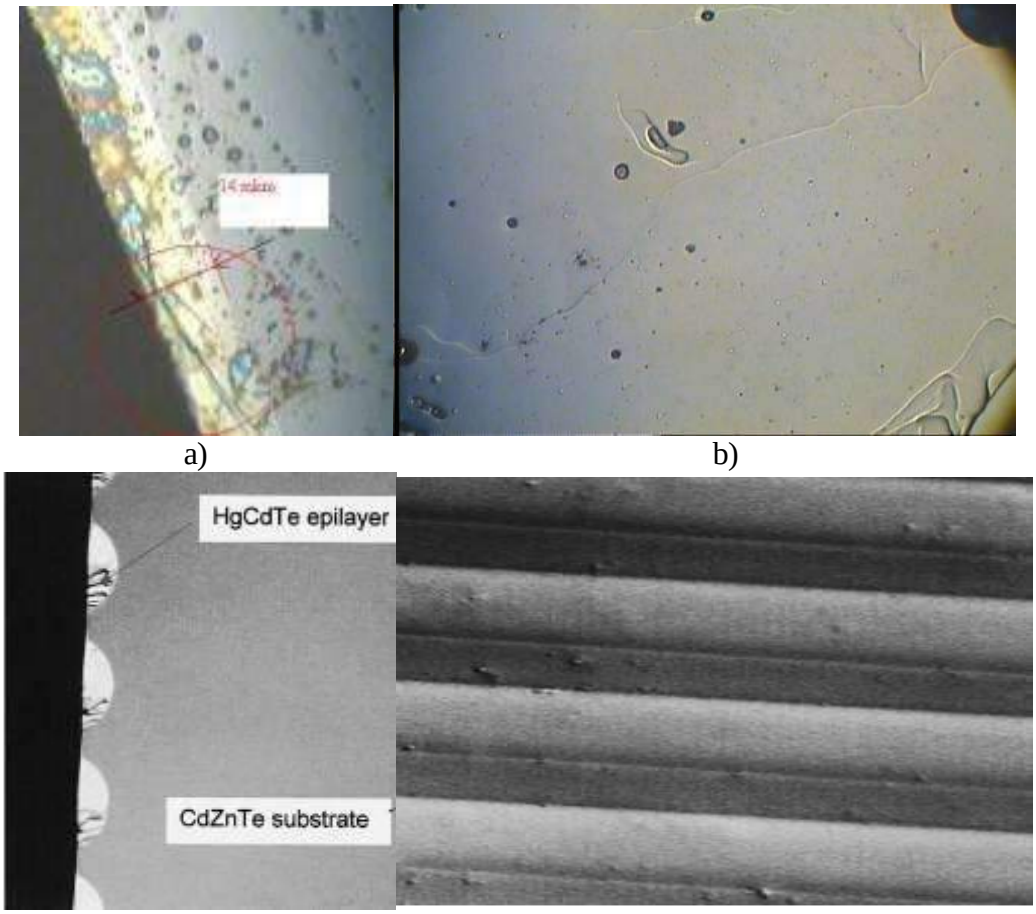
альных слоев твердого раствора кадмий-ртуть-теллур (КРТ) и InSb реализованы в настоящее время рядом фирм. Наиболее распространены МФП на эпитаксиальных слоях КРТ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [1-3]. В последнее время широко разрабатываются МФП на эпитаксиальных слоях, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [4]. Однако, в широко распространенных в настоящее время ИК-детекторах 2-го и 3-го поколений на основе эпитаксиальных пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$, которые, в основном, представляют из себя матрицы одноцветных и двуцветных фотодиодов, не используются широкие возможности, которые предоставляет наличие встроенного поля, обусловленного градиентом ширины запрещенной зоны. Так же недостаточно внимания уделено созданию МДП матриц на основе эпитаксиальных пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$.

В [5-7] описаны твердотельные преобразователи изображения на основе HgCdTe с поверхностным каналом, в которых хранение, сканирование и считывание сигнального заряда осуществляются посредством переноса и инжекции зарядов внутри отдельных фоточувствительных ячеек или зарядовой связи между элементами матрицы. В [8] описан матричный ФСИ на основе InSb, содержащий изолирующую подложку с расположенной на ней полупроводниковой пластиной, покрытой слоем диэлектрика, поверх которого нанесены металлические полевые электроды. Каждая фоточувствительная ячейка образуется двумя близко расположенными МДП-структурами. Одна из них имеет полупрозрачный полевой электрод и служит для накопления фотогенерированного заряда, а другая с непрозрачным полевым электродом используется для хранения инжекции заряда. Фоточувствительные ячейки организованы в матричную структуру с двухкоординатной адресацией с помощью двухуровневой коммутационной металлизации. Считывание сигнального заряда от элементов матрицы обеспечивается схемой координатной выборки, обеспечивающей последовательную инжекцию заряда из всех фоточувствительных ячеек. Регистрируемый ток инжекции является выходным сигналом матрицы. При всех преимуществах этих устройств, они обладают рядом недостатков, существенно ухудшающих их рабочие характеристики. Основные из этих недостатков перечислены ниже:

- недостаточная надежность, связанная с присутствием клеевой композиции, используемой для составления архитектуры матричной структуры и подвергаемой значительным напряжениям из-за температурных перепадов, обусловленных необходимостью обеспечения криогенных рабочих температур матрицы;
- сложность изготовления из-за необходимости применения технологии "контактов со спуском" для обеспечения межсоединения от всех элементов матрицы с контактными дорожками контактного растра, использования технологии ионного легирования, многослойной металлизации и межслойной изоляции;
- высокий уровень шумов, обусловленный большими паразитными емкостями коммутационных шин относительно друг друга и полупроводниковой пластины, а также неэффективное использование полезной площади полупроводниковой пластины, поскольку часть ее площади занята под коммутационную разводку и электроды хранения.

Как было показано в [3,4,9,10] содержание кадмия в эпитаксиальных пленках $Hg_xCd_{1-x}Te$ в процессе их роста плавно изменяется по толщине от HgTe (x=0) до состава CdTe (x=1) на поверхности от подложки.

Микрофотографии поперечного скола и поверхности эпитаксиальных гетероструктур CdZnTe-HgCdTe выращенных нами на поверхности (планарные слои) и внутри канавок приповерхностного слоя подложки CdZnTe (встроенные эпитаксиальные слои, ВЭС) методом жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ) в интервале температур 502÷440ºC на подложке CdZnTe из раствора-расплава $(Cd_{0,048}Hg_{0,952})_{0,2}Te_{0,8}$ показаны на Рис.1(a и b).



a) b)

a) d)

Рис.1

Микрофотографии поперечного скола и поверхности эпитаксиальных гетероструктур CdZnTe-HgCdTe, выращенных жидкофазной эпитаксией на поверхности (a и b) и внутри канавок приповерхностного слоя (c и d) подложки CdZnTe.

Типичные профили распределения состава кадмия (x) по толщине эпитаксиального слоя в этих структурах показаны соответственно на Рис.2(a,b). Как видно из Рис.2(a), при использованных режимах роста содержание Cd на поверхности эпитаксиального слоя составляет 0,16÷0.15%. (E_g~0,06eV), а по мере приближения к границе раздела с подложкой содержание Cd непрерывно растет. Кривую можно условно разбить на 3 отдельных участка с характерными наклонами, соответствующими трем участкам варизонной структуры с градиентами запрещенной зоны ΔE_{g1}=640eVcm^{-2}, ΔE_{g2}=80eVcm^{-2}, ΔE_{g3}=2·10^{-3}eVcm^{-2}. Поэтому ширина запрещенной зоны на разных толщинах эпитаксиального слоя различается, т.е. слои являются варизонными. Такое распределение состава обусловлено тем, что в процессе роста жидкофазной эпитаксии на границе раздела подложка-эпитаксиальный слой идет процесс твердотельного замещения Cd атомами Hg в нарастающей пленке HgCdTe [11].

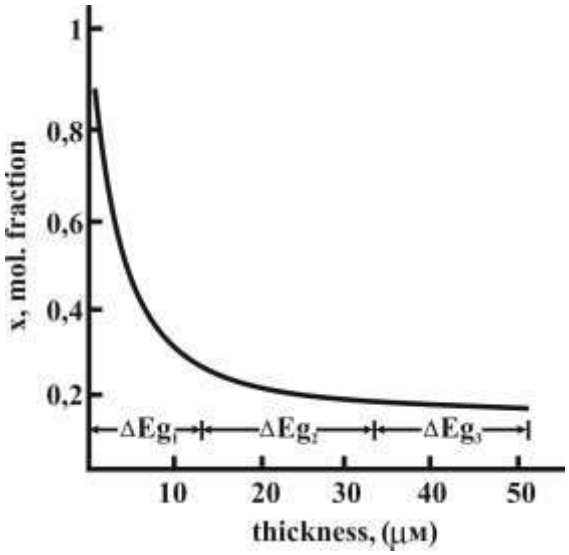
Пространственная неоднородность ширины запрещенной зоны обуславливает формирование встроенного внутреннего электрического поля, напряженность которого определяется выражением [14]

$$E_{gr} = \frac{1}{2e}\frac{dE_g}{dx}\left(\frac{zN}{\sqrt{4n_i{}^2+(zN)^2}} - \frac{1}{3}\right),$$

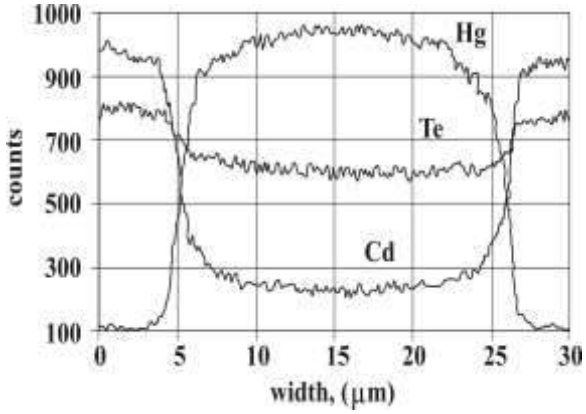
где N –концентрация акцепторной примеси, z - кратность ее ионизации, n_i - собственная концентрация носителей заряда в CdHgTe, e - модуль заряда электрона.

При выращивании слоев внутри канавок,

вытравленных в приповерхностном слое подложки CdZnTe, между растущим из раствора эпитаксиальным слоем и CdZnTe имеются три границы раздела (две со стенками канавки и одна с дном канавки).



a)



b)

Рис.2

Типичный профиль распределения состава кадмия (x) по толщине эпитаксиальных слоев, выращенных на поверхности (a) и внутри канавок приповерхностного слоя (b).

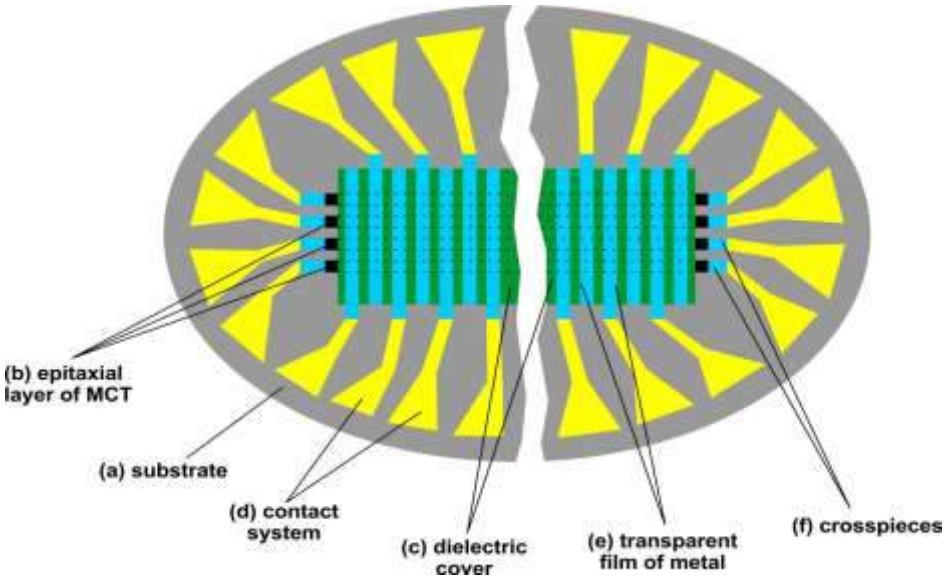
Как видно из Рис.2(b), варизонность структуры наблюдается со стороны обеих границ раздела CdZnTe (стенок канавки) - эпитаксиальный слой. Это означает, что в этом случае по ширине эпитаксиального слоя будет формироваться встроенное варизонное электрическое поле, которое будет отталкивать носители заряда от граней слоя, способствуя уменьшению влияния их поверхностей, являющихся источником поверхностной рекомбинации.

На Рис.3 представлен общий вид матричного ФСИ (a) и схема считывания выходного сигнала от элементов матрицы (b). Матричный фотоприемник содержит изолирующую подложку CdZnTe (a), в которой создана серия равноудаленных друг от друга узких канавок равной глубины и ширины. В этих канавках методом ЖФЭ [9-11] эпитаксиально выращены слои HgCdTe (b). Тонкий слой диэлектрика (c) покрывает поверхность полупроводниковых полосок и изолирующую подложку, на периферийной части которой создана свободная от этого диэлектрического покрытия металлизированная контактная система (d), соединяющая элементы матрицы. Поверх диэлектрического слоя поперек полупроводниковым полоскам располагаются полупрозрачные полевые электроды (e), конечные участки которых совмещены с соответствующими дорожками контактной системы. Конечные же участки полупроводниковых полосок, свободные от диэлектрического покрытия, также совмещены с соответствующими дорожками контактной системы посредством напыленных металлических перемычек (f).

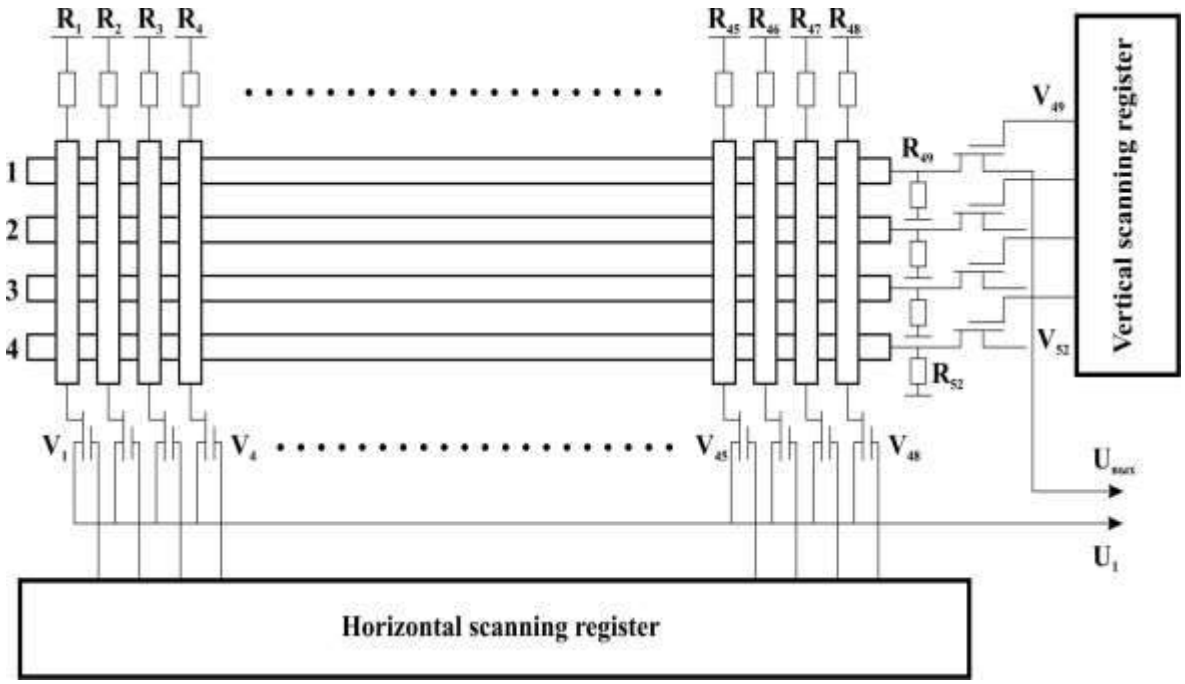
Функционирование матричного ФСИ (например, с числом элементов 4x48) обеспечивается схемой считывания сигнального заряда от всех элементов матрицы, представленной на Рис. 3(b).

На металлические полевые электроды через ключевые элементы V1÷V4, управляемые регистром горизонтального сканирования, поочередно подается напряжение U_1. Это напряжение, приложенное к одному из полевых электродов, обеспечивает образование потенциальных ям в полупроводниковых областях, лежащих под ним. В потенциальных ямах за время действия напряжения U_1 накапливаются генерированные внешним инфракрасным излучением неосновные носители. После сброса напряжения к нулю накопленные носители инжектируются в объем полупроводника и создают на резисторах $R_5 \div R_{52}$ падения напряжения пропорциональные току инжекции.

однако, на выход будет подаваться напряжение $U_{вых}$ лишь с одного из резисторов. Это обеспечивается аналоговыми ключами $V_5 \div V_{52}$, управляемыми регистром вертикального сканирования. В каждый момент времени выходной сигнал будет содержать информацию о величине освещенности в районе пересечения выбранной полупроводниковой области и полевого электрода, из-под которого производится инжекция зарядов.



a)



b)

Рис.3

Общая схема устройства (a) и схема считывания сигнального заряда от всех элементов матрицы (b).

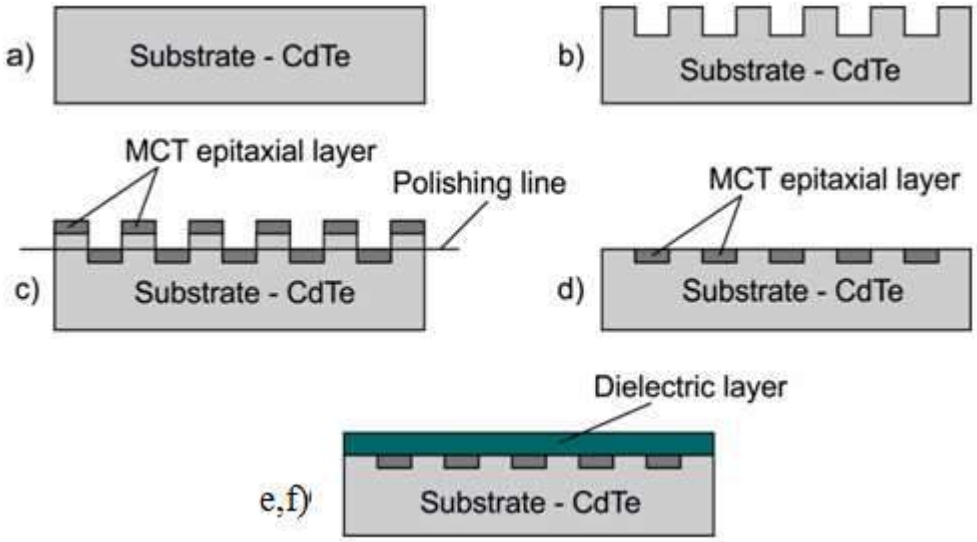


Рис.4

Этапы изготовления канавок в подложке и рост эпитаксиального слоя внутри них.

Основные этапы технологии изготовления ФСИ показаны на Рис.4. Они включали следующие основные этапы:

a-b) в исходной изолирующей пластине CdZnTe, прошедшей цикл подготовки поверхности [11] Рис.4(a), с применением фотолитографии химически вытравливались равноудаленные друг от друга канавки равной глубины 20мкм и одинаковой ширины 50мкм (Рис.4(b)).

c) подложка с вытравленными канавками устанавливалась внутри устройства для ЖФЭ, и производился процесс эпитаксиального выращивания по методике, аналогичной методике выращивания слоев на поверхности подложки [9-10]. При этом эпитаксиальный рост происходил одновременно на поверхности подложки и внутри канавок;

d) эпитаксиальный слой, вырастающий на поверхности подложки устранялся шлифованием, полированием на полировальной установке MONTASUPAL-2 при скорости вращения 20÷30об/мин в течении 20÷30мин. с использованием полирующего раствора, составленного из двуокиси циркония в глицерине, при использовании батистового полировальника [14]. При этом пластина CdZnTe приобретала вид структуры, в которой оставался лишь полупроводниковый слой CdHgTe утопленный внутрь канавок, верхняя поверхность которого находилась в единой плоскости с поверхностью изолирующей пластины;

e) на верхнюю поверхность полученной структуры на установке ВУП-2 наносили слой диэлектрика SiO_2 толщиной несколько тысяч ангстрем, оставляя свободными от него конечные участки выращенных полупроводниковых полосок, служащих для подведения к ним перемычек к контактной системе матрицы. Для тех же целей коммутации с контактной системой матрицы свободными от диэлектрического покрытия оставались участки изолирующей пластины вдоль крайних полупроводниковых полосок. На периферийной части полученной структуры вакуумным напылением слоя золота поверх подслоя хрома создавалась металлизированная контактная система для межсоединений от всех элементов матрицы;

f) На заключительным технологическим этапе изготовления матричного ФСИ поверх диэлектрического покрытия поперек полупроводниковых полосок $Cd_xHg_{1-x}Te$ наносились полупрозрачных металлические полевые электроды совмещенные с соответствующими дорожками контактной системы.

Величины коэффициентов теплового расширения CdZnTe и HgCdTe близки, поэтому эпитаксиальные слои HgCdTe, выращенные в канавках подложки, не подвержены тем же упругим напряжениям, которым обычно подвергается конструкция матрицы, основанной на склеивании подложки с полупроводником. В тоже время создание металлизированной контактной системы для межсоединений всех элементов матрицы на периферийной части подложки исключает необходимость использования специального контактного растра, на который обычно приклеивается матрица. Это значительно повышает надежность матричного ФСИ по сравнению с ее аналогами. В процессе изготовления устройства отсутствует необходимость в проведении сложной серии операций для создания многослойной коммутационной металлизации и межслойной изоляции, использования каких-либо клеевых композиций для операций склеивания и сборки матрицы, а также технологии "контактов со спуском" для обеспечения межсоединений от всех элементов матрицы с контактными дорожками контактного растра, а благодаря исключению элементов хранения и коммутационных проводников уменьшаются потери полезной площади полупроводникового материала. Все это упрощает технологию изготовления этого устройство по сравнению с аналогами. После зарастания канавок эпитаксиальным слоем их часть, выступающая над поверхностью подложки, устранялась шлифованием и полированием и слегка протравливалась в бромистом травителе. Тем самым решалась проблема дефектной морфологии поверхности эпитаксиального слоя (террасы, включения Te, остатки капель раствора), присущая планарным эпитаксиальным структурам, выращенным методом жидкофазной эпитаксии. Последнее является значительным дополнительным преимуществом описанного устройства. На основе предлагаемого матричного твердотельного формирователя сигналов изображения возможна разработка видео и тепловизионной аппаратуры с высокой чувствительностью и разрешением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено описание экспериментально полученных гетероструктур CdZnTe-HgCdTe, выращенных методом ЖФЭ на поверхности и в приповерхностных каналах подложки CdZnTe. Даны параметры варизонного эффекта в этих структурах. Описаны основные принципы действия и этапы изготовления матричного фотоприемника, действующего на основе варизонного эффекта и сконструированного на базе изолирующей подложки CdZnTe с эпитаксиальными полосками HgCdTe, встроенными в ее приповерхностный слой, а также нанесенными на нее последовательно тонким диэлектрическим слоем и полупрозрачными полевыми электродами с контактной системой для межсоединений от всех элементов матрицы. Показано, что по сравнению с аналогами фотоприемник обладает повышенной надежностью и значительно упрощенной технологией изготовления матричных фотоприемников.

1. В.И.Стафеев, К.О.Болтарь, И.Д.Бурлаков и др. *Матричные фотоприемные устройства среднего и дальнего инфракрасных диапазонов на основе фотодиодов из $Cd_xHg_{1-x}Te$, ФТП,* **39** (2005) 1257-1265.
2. В. П.Пономаренко. *Теллурид кадмия–ртути и новое поколение приборов инфракрасной фотоэлектроники, УФН,* **173**(2003) 649-665.
3. АРогальский. *Инфракрасные детекторы Перевод под ред. А.В.Войцеховского.* Новосибирск, Наука. (2003) 636.
4. Л.А.Бовина, К.О.Болтарь и др. *Фокальные матрицы на основе КРТ-фотодиодов для спектральных диапазонов 3-5 и 8-12мкм, Оптический журнал,* **6** (1996) 74-77.
5. N.Harada et al. *A 1/2″ Format Two-level CCD Imager with 492×800 Pixels, ISSCC Dig. Tech. Papers,* (1985) 270-271.
6. Gutierrez et.al. *Method of making a solid-state imager with reduced smear, US Patent* no.5.763.292 (1998).

7. W.A.Gutierrez, J.H.Pollard. *Method of preparing a monolithic infrared focal plane charge couple device imager, US patent* no. 4273596 A (1981).
8. J.C.Kim. *InSb charge -injection devices imaging array", IEE Transaction on Electron Devices,* ED-25, (1978) 232-241.
9. Ш.О.Эминов, Э. К.Гусейнов, Д.И.Гусейнов. *Устройство для ЖФЭ. Авторское свидетельство СССР,* (1991) № 1707090.
10. Ш.О.Эминов, Э.К.Гусейнов, А.А.Алиев, А.А.Раджабли. *Особенности спектров фототоотклика эпитаксиальных слоев n-CdHgTe. Fizika,* (1999) 12-15.
11. E.Huseynov , Sh.Eminov, A.Rajabli, T.Ibragim ov. *Evaluation of composition reproducibility of HgCdTe epitaxial layers grown in novel liquid phase epitaxy apparatus Jap .J. of Applied Phys.,* **50**(2011) 05FB16-05FB16.
12. V.I.Ivanov-Omsky, K.E.Mironov. *The epitaxial growth of CdHgTe from stoichiometric melt, crystallization and diffusia Phys.Stat.Sol,(a)* **58**(1980)543-546.
13. V. Jovic *Composition profiles of (Hg,Cd)Te liquid phase epitaxy layers grown from Te-rich solution Journal of Crystal Growth,* **143** (1994) 176-183.
14. Л.С.Монастырский, Б.С.Соколовский. *Диффузия заряженных примесей в варизонных полупроводниках, ФТП,* **26** (1992) 2143-2145.
15. Sh.O.Eminov, A.A.Rajabli, T.I.Ibragimov. *Effect of the $C_{d0.96}$ $Z_{n0.04}$ Te Substrate Polishing Procedure on Cd_x Hg_{1-x} Te Liquid Phase Epitaxy. Inorganic materials,* **46** (2010) 714-717.

CdZnTe ALTLIĞININ SƏTHYANI LAYINDA GÖYƏRDİLMİŞ VARİZON EPİTAKSİAL TƏBƏQƏLİ HgCdTe ƏSASINDA MATRİSLİ İNFRAQIRMIZI FOTOQƏBULEDİCİ

Ş.O.EMİNOV., Ə.Ə.ƏLİYEV, T.İ.İBRAHİMOV, İ.Ə.NƏSİBOV

CdZnTe altlığının səthində və sətyanı kanalların daxilində maye fazadan epitaksiya üsulu ilə göyərdilən CdZnTe-HgCdTe strukturlarının təsviri və bu cür strukturlardakı varizon effektinin parametrləri verilmişdir. Yeni tipli matrisli infraqırmızı fotoqəbuledicinin işləmə prinsipi və konstruksiyası təsvir edilmiş və hazırlanmasının əsas mərhələləri göstərimişdir. Üzərində kontakt rastrına malik olub, matrisin elementlərinin qarşılıqlı birləşdirilməsi funksiyasını yerinə yetirən və elektrik cəhərdən izoləedici olan CdZnTe altlılığının səthyanı layında kanallar hazırlanır və onlar maye faza epitaksiyası üsulu ilə HgCdTe epitaksial təbəqələri ilə tamamilə doldurulur. Daha sonra bu təbəqələrin üzərində fotohəssas matris elementlərinin sayı miqdarında metal-dielektrik-yarımkeçirici hucrələri yaradılır.

INFRARED MATRIX PHOTO DETECTOR ON BASIS OF HgCdTe WITH THE GRADE-GAP LPE LAYERS GROWN IN SUB-SURFACE LAYERS OF CdZnTe SUBSTRATE

Sh.EMINOV, A.A.ALIYEV, T.I.IBRAGIMOV, I.A.NASIBOV

The description of experimentally asquired CdTe-HgCdTe heterojunctions grown by LPE method both at the surface and sub-surface channels of CdZnTe has been presented. The parameters of varizone effect parameters in these structures have been qiven. It has been presented the working principles, the construction descriptions and have been shown the main stages of the new type matrix infrared imager fabrications. In surface layer of electrically isolating CdZnTe substrate which simultaneously acting as a contact raster for intercommunicating of matrix elements, the groowes with given deepth and shape have been created, and aftrewards they have been completely built by grade-gap epitaxial layers by means of liquid phase epitaxy (LPE). Furter, photosensitive metal-dielectric-semiconductor cells in the quantity iquil to the number of matrix elements have been created upon those layers.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

УДК 538.93

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$

С.С.РАГИМОВ, Ш.Дж.КУРБАНОВ, Р.И.СЕЛИМ-ЗАДЕ

Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
sadiyar@mail.ru

Получена: 10.09.2016
Принята к печати: 26.01.2017

Ключевые слова: халькогениды железа, сверхпроводимость, электропроводность, магнитный момент, термоэдс

РЕФЕРАТ

Проведены исследования магнитного момента, электропроводности и термоэдс $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ в широком интервале температур. Обнаружено, что $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ переходит в сверхпроводящее состояние при T=10,5K. Установлено, что частичное замещение элемента селена теллуром приводит к увеличению значения электропроводности $FeSe_{0.82}$ в нормальной фазе.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), содержащих железо, возник с открытием сверхпроводимости в оксипнектидах железа [1], слоистых соединениях, аналогичных по структуре ВТСП купратам. Дальнейшие исследования показали, что переход в сверхпроводящее состояние присутствует также у более простых по структуре соединений – халькогенидах железа [2]. Несмотря на то, что критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c в них не столь велика по сравнению с ВТСП купратами, исследование этих соединений представляет огромный интерес. Во-первых, существование сверхпроводимости и ферромагнетизма в одном материале – это, с научной точки зрения, очень интересно. С другой стороны, структура этих соединений довольно проста по сравнению с купратными, и сверхпроводники на основе Fe имеют несколько уникальных свойств: таких как высокие критические поля, кристаллографическая анизотропия, высокая плотность тока. Поэтому исследование электрических свойств, особенно термоэдс, в этих соединениях представляет большой интерес. В данной работе представлены результаты влияние теллура на сверхпроводимость и электрофизические свойства $FeSe_{0.82}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Синтез $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ выполнялся высокотемпературным ампульным методом. Рентгеноструктурный анализ исследованных образцов проведен на дифрактометре D8-XRD ADVANCE фирмы Bruker и рассчитан программами EVA и TOPAS. На Рис.1представлены дифрактограммы $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$. Эти составы кристаллизуются в тетрагональной структуре (структура PbO) с параметрами решетки: a=3.765Å; c=5.518Å (пространственная группа P4/nmm). Были оценены размеры кристаллитов (Crystallite Size (Scherrer): 412.6Å). Замещение селена теллуром приводит к деформации кристаллической решетки $FeSe_{0.82}$, что естественно, должно сказаться на полученных дифрактограммах. Действительно, наблюдаются дополнительные максимумы и уширение дифракционных линий, что видно из сравнения дифрактограмм $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ и $FeSe_{0.82}$, видно из сравнения дифрактограмм $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ и $FeSe_{0.82}$.

На Рис.2 приведены температурные зависимости удельного магнитного момента исследованных образцов. В области 130K для обоих составов наблюдается отклонение от линейности. Для $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ это заметнее, чем для $FeSe_{0.82}$. Резкое уменьшение магнитного момента в области 10,5K свидетельствует о

переходе состава $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ в сверхпроводящее состояние. Отметим, что FeSe переходит в сверхпроводящее состояние при 8К и ниже [2].

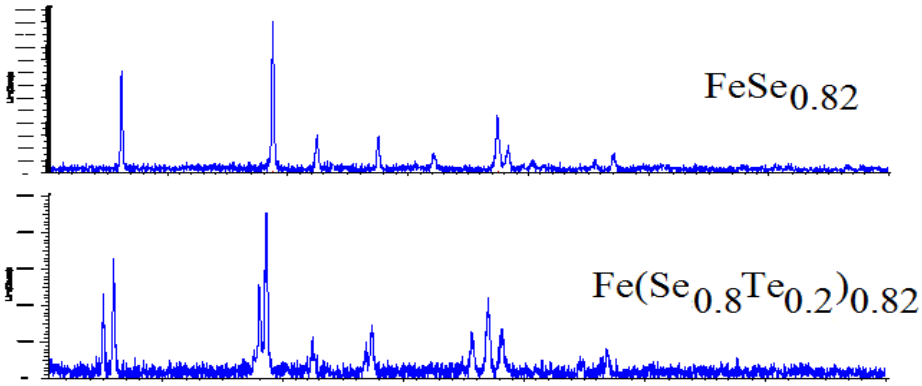


Рис.1
Дифрактограммы $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$

На критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) сильное влияние оказывают несколько факторов. Один из основных - это отклонение от стехиометрического состава. Поэтому синтезированы составы не как FeSe (11), а с отклонением от стехиометрии $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$. С другой стороны, температура перехода значительно повышается при приложении внешнего гидростатического давления.

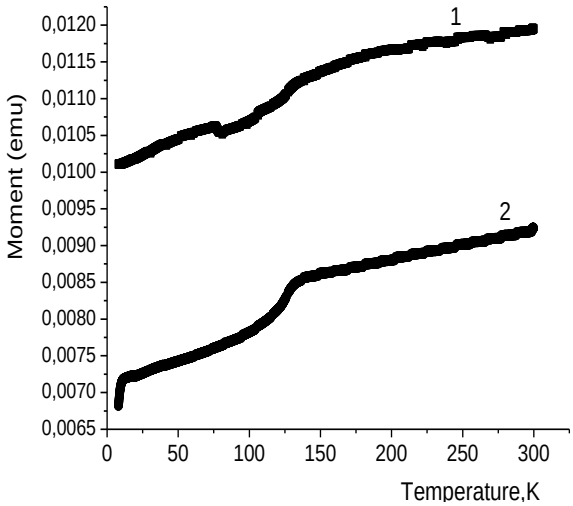


Рис.2
Температурные зависимости магнитного момента $FeSe_{0.82}$ (1) и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ (2).

Изменение ионного радиуса одного из компонентов без изменения типа химической связи приводит к увеличению или уменьшению параметров элементарной ячейки соединения. Замещение селена теллуром (халькоген с большим ионным радиусом) приводит к увеличению параметров элементарной ячейки. Химическое давление, возникающее при этом, должно быть отрицательным и его можно считать естественным аналогом механического давления.

Для $FeSe_{0.82}$ в данной температурной области (8÷300К) сверхпроводимость не обнаружена. Относительно отклонения от линейности магнитного момента в области 130К можно отметить следующее. Для FeSe в области 105К наблюдается структурный фазовый переход из тетрагональной (P4/nmm) симметрии к триклинной симметрии (P-1). При этом параметры решетки меняются, но магнитная симметрия не нарушается [3]. Однако результаты, полученные экспериментально (Рис.2), свидетельствуют о том, что такое изменение обусловлено магнитной составляющей. Следует отметить, что в случае $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ эта аномалия может быть связана с антиферромагнитным переходом, который свойственен FeTe и наблюдается при температуре 125К [4]. Таким образом, в одном и том же соединении при разных температурах обнаружено сосуществование антиферромагнетизма и сверхпроводимости.

Проведено исследование электропроводности и термоэдс синтезированных образцов $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ в температурной области 77÷300К.

На Рис.3 представлены температурные зависимости удельного сопротивления, а на Рис.4 - термоэдс исследованных образцов $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$.

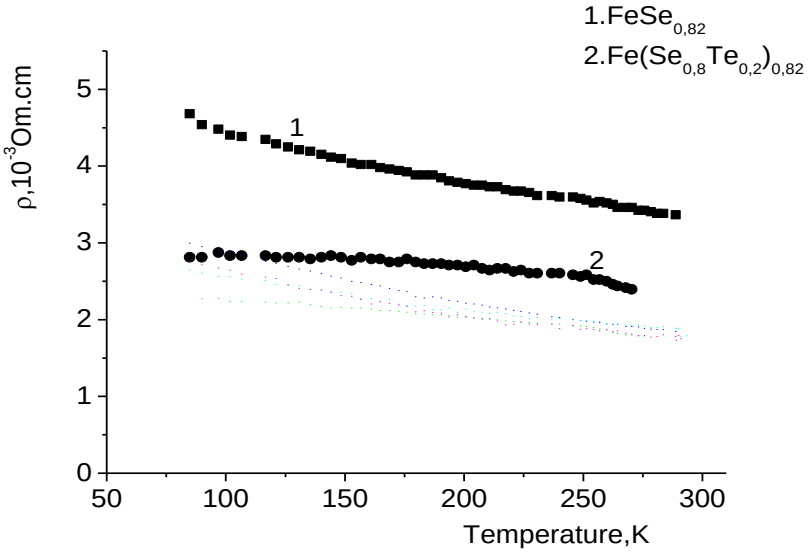


Рис.3

Температурные зависимости удельного сопротивления $FeSe_{0.82}$ (1) и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ (2).

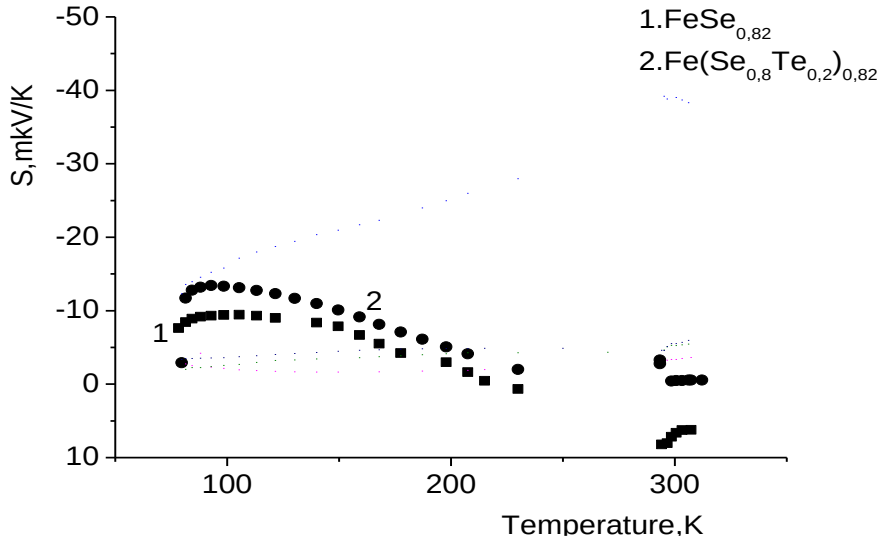


Рис.4

Температурные зависимости термоэдс $FeSe_{0.82}$ (1) и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ (2).

Как видно, температурные зависимости удельного сопротивления в обоих случаях имеют полупроводниковый ход, т.е. с ростом температуры значения удельного сопротивления уменьшается. Замещение элемента селена на теллур приводит к увеличению значения электропроводности. Представляет интерес температурная зависимость термоэдс. В температурной области T<200К термоэдс имеет отрицательный знак, далее с ростом температуры знак меняется на положительный, что указывает на дырочный тип проводимости. Этот очень интересный факт трудно объяснить. Дело в том, что обычно наблюдаются

обратная картина - переход от дырочного к электронному типу проводимости с повышением температуры. Такая температурная зависимость для термоэдс наблюдается при исследовании висмутовых сверхпроводников [5]. В области 300К и выше наблюдается переход от дырочного к электронному типу проводимости. С ростом температуры увеличивается концентрация электронов, что приводит к росту электронной части термоэдс. Вследствие этого термоэдс меняет знак с положительного на отрицательный. Обращает на себя внимание и переход температурной зависимости термоэдс через максимум в области 90К. Такой температурный ход термоэдс характерен для висмутовых и иттриевых купратных сверхпроводников. Перед фазовым переходом температурная зависимость термоэдс проходит через максимум, далее ниже критической температуры T_c стремится к нулю. Это объяснимо, если учесть, что количество электронов проводимости уменьшаются за счет спаривания в куперовские пары. При этом возникает дополнительная проводимость, за счет чего преждевременно уменьшается удельное сопротивление сверхпроводника. Вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние возникают сверхпроводящие флуктуации, за счет чего и наблюдается уменьшение удельного сопротивления. Однако, на температурной зависимости удельного сопротивления (Рис.3) отклонения от линейности не наблюдается. Это связано с тем, что сверхпроводящее состояние для этих составов находится еще ниже по температурной шкале.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Частичное замещение элемента селена теллуром приводит к увеличению значения электропроводности в нормальной фазе и сверхпроводящему переходу в $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ при 10,5К.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики: Грант №EİF-2013-9(15)-46/08/1.

1. Y.Kamihara, T.Watanabe, M.Hirano, H.J.Hosono. *Iron-Based Layered Superconductor La[O1-xFx]FeAs (x=0.05÷0.12) with Tc=26K, Journal of American Chemical Society*, **130** (2008) 3296-3297.
2. F.C.Hsu, J.Y.Luo, K.W.The, T.K.Chen, T.W.Huang, P.M.Wu, Y.C.Lee, Y.L.Huang, Y.Y.Chu, D.C.Yan, Maw-Kuen Wu. *Superconductivity in the PbO-type structure α-FeSe, Proc. National Acad. Sciences U.S.A.*, **105** (2008) 14262-14264.
3. Kuo-Wei Yeh, Tzu-Wen Huang, Yi-lin Huang, Ta-Kun Chen, Fong-Chi Hsu, Phillip M.Wu, Yong-Chi Lee, Yan-Yi Chu, Chi-Lian Chen, Jiu-Yong Luo, Der-Chung Yan, Maw-Kuen Wu. *Tellurium substitution effect on superconductivity of the α-phase iron selenide, EPL*, **84** (2008) 37002:1-4.
4. A.Martinelli, A. Palenzona, M.Tropeano, C.Ferdeghini, M.Putti, M.R.Cimberle, T.D.Nguyen, M.Affronte, C.Ritter. *From antiferromagnetism to superconductivity in $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$ (0≤x≤0.20): Neutron powder diffraction analysis, Phys.* Rev. B, **81** (2010) 094115: 1-10.
5. С.А.Алиев, С.С.Рагимов, В.М.Алиев. Термоэдс и магнитотермоэдс в Bi-Sr-Ca-Cu-O, Физика низких температур, **22** (1996) 679-682.

$FeSe_{0.82}$ VƏ $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$–NİN ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ VƏ İFRATKEÇİRİCİLİK

S.S.RƏHİMOV, Ş.C.QURBANOV, R.İ.SƏLİM-ZADƏ

$FeSe_{0.82}$ və $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ –də maqnit momenti, elektrikkeçiriciliyi və termoe.h.q. geniş temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$-nin T=10.5K –də ifratkeçirici hala keçməsi müşahidə edilmişdir. Göstərilmişdir ki, $FeSe_{0.82}$ –də selenin müəyyən qədər tellurla əvəz edilməsi nəticəsində normal halda elektrikkeçiriciliyinin qiyməti artır .

SUPERCONDUCTIVITY AND ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF $FeSe_{0.82}$ AND $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$

S.S.RAGIMOV, Sh.J.QURBANOV, R.I.SELIM-ZADE

The magnetic moment, electrical conductivity and thermal power of $FeSe_{0.82}$ and $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ have been investigated in the wide temperature interval. It has been observed, that at 10.5K $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$ passed into superconducting state. It has been established, that the partial substitution of selenium by tellurium in $FeSe_{0.82}$ led to increase of electrical conductivity in normal state.

Редактор:проф. Д.Араслы

УДК 621 315.61

КОЛЕБАНИЯ ТОКА В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ДВУМЯ ТИПАМИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Э.Р.ГАСАНОВ, А.В.ИСЛАМЗАДЕ*

БГУ, Институт Физических Проблем
AZ 1148, Баку, ул. З. Халилова, 23
*Институт Физики НАН Азербайджан**
AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131
aygul_islamzade@mail.ru

Получена: 06.12.2016
Принята к печати:25.01.2017

Ключевые слова: частота, электрические поле, примесь, импеданс, излучения, инжекция.

РЕФЕРАТ

Построена теория колебания тока в конкретном примесном полупроводнике. Для различных случаев получены аналитические выражения параметров $\beta_{\pm}^{\gamma}$, характеризующих рекомбинацию и генерацию носителей заряда.

Получены аналитические формулы для частоты колебания тока и электрического поля при различных соотношениях концентраций носителей заряда. Построены графики $\omega(E_0)$ в высокочастотном и в низкочастотном пределе

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1-5] подробно изложена теория в примесных полупроводниках с двумя типами носителей заряда (электроны и дырки) в сильном электрическом поле. Рекомбинация и генерация носителей заряда при наличии примесных центров приводит к колебаниям тока в цепи и неустойчивости состояния образца. При этом образец становится источником излучения энергии. Частота излучения находится из условия отрицательности вещественной части импеданса образца.

$$-\operatorname{Re} Z + R = 0, \qquad (1)$$

R – положительное сопротивление вносимое в цепь.

При удовлетворении уравнения (1) мнимая JmZ может быть положительной или отрицательной. Внося в цепь сопротивление индуктивного или емкостного характера, легко можно ликвидировать в цепи JmZ .

Во всех теоретических расчетах [1-5] знак параметров $\beta_{\pm}^{\gamma} = 2\dfrac{d\ln\gamma_{\pm}(E_0)}{d\ln E_0^2}$

($\beta_{\pm}^{\gamma}$ параметр определения зависимости коэффициентов захвата от электрического поля), ($\gamma_{\pm}$-коэффициент захвата электронов и дырок) считается положительным. Однако, аналитическое значение $\beta_{\pm}^{\gamma}$ не определялось. В дальнейшем мы увидим, что при определения частоты колебания тока из (1) аналитическое выражения параметров $\beta_{\pm}^{\gamma}$ очень важно.

В этой работе, определив аналитическое выражение параметров $\beta_{\pm}^{\gamma}$, построим теорию колебания тока в конкретном примесном полупроводнике с двумя типами носителей заряда. Определим частоты колебания тока и электрическое поле, при котором происходит колебание тока.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Построим теорию колебаний тока, возникающих при определенных условиях в кристалле типа германия, легированного золотом. Легирующие атомы золота однократно- и двукратно-отрицательно заряжены (с концентрацией $N, N_-, N_- << N$). Основные уравнения и физические основы, модель полупроводника подробно изложены в работах [1-5]. Поэтому на основе [1-5] напишем систему уравнений

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + div\vec{j}_+ = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t}\right)_{rek}; \ \frac{\partial n_-}{\partial t} + div\vec{j}_- = \left(\frac{\partial n_-}{\partial t}\right)_{rek}$$

$$\left(\frac{\partial n_+}{\partial t}\right)_{rek} = \gamma_+(E)n_{1+}N - \gamma_+(0)N_- \tag{2}$$

$$\left(\frac{\partial n_-}{\partial t}\right)_{rek} = \gamma_-(E)n_-N - \gamma\ (0)n_{1-}N$$

$$\vec{j}_\pm = \pm\mu_\pm n_\pm E - D_\pm \frac{\partial n_+}{\partial x}$$

$$div\vec{J} = ediv\left(\vec{j}_+ - \vec{j}_-\right) = 0$$

$$D_\pm = \frac{T}{e}\mu_\pm \qquad \frac{\partial N_-}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_-}{\partial t}\right)_{rek} - \left(\frac{\partial n_+}{\partial t}\right)_{rek}.$$

Полагая концентрации носителей заряда (дырок и электронов) $n_\pm = n_\pm^0 + \Delta n_\pm$ и $N_- = N_-^0 + \Delta N_-$ $E = E_0 + \Delta E$ и вводя характерные частоты

$$\nu_- = \gamma_-(E_0)N_0,\ \nu_+^E = \gamma_+(E_0)N_0, \nu_+ = \gamma_+(0)N_-^0$$

$$\beta_\pm = 2\frac{d\ln\gamma_\pm(E_0)}{d\ln E_0^2}; \Delta n_\pm = \Delta n'_\pm e^{-i\omega t} + \Delta n''_\pm e^{i(kx-\omega t)},$$

мы из (2) получаем

$$\begin{aligned} A_-(k)\Delta n''_- + A_+(k)\Delta n''_+ &= 0 \\ B_-(k)\Delta n''_- + B_+(k)\Delta n''_+ &= 0 \\ A_-(0)\Delta n'_- + A_+(0)\Delta n'_+ &= A\Delta J \\ B_-(0)\Delta n'_- + B_+(0)\Delta n'_+ &= B\Delta J \end{aligned}, \tag{3}$$

K – волновой вектор, ω – частота колебаний тока. Из-за громоздкости выражения коэффициентов $A_\pm(k), B_\pm(k), A, B$ мы их не будем выписывать, определяя волновой вектор из (2)

$$\Delta n_\pm(x,t) = c_1^\pm e^{ik_1x} + c_2^\pm e^{ik_2x} + c^\pm\Delta J.$$

С помощью граничных условий

$$x = 0, \Delta n_\pm(0,t) = \delta_+^0\Delta J; x = L, \Delta n_\pm(L,t) = \delta_\pm^L\Delta J,$$

(δ_+^0 и $\delta_\pm^L$ - коэффициенты инжекции) определим $\Delta E(x,t)$ из (3), импеданс образца имеет вид

$$Z = \frac{1}{\Delta JS}\int_0^L \Delta E(x,t)dx = \mathrm{Re}\, Z + iJmZ\,, \tag{4}$$

L – длина, S – поперечное сечение образца.

Выражение импеданса (4) в общем случае очень громоздко, и мы ограничимся предельными случаями

$$n^0 >> n_+^0 \text{ и } n^0 << n_+^0. \tag{5}$$

При неравенствах (5) частота колебания тока может иметь разные значения. Мы рассмотрим следующие предельные случаи.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТОКА

Рассмотрим следующие предельные случаи $\omega > \nu_+^E, \nu_-, \nu_+$

1) $n_-^0 >> n_+^0$, задано δ_+^0. Из (3) получим

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{Re}\, Z}{Z_0} = -\dfrac{2\nu_+^E v_+\beta_+}{L\omega^2}\dfrac{n_+}{n_-} - \dfrac{2\nu_- e v_+\delta_+^0}{L\omega} + \dfrac{R}{Z_0} = 0 \\ \dfrac{JmZ}{Z_0} = \dfrac{\omega}{2\nu_-} - \dfrac{2\nu_+^E v_+\beta_+}{L\omega^2}\dfrac{n_+}{n_-} - \dfrac{2\nu_- e v_+\delta_+^0}{L\omega}\left(\dfrac{\omega^L}{v_+} - \dfrac{3\nu_-}{\omega}\right) + \dfrac{R_1}{Z_0} = 0 \end{cases}. \tag{6}$$

При $\beta_- = \dfrac{\omega}{2\nu_-} >> 1; \beta_+ = \dfrac{\nu_- e v_- v_+^0}{\nu_+^E}\dfrac{n_-}{n_+}$ из (5) получим: $R = R_1 = Z_0$,

$$Z_0 = \frac{L}{\sigma_0 S}; \sigma_0 = e\left(n_-^0\mu_-^0 + n_+^0\mu_+^0\right) \quad \omega = 2\nu_-\left(\frac{E_0}{E_\delta} - 1\right); E_0 = \frac{L\nu_-}{\mu_-}; E_\delta = \frac{1}{e\mu_+\delta_+^0}$$

2) $n_- >> n_+$, задано $\delta_-^0, \beta_- = \dfrac{\omega}{2\nu_-}$ $R = R_1 = Z_0$

$$\omega = 2\nu_-\frac{L\nu_-}{\mu_+ E_\delta}; E_0 = \frac{2L\nu_-}{\mu_+}, E_\delta = \frac{1}{e\mu_-\delta_-^0}.$$

В этом случае из выражений $\mathrm{Re}\, Z$ и JmZ, найденных из формулы (6), получим:

3) $n_-^0 << n_+^0$, задано δ_-^L. Из (3) получим

$$E_0 = E_\delta(2/3)^{1/2} \quad \omega = \frac{\mu_+ E_\delta}{2L}(2/3)^{1/2}$$

$$E_\delta = \frac{1}{e\mu_-\delta_-^L}; \beta_- = \frac{v_+ n_+}{2L\nu_- n_-} \quad R = R_1 = Z_0$$

4) $n_-^0 << n_+^0$, задано δ_+^L, $\beta_- = \dfrac{n_+}{n_-}$

Значения электрического поля и частоты имеют вид

$$E_0 = \frac{E_1}{2}\left(\frac{\nu_+^E\beta_+ L\mu_+}{\mu_- E_\delta\mu_-}\right)^{1/2}; \omega = \left(\nu_+^E\beta_+\right)^{2/3}\cdot\left(\frac{\mu_-^2 E_\delta}{L\mu_+}\right)^{1/3}$$

$$E_\delta = \frac{1}{eL\mu_+\delta_+}; E_1 = \frac{L\omega^3}{\mu_-\nu_-\nu_+^E\beta_+}; \beta_- = \frac{n_+}{n_-}$$

$$R_1 = -|R_1|; |R_1| = R = Z_0 .$$

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТОКА

В низкочастотном случае ($\omega << \nu_+^E, \nu_+\nu_-$) из (3) определены следующие значения E_0 и ω .

1) $n_-^0 >> n_+^0$, задано δ_+^0, $E_\delta = \frac{1}{e\mu_1\delta_+^0}; E_1 = \frac{L\nu_+^2\mu_-n_-}{n_+\mu_+^2\nu_+^E\beta_+}$ $E_0 = 2E_1; \omega = \nu_+\frac{E_\delta^2}{4E_1^2}; R_1 = -|R_1|, R = |R_1| = Z_0$

2) $n_-^0 >> n_+^0$, задано δ_-^0, $R = R_1 = Z_0$

$$E_0 = 2E_\delta; \omega = \frac{\mu_+E_\delta}{2L_1}\left(3/2\frac{\mu_+E_\delta}{L\nu_+}\right)$$

$$E_\delta = \frac{1}{e\mu_-\delta_-^0}; \omega = 3/2\frac{(\mu_+E_\delta)^2}{2L^2\nu_+} \sim E_0^2$$

3) $\beta_+ = \frac{\nu}{\nu_+^E}\frac{\mu_-n_-}{\mu_+n_+}\beta_-$; $n_-^0 << n_+^0$, задано δ_-^L

$$R = |R_1| = Z_0; \; R_1 = -R_1$$

$$\omega = -2\nu_+; E_0 = \frac{E_\delta^2\mu_-n_-\beta_-}{4n_+L\nu_+}$$

4) $n_-^0 << n_+^0$, задано δ_-^L

$$R_1 = -R_1; \; E_0 = \frac{L\nu_+n_-}{3\mu_-n_+\beta_-}, \omega = \frac{6}{5}\frac{\mu_-E_+}{L}\frac{n_+}{n_-}\beta_-\frac{E_\delta^2}{E_1E_2}$$

$$E_+ = \frac{5E_1}{6}; E_1 = \frac{6}{5}E_+, E_+ = \frac{E_\delta^2\mu_-n_-\beta_-}{L\nu_+n_+}$$

На основе вышеуказанных формул для значений частоты колебаний в цепи построены графики зависимости частоты от электрического поля.

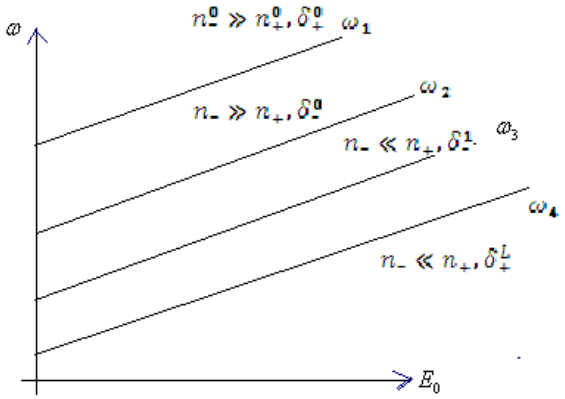


Рис.1

Зависимость частоты от электрического поля в высокочастотном пределе.

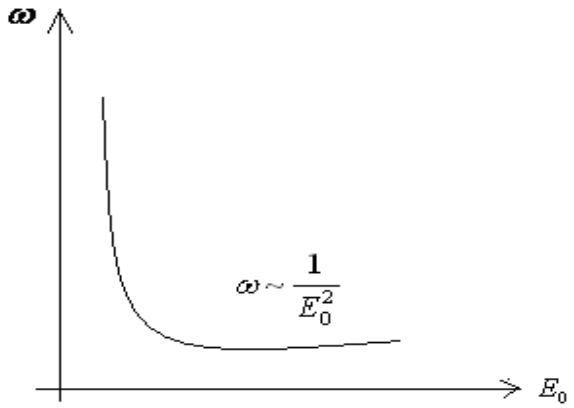


Рис.2

Зависимость частоты от электрического поля в низкочастотном пределе.

ОБСУЖДЕНИЕ

Из вышеуказанных формул видно, что при высокочастотном колебании тока в цепи мнимая часть импеданса только в одном случае ($n_-^0 << n_+^0$, задано δ_+^L) имеет индуктивный характер т.е. $JmZ < 0$.

В случае низкочастотных колебаний в трех случаях в цепи возникает сопротивление емкостного характера. Из графика $\omega(E_0)$ (Рис.2) видно, что частота колебания тока в некоторых случаях растет при уменьшении поля.

Во всех случаях частота колебания тока и электрическое поле могут быть измерены экспериментально. Таким образом, в полупроводниках с двумя типами носителей заряда происходит колебание тока с различными частотами. Эти разные колебания возникают при различных значениях электрического поля.

1. E.R.Hasanov, K.B.Gurbanov, Rasoul Nezhad Hossein. Impurity semiconductor as energy irradiator in presence of constant external electric and magnetic field, International Journal for Knowledge, Science and Technology, Oktober 1, №1 (2009) 114-120.
2. R.N.Hossein, E.R.Hasanov, A.Z.Panahov, A.I.Demirel. *According Recombination Waves in Semicondactors with Deep Traps, International Journal of Pure and Applied Physics*, **7** №1 (2011) 89-95.
3. Э.Р.Гасанов, Б.З.Алиев. *Условия излучения энергии наноразмерных примесных полупроводников, Journal of Qafqaz University*, №30 (2010) 85-92.
4. E.R.Hasanov, R.K.Qaimova, A.Z.Panahov, A.I.Demirel. *Ultrahigh Frequency Generation in Ga-As-type. Studies Theor Phys.*, **3** №8 (2009) 293-298.
5. E.R.Hasanov, A.V.Islamzade, H.SH.Hasanov. *Instability of Thermo magnetic wave in an Inhomogeneous Electron-Type Conducting Medium, ICTPE-2015, The 11th International Conference on Technical and Physical Problems of Electrical Engineerig, Bucharest, Romania, 10-12 September*, (2015) 201-205.

İKİ TİP KEÇİRİCİLİYƏ MALİK AŞQARLI YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ CƏRƏYAN RƏQSLƏRİ

E.R.HƏSƏNOV, A.V.İSLAMZADƏ

Konkret modelə malik yarımkeçiricilərdə cərəyan rəqslərinin nəzəriyyəsi qurulmuşdur. Rekombinasiyanı və generasiyanı xarakterizə edən $\beta_\pm^\gamma$ parametrlərinin analitik ifadələri alınmışdır.

Cərəyan rəqslərinin müxtəlif yaranma şəraitində, tezliklərin və bu yaranmaya səbəb olan elektrik sahəsinin analitik ifadələri müəyyən edilmişdir. Müxtəlif hallarda tezliyin elektrik sahəsindən asılılıq qrafikləri qurulmuşdur.

CURRENT OSCILLATIONS IN IMPURITY SEMICONDUCTORS WITH TWO TYPES OF CHARGE CARRIERS

E.R.HASANOV, A.V.ISLAMZADE

The theory of current oscillation has been developed for a specific impurity semiconductor. Analytical expressions for parameters $\beta_\pm^\gamma$ characterizing recombination and generation of charge carriers have been obtained in different cases.

In addition, analytical formulas have been obtained for both the frequency of the current oscillation and electric filed under various concentration ratios of the charge carriers. The graphs of $\omega(E_0)$ have been drawn within high frequency and low frequency limits.

Редактор: проф. Ш.Нагиев

PACS 536.77:547.442

CO_2 SOLUBILITY IN 1-OCTYL-3-METHYLIMIDAZOLIUM TETRAFLUOROBORATE

J.SAFAROV[1,2] , Ch.SPERLICH[1], A.NAMAZOVA[2,3], R.HAMIDOVA[2], A.SHAHVERDIYEV[2], E.HASSEL[1]

Institute of Technical Thermodynamics, University of Rostock[1]
D-18059, Germany, Rostock, Albert-Einstein-Str.2
Department of Heat Energy, Azerbaijan Technical University [2]
AZ 1073, Baku, H.Cavid pr., 25
Department of Electroenergy and Heat Techniques, Mingachevir State University[3]
Azerbaijan, Mingachevir, Dilare Alieva str., 21
javid.safarov@uni-rostock.de

Received: 06.12.2016
Accepted: 25.01.2017

REFERAT
Solubility measurement data of carbon dioxide (CO_2) in the ionic liquid 1-octyl-3-methylimidazolium tetrafluoroborate [OMIM][BF_4] have been presented. The measurements have been carried out using the pressure drop isochoric method as a function of temperatures from T=(413.15 to 293.15)K in decrements of ΔT=20K at selected four different pressure steps from appr. p=(4.5 to 0.5)MPa. The temperature dependency of Henry's law constant has been calculated and the average deviation of the Henry's law constant is always better than ±1%. Thermodynamic properties of solution such as the Gibbs free energy of solvation, the enthalpy of solvation, the entropy of solvation, and the heat capacity of solvation were calculated to evaluate the solute–solvent molecular interactions. There are high solubilities at small temperatures, which is important to apply ionic liquids in the chemical industry to absorb exhaust gases. High temperature solubility shows the stability of ionic liquid during the contact with various gases, which can also apply in separation and rectification systems

Keywords: Ionic liquid, carbon dioxide, solubility, fugacity, Henry's law constants.

INTRODUCTION

The greenhouse gases absorb infrared energy radiated from the earth, which results in an increase in the temperature of the troposphere. One of the most important greenhouse gases is carbon dioxide (CO_2). The continued burning of fossil fuels also will continue to increase CO_2 in the atmosphere. Thus, CO_2 removal from fuel gases is a crucial technique for the availability of the fuel sources.

Ionic liquids (ILs) are regarded as environmentally-benign solvents and significant progress have been made in the application of ILs as alternative solvents for CO_2 capture due to their broad range of liquid temperatures, excellent thermal and chemical properties. The prediction of gas solubility in ILs is a fundamental step toward the development of simulation tools to aid in the process calculations prior to industrial applications [1-3].

The solubility of gases in ILs is required for the design and operation of many processes. In addition to facilitating separations and minimizing expenses resulting from solvent loss, ILs minimize environmental pollution problems and highly reduce working exposure hazards in comparison with the conventional organic solvents being used in industries today because of their insignificant vapour pressures. Gas and liquid separation process is one of the important applications of ILs. Separations of CO_2 from CH_4 or N_2 comprise an area of critical industrial, social, and environmental importance where ILs is showing great potential [4]. A review of available literature information with the CO_2 solubility in [OMIM][BF_4] is shown in Table 1: Blanchard *et al.* [5], in 2001, investigated the high-pressure vapor-liquid phase behavior

Table 1: Summary of the literature CO_2 solubility in [OMIM][BF_4].

First Author	Litera-ture	Year	Method	Measured	Temperature, T/K	Pressure, p/MPa	Concentration, x/mole fr.	Uncertainty	Purity of the IL	IL-Source
Blanchard	5	2001	SPE[a]	p, T, x, V	313.15 to 333.15	0.097 to 9.373	up to 0.708	±1 K (T) ±0.02 MPa (p) ±0.2 ml/mol (V) ±0.002 (x)	n.a.	LP
Chen	6	2006	GM	p, T, x ΔH, ΔS, ΔG	307.55 to 322.15	4.17 to 8.7	n.a.	±0.01 K (T) ±0.025 MPa (p) ±0.8% Solubility	n.a. [H_2O] < 200 ppm [Cl] = 0.002 mol·L^{-1}	LP
Gutkowski	7	2006	BPP	p, T, x	308.20 to 363.29	0.571 to 85.80	0.1005 to 0.7523	±0.001 (x) ±0.005 K (to 6 MPa) ±0.07 K (6 to 10 MPa) ±0.02 MPa (6 to 10 MPa) ±0.001 MPa (up to 6 MPa)	n.a.	LP
Zhang	8	2007	GCM	T, , k_{H,CO_2}	303.15 to 323.15	n.a.	n.a.	±0.1 K (T)	n.a.	LP
Lim	9	2009	VVC	p, T, x, V	313.15 to 333.15	up to 31.5	graphical	±5% ±0.1 mg ±0.1 K (T) ±0.034 MPa (p) ±0.005 mL (V)	purity > 99% [H_2O] = 0.041% [Cl] = 0.0101%	C-Tri

[a] SPE – stoichiometric phase equilibrium; LP – Laboratory product (synthesis); GM, gravimetric microbalance; BPP – bubble point pressure; GCM, Gaschromatographie-Methode; VVC – variable volume cell; C-Tri – C-Tri (Suwon, Korea).

of CO_2 with 1-octyl-3-methylimidazolium tetrafluoroborate [OMIM][BF_4] using the two different apparatuses: a static high-pressure phase equilibrium system was used for the measurements of CO_2 solubility in the IL-rich phase. The estimated uncertainties in the calculated liquid phase compositions and liquid molar volumes were ±0.002 mole fr. and ±0.2 mL/mol, respectively. The measurements in IL-rich phase were carried out at T=(313.15÷333.15) K in ±0.1K uncertainties. The dynamic flow apparatus, an ISCO 220SX high-pressure extractor, was used to measure the solubility of the IL in the CO_2-rich phase. The estimated uncertainties in the calculated liquid phase compositions and liquid molar volumes were Δx=±0.002 mole fraction and Δc=±0.2 mL/mol molarity, respectively. The maximum experimental pressure of measurements was p=9.373 MPa.

Chen *et al.* [6], in 2006, determined the solubility of CO_2 in [OMIM][BF_4] at T=(307.55÷322.15)K and pressures from p=(4.17÷8.7)MPa. The high-pressure stainless steel cell apparatus was used for measurements. Temperature was measured with accuracy of better than ±0.01 K and pressure with accuracy of ±0.025 MPa. The estimated uncertainty of the solubility was ±0.8%. The solubility data were correlated by the extended Henry's law. The enthalpy, Gibbs free energy and entropy changes were obtained.

Gutkowski *et al.* [7], in 2006, studied the high-pressure phase behavior of the [OMIM][BF_4]+CO_2 binary system at T=(308.20 to 363.29) K, x_{CO_2} =(0.1005÷0.7523) mole fraction and pressures between p=(0.571÷83.20) MPa. During the experimental investigations a Cailletet apparatus was used: lower than p=6 MPa with an experimental error in pressure Δp= ±0.001MPa and between p=(6÷10) MPa in Δp=±0.02 MPa.

Zhang *et al.* [8], in 2009, studied the CO_2 solubility in [OMIM][BF_4] at T=(303.15÷333.15) K using a gas chromatography method and the Henry's law constant were determined.

Lim *et al.* [9], in 2009, studied the high-pressure phase behavior of CO_2+[OMIM][BF_4] solution at T=(313.15÷333.15)K and pressures up to 31.5 MPa using a high-pressure view cell. The cell was then placed in a constant temperature water bath controlled to ±0.1K. The pressure in the cell was measured by a pressure gauge to ±0.034 MPa. The overall experimental solubility uncertainty was less than ±5%.

The literature analysis tabulated in the Table 1 shows that there are few numbers of literature works, where CO_2 solubility in [OMIM][BF_4] were carried out only at temperatures between T=(303.15 to 363.29) K. The values at low and high temperatures from this interval were carried out in our investigations at the first time.

The solubility of gas in liquids are important for both low and high temperatures because at low temperatures gas solubility in liquids will increase, and at high temperature stability of ILs are directly related to the solubility measurements. For this purpose a full automatic solubility apparatus using pressure drop isochoric method was used to determine the CO_2 solubility in [OMIM][BF_4] at T=(293.15÷413.15)K and pressures up to p=4.5 MPa.

EXPERIMENTAL

CO_2 from Westfalen AG, Germany, with a purity of 99.9% was used without further purification (Table 2). The pure [OMIM][BF_4] was purchased from Sigma-Aldrich Co. LLC, Germany (CAS No. 244193-52-0) and was dried by applying a low-pressure vacuum of 1 to 10 Pa at temperature T=423.15K for 48h using magnetic stirring before the experiments took place (mass purity >99%). The water content of [OMIM][BF_4] was determined using Karl Fischer titration and found to be less than 40 ppm.

The experiments to determine the high pressure solubility of CO_2 in [OMIM][BF_4] at various temperatures are performed in a stainless steel measuring cell in equilibrium by using of pressure drop isochoric method [10-11]. The stabilization of the temperature in the measuring cell at T=(293.15÷ 413.15)K is controlled using the external thermostat with an error ±(30÷100)mK using the (ITS-90) PT100 thermometer. The temperatures in the measuring cell and in the gas reservoir also were measured using the (ITS-90) PT100 thermometer with an experimental error of ±45mK. The pressure transducer indicates the pressure of CO_2 filled to the gas reservoir and measuring cell, which is measured by pressure transducers (PAA33X-V-100 (Omega Engineering Inc., Germany) with an experimental uncertainty 0.1%.

Table 2.

The provenance and purity of the chemicals studied

Chemical	**[OMIM][BF$_4$]**	**Carbon dioxide**
Chemical formula	$C_{12}H_{23}BF_4N_2$	CO_2
Molar mass	0.2821326 kg·mol^{-1}	0.0440098 kg·mol^{-1}
CAS number	244193-52-0	124-38-9
Freezing point	185.15 K	194.65 K
Purity	≥ 99%	≥ 99.9 %

Experiments were carried out in four different pressure steps: in the first step, the maximum possible pressure (about 5 MPa) is created in the gas reservoir. The other pressure steps are: second - about 3 MPa, third – about 1.5 MPa, and last – about 0.5 MPa.

Pressure dependence of experimental CO_2 solubility in [OMIM][BF$_4$] [in mole fraction (x) and in molality (m/mol·kg^{-1})] and of fugacity coefficient of pure carbon dioxide $\phi_{CO_2}(T,p)$ in the binary ([OMIM][BF$_4$]+CO_2) solution at various temperatures T/K are presented in Table 3 and plot of them *vs* pressure p/MPa shown in Figure 1.

Table 3

Pressure dependence of experimental CO_2 solubility in [OMIM][BF$_4$] [in molality (m/mol·kg^{-1}) and in mole fraction (x)] and of fugacity coefficient of pure carbon dioxide $\phi_{CO_2}(T,p)$ in the binary ([OMIM][BF$_4$]+CO_2) solution at various temperatures T. [a]

T / K	P / MPa	x_{CO_2} /mole fraction	m_{CO_2} / mol·kg^{-1}	$\phi_{CO_2}(T,p)$
413.15	4.890	0.3194	1.6634	0.924517
393.15	4.863	0.3310	1.7538	0.909844
373.15	4.825	0.3584	1.9800	0.892137
353.15	4.775	0.3961	2.3245	0.870542
333.15	4.706	0.4471	2.8667	0.844025
313.15	4.604	0.5152	3.7662	0.811369
293.15	4.431	0.6082	5.5014	0.771869
413.15	2.628	0.1896	0.8295	0.958648
393.15	2.604	0.2094	0.9386	0.950817
373.15	2.577	0.2303	1.0603	0.941349
353.15	2.542	0.2609	1.2513	0.929906
333.15	2.498	0.2997	1.5166	0.915943
313.15	2.438	0.3530	1.9339	0.898941
293.15	2.348	0.4294	2.6678	0.878636
413.15	1.317	0.0902	0.3514	0.979048
393.15	1.303	0.1018	0.4015	0.975126
373.15	1.287	0.1152	0.4613	0.970406
353.15	1.268	0.1317	0.5376	0.964690
333.15	1.241	0.1589	0.6694	0.957851
313.15	1.205	0.1960	0.8643	0.949631
293.15	1.160	0.2403	1.1209	0.939884
413.15	0.427	0.0261	0.0951	0.993156
393.15	0.423	0.0296	0.1081	0.991867
373.15	0.417	0.0376	0.1383	0.990344
353.15	0.411	0.0447	0.1659	0.988478
333.15	0.403	0.0560	0.2104	0.986224
313.15	0.393	0.0712	0.2717	0.983474
293.15	0.380	0.0922	0.3598	0.980120

[a] Standard uncertainties u are $u(T)$=±0.015 K, $u(P)$=±0.1%, $u(\Delta x)$ = ±0.00005 mole fraction and $u(\Delta m)$ = ±0.001mol·kg^{-1}.

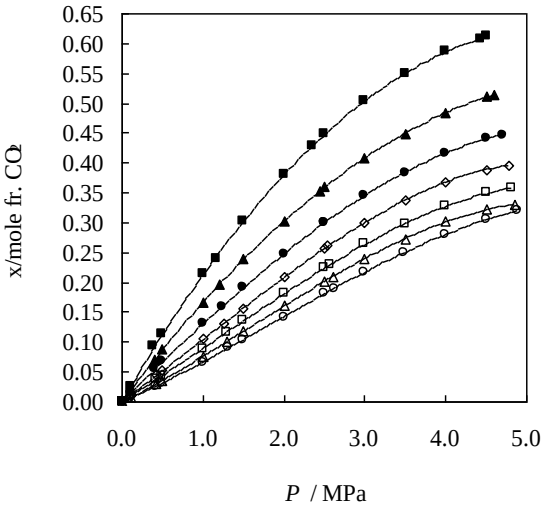


Fig. 1

Plot of CO_2 solubility, mole fraction, in [OMIM][BF_4] *versus* pressure *p* with literature comparisons: ■, 293.15 K; ▲, 313.15 K; ●, 333.15 K; ◇, 353.15 K; □, 373.15 K; △, 393.15 K; ○, 413.15 K; ___ calculated by eqs. (1).

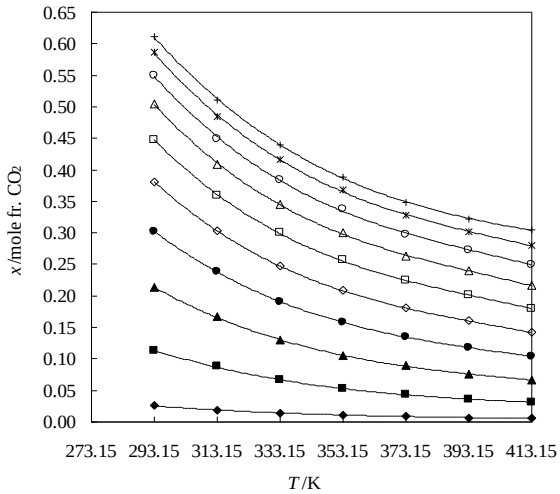


Fig. 2

Plot of interpolated CO_2 solubility, mole fraction *x* of CO_2, in [OMIM][BF_4] *versus* temperature *T*/K: ◆, 0.101 MPa; ■, 0.5 MPa; ▲, 1.0 MPa; ●, 1.5 MPa; ◇, 2.0 MPa; □, 2.5 MPa; △, 3.0 MPa; ○, 3.5 MPa; *, 4.0 MPa; x, 4.5 MPa.

In Table 4, pressure dependency of interpolated CO_2 solubility in [OMIM][BF_4] is presented in mole fraction and molality of solute at selected pressures and temperatures. The interpolated CO_2 solubility in mole fraction of solute in [OMIM][BF_4] *versus* temperature *T*/K is shown in Figure 2, where we can see, that the solubility of CO_2 in [OMIM][BF_4] decreases exponentially as a function of temperature and increases linearly with respect to pressure *p*/MPa.

Table 4

Pressure dependence of interpolated CO_2 solubility in [OMIM][BF_4] [in mole fraction (*x*) and in molality (m/mol·kg^{-1})] at various temperatures *T*

P / MPa	0.101	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5
T / K	x_{CO_2} / mole fraction									
413.15	0.0058	0.0314	0.0665	0.1038	0.1421	0.1802	0.2167	0.2505	0.2803	0.3048
393.15	0.0067	0.0361	0.0761	0.1180	0.1602	0.2013	0.2395	0.2734	0.3014	0.3218
373.15	0.0091	0.0440	0.0894	0.1354	0.1806	0.2237	0.2634	0.2984	0.3274	0.3490
353.15	0.0111	0.0521	0.1047	0.1573	0.2085	0.2567	0.3003	0.3379	0.3680	0.3890
333.15	0.0144	0.0668	0.1305	0.1911	0.2477	0.2995	0.3455	0.3849	0.4167	0.4402
313.15	0.0189	0.0876	0.1668	0.2385	0.3027	0.3593	0.4084	0.4500	0.4841	0.5106
293.15	0.0256	0.1135	0.2136	0.3026	0.3806	0.4478	0.5044	0.5504	0.5859	0.6111
T / K	m_{CO_2} / mol·kg^{-1}									
413.15	0.0123	0.1265	0.2757	0.4317	0.5945	0.7640	0.9403	1.1233	1.3131	1.5097
393.15	0.0111	0.1505	0.3271	0.5057	0.6863	0.8690	1.0538	1.2406	1.4294	1.6203
373.15	0.0205	0.1798	0.3812	0.5845	0.7898	0.9970	1.2062	1.4173	1.6304	1.8454
353.15	0.0247	0.2157	0.4566	0.6993	0.9438	1.1900	1.4379	1.6877	1.9392	2.1925
333.15	0.0383	0.2730	0.5701	0.8705	1.1741	1.4810	1.7912	2.1046	2.4212	2.7412
313.15	0.0564	0.3584	0.7443	1.1386	1.5412	1.9521	2.3714	2.7990	3.2349	3.6792
293.15	0.0749	0.4806	1.0164	1.5826	2.1791	2.8059	3.4632	4.1508	4.8688	5.6171

[a] Standard uncertainties *u* are $u(T) = \pm 0.015$ K, $u(P) = \pm 0.1$ %, $u(\Delta m) = \pm 0.001$ mol·kg^{-1} and $u(\Delta x) = \pm 0.00005$ mole fraction.

The estimated total uncertainty of CO_2 solubility in IL using this method is approximately $\Delta x = \pm 0.00005$ mole fraction or $\Delta m = \pm 0.001$ mol/kg.

CORRELATION OF THE GAS SOLUBILITY

The measured CO_2 solubility results in IL as a function of temperature and pressure are fitted to the following virial equations using the mole fraction x or molality m/mol·kg^{-1} dependence:

$$x = \sum_{i=0}^{3} (p/\mathrm{MPa})^i \sum_{j=0}^{3} a_{ij} (T/K)^j , \tag{1}$$

$$m = \sum_{i=0}^{3} (p/\mathrm{MPa})^i \sum_{j=0}^{3} b_{ij} (T/K)^j , \tag{2}$$

where a_{ij} and b_{ij} are the coefficients of eqns. (1) and (2). They are presented in Tables 5 and 6. Plot of deviation of measured and calculated CO_2 solubility, mole fraction x of CO_2, in [OMIM][BF_4] versus pressure p/MPa are presented in Figure 3.

Table 5

Values of the coefficients a_{ij} of CO_2 solubility in [OMIM][BF_4] in eqn. (1)

a_{00} = 0.1745499595	a_{12} = 0.5800566114·10^{-4}	a_{30} = -0.09502118765
a_{01} = -0.1439438507·10^{-2}	a_{13} = -0.4321758822·10^{-7}	a_{31} = 0.9446009449·10^{-3}
a_{02} = 0.3989645917·10^{-5}	a_{20} = -0.09038887488	a_{32} = -0.3027365906·10^{-5}
a_{03} = -0.3704903145·10^{-8}	a_{21} = -0.8646037220	a_{33} = 0.3118004634·10^{-8}
a_{10} = 3.991621615	a_{22} = -0.8776583683	
a_{11} = -0.02610552792	a_{23} = -0.8776583683	

Table 6

Values of the coefficients b_{ij} of CO_2 solubility in [OMIM][BF_4] in eqn. (2)

b_{00} = 1.644231058	b_{12} = 0.10215376·10^{-3}	b_{30} = -1.498307722
b_{01} = -0.01389641515	b_{13} = -0.5895550051·10^{-7}	b_{31} = 0.01270278235
b_{02} = 0.3862963112·10^{-4}	b_{20} = 15.76973044	b_{32} = -0.357626076·10^{-4}
b_{03} = -0.3557202091·10^{-7}	b_{21} = -0.1304701937	b_{33} = 0.3337463605·10^{-7}
b_{10} = 9.800312474	b_{22} = 0.3586881546·10^{-3}	
b_{11} = -0.05522113795	b_{23} = -0.3271703258·10^{-6}	

The Henry's law for an ideal solution with a standard-state fugacity based on infinitely dilute solution is used for the correlation of gas solubility. The (IL+CO_2) equilibrium condition results in the extended Henry's law for carbon dioxide, which is used for the correlation of gas solubility for an ideal solution with a standard-state fugacity based on infinitely dilute solution. Many authors indicated the solubility can be expressed in terms of the Henry's law constant as follows [12]

$$x_{\mathrm{CO_2(liq)}} = \frac{\phi_{\mathrm{CO_2}}(T,p) \cdot p \cdot y_{\mathrm{CO_2}} \cdot \gamma_y}{k_{\mathrm{H,CO_2}}(T,p) \cdot \gamma_{\mathrm{CO_2(liq)}}} , \tag{3}$$

where $x_{\mathrm{CO_2(liq)}}$ and $y_{\mathrm{CO_2}}$ are the mole fractions of CO_2 in the liquid and non-liquid phases, respectively; $\phi_{\mathrm{CO_2}}(T,p)$ is the fugacity coefficient of pure carbon dioxide; p is absolute measured pressure of system; γ_y is the symmetric (Raoult's law) activity coefficient of CO_2 in the non-liquid phase, such that $\gamma_y \to 1$ as $y_{\mathrm{CO_2}} \to 1$; $k_{\mathrm{H,CO_2}}(T,p)$ is the Henry constant of CO_2 in IL on a mole fraction basis at specified P–T conditions; $\gamma_{\mathrm{CO_2(liq)}}$ is the unsymmetric (Henry's law) activity coefficient of CO_2(liq), such that $\gamma_{\mathrm{CO_2(liq)}} \to 1$ as $x_{\mathrm{CO_2(liq)}} \to 0$. In this case, also according [12] Henry's law for a binary system for a non-ideal gas phase can be written as

$$y_{\mathrm{CO_2}} \cdot \phi_{\mathrm{CO_2}}(T,p) \cdot p = x_{\mathrm{CO_2(liq)}} \cdot k_{\mathrm{H,CO_2}}(T,p) . \tag{4}$$

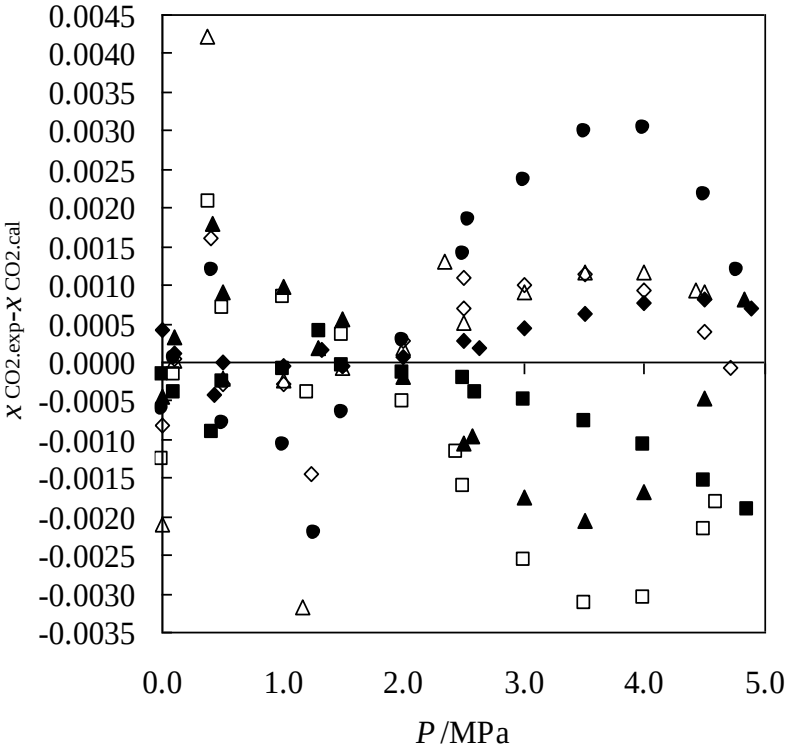


Fig.3

Plot of deviation of measured and calculated CO_2 solubility, mole fraction x of CO_2, in [OMIM][BF_4] versus pressure p/MPa: △, 293.15 K; □, 313.15 K; ◇, 333.15 K; ●, 353.15 K; ▲, 373.15 K; ■, 393.15 K; ◆, 413.15 K.

Since the mass of the ionic liquid in the vapor phase of the measuring cell is very small and can be neglected, the vapor phase of cell can be considered as pure CO_2: $y_{CO_2} \to 1$. The fugacity coefficient of pure carbon dioxide $\phi_{CO_2}(T,p)$ at equilibrium temperature and pressure in the all temperature of measurements, including the supercritical area up to T=413.15 K can be estimated by dividing the fugacity $f_{CO2}(T,p)$ of pure CO_2 [13] to the absolute measured pressure p of binary (ionic liquid+CO_2) solution

$$\phi_{CO_2}(T,p) = \frac{f_{CO2}(T,p)}{p}. \tag{5}$$

The equation of state of Span and Wagner [13] were used during the calculation of fugacity $f_{CO2}(T,p)$ of pure CO_2. The calculated fugacity coefficients $\phi_{CO_2}(T,p)$ are presented in Table 3.

Henry's constant of CO_2 in [OMIM][BF_4] can be defined as dividing the fugacity $f_{CO2}(T,p)$ of pure CO_2 [13] to the mole fraction of pure CO_2 in binary (IL+CO_2) solution. Than we can put (5) into (4) as

$$y_{CO_2} \cdot f_{CO2}(T,p) = x_{CO_2(\mathrm{liq})} \cdot k_{\mathrm{H},CO_2}(T,p), \tag{6}$$

and define $k_{\mathrm{H},CO2}(T,p)$:

$$k_{\mathrm{H},CO2}(T,p) = f_{CO2}(T,p)/x_{CO_2(\mathrm{liq})}. \tag{7}$$

The Henry's constant $k_{\mathrm{H},CO2}(T)$ is the linear relationship between carbon dioxide concentration (as ratio of CO_2-fugacity $f_{CO2}(T,p)$ (in gaseous phase) to CO_2-mole fraction $x_{CO_2(\mathrm{liq})}$ (in liquid phase) at various

temperatures) and experimental pressure, and can be determined from the extrapolation procedure using experimental results for the solubility pressure of CO_2 in [OMIM][BF_4]

$$k_{\mathrm{H,CO_2}}(T) = \lim_{p \to p^{s}_{[\mathrm{OMIM}][\mathrm{BF_4}]}=0} \left[\frac{f_{\mathrm{CO_2}}(T,p)}{x_{\mathrm{CO_2(liq)}}} \right]. \tag{8}$$

In Figure 4, the calculated values of $\left[\frac{f_{\mathrm{CO_2}}(T,p)}{x_{\mathrm{CO_2(liq)}}} \right]$ are plotted versus the total pressure p above CO_2 + [OMIM][BF_4] only for the points used during the calculation of Henry constant. Extrapolations to p=0 MPa were done by linear regression, and Henry's constants resulting from the extrapolations are given in table 7 and plotted in Figure 5 again temperature T/K.

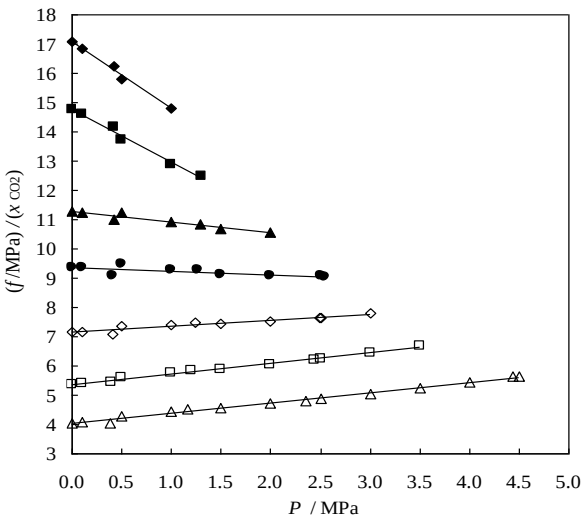


Fig.4

Influence of the total pressure on the ratio of CO_2-fugacity f (in gaseous phase) to CO_2-mole fraction x (in liquid phase): experimental results at various temperatures used for the Henry coefficient calculation (△, 293.15 K; □, 313.15 K; ◇, 333.15 K; ●, 353.15 K; ▲, 373.15 K; ■, 393.15 K; ◆, 413.15 K) and (_) linear fit.

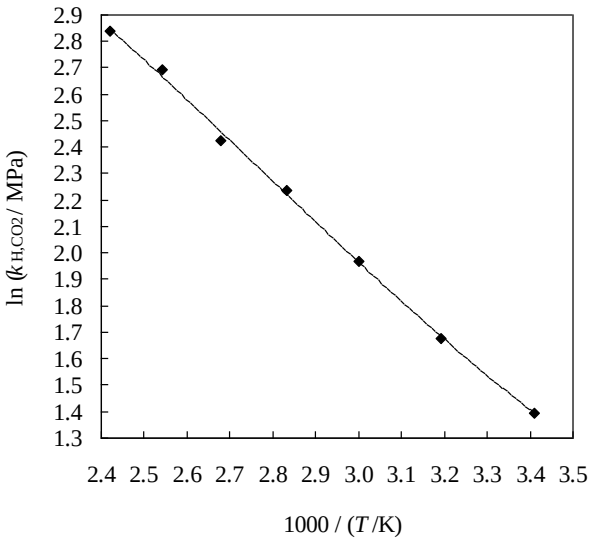


Fig.5

Henry's constant of CO_2 in [OMIM][BF_4] at zero pressure: (◆) extrapolated experimental results in this work; (—) correlation, this work.

Table 7

The values of calculated Henry constant ($k_{\mathrm{H,CO_2}}$ /MPa) resulting from the extrapolation to P=0 MPa, free energy of solvation $\Delta_{\mathrm{sol}}G$, enthalpy of solvation $\Delta_{\mathrm{sol}}H$, entropy of solvation $\Delta_{\mathrm{sol}}S$ and heat capacity of solvation $\Delta_{\mathrm{sol}}c_{\mathrm{p}}$ at various temperatures T.

T/K	$k_{\mathrm{H,CO_2}}$ /MPa	ln ($k_{\mathrm{H,CO_2}}$ /p^0)	$\Delta_{\mathrm{sol}}G$/ J·mol^{-1}	$\Delta_{\mathrm{sol}}H$/ J·mol^{-1}	$\Delta_{\mathrm{sol}}S$/ J·mol^{-1}·K^{-1}	$\Delta_{\mathrm{sol}}c_{\mathrm{p}}$/ J·mol^{-1}·K^{-1}
413.15	17.09	5.141079	17659.24	-12034.14	-71.87	8.98
393.15	14.77	4.995183	16327.50	-12239.25	-72.66	10.54
373.15	11.28	4.725616	14660.61	-12466.35	-72.70	12.10
353.15	9.35	4.537961	13323.86	-12719.16	-73.74	13.66
333.15	7.15	4.269697	11826.25	-13002.33	-74.53	15.23
313.15	5.36	3.981549	10366.08	-13321.67	-75.64	16.79
293.15	4.03	3.696351	9008.93	-13684.59	-77.41	18.35

Thermodynamic properties (Gibbs free energy of solvation, enthalpy of solvation, entropy of solvation and heat capacity of solvation) of solution (CO_2+[OMIM][BF_4]) are calculated from the correlation of Henry's constant given above by applying the well-known thermodynamic relations (10÷13) from ref. [14]. Their values at seven discrete temperatures between T=(293.15÷413.15) K are also given in Table 7. The values of Gibbs free energy, enthalpy and entropy of solvation increase with increasing temperature whereas, heat capacity of solvation decreases with increasing temperature.

The negative enthalpies of solvation indicate an exothermal solvation process. Similarly, the entropy of solvation values is also negative which indicate an increase in order of the solvent molecules surrounding the solute.

LITERATURE COMPARISON

The present study of the CO_2 solubility data in [OMIM][BF_4] were compared to the literature values shown in Table 1 at similar temperature and pressure conditions using different experimental techniques. With detail analysis of the literature comparison, we can reach the following conclusions:

The 12 values of Blanchard *et al.* [5] at T=(313.15÷333.15) K, pressures up to p=4.415 MPa were compared to our results, and good agreement with our results with Δx=±0.05 mole fraction were obtained. The maximum deviation between two results is at T=333.15 K and p=4.346 MPa were Δx=-0.0603 mole fraction. Our results are generally smaller than the values obtained by Blanchard *et al.* [5].

Only two values from the thirty two comparisons experimental results of Chen *et al.* [6] at T=(307.55÷312.45) K, pressures p=(4.17 and 4.41) MPa were compared to our results and Δm=(-1.1114÷-1.1216) mol·kg^{-1} uncertainties were obtained, respectively.

The fourth one CO_2 solubility results in [OMIM][BF_4] investigated by Gutkowski *et al.* [7] at T=(308.20÷363.29) K and pressures up to p=4.789 MPa show approximately Δx=±0.041 mole fraction average deviation to our measured values. The maximum deviation between these studies in mole fraction is Δx= -0.077 at T=353.09 K and p=4.229 MPa.

The calculated Henry constant $k_{\mathrm{H,CO_2}}$/MPa by Zhang *et al.* [8] at T=(303.00÷323.00)K were compared to our calculated values and $k_{\mathrm{H,CO_2}}$ =1.06 MPa average deviation between both values was obtained. The values of [8] are high than our values.

The four measured CO_2 solubility values in [OMIM][BF_4] reported by Lim *et al.* [9] at T=(313.15, 323.15 and 333.15) K were also compared with our results at p=3 MPa. These literature values have Δx=±0.063 mole fraction good deviation from our values. The maximum deviation is Δx=-0.1049 mole fraction at T=323.15 K.

CONCLUSION

We report in this work, the new gas–liquid equilibrium data of carbon dioxide and 1-octyl-3-methylimidazolium tetrafluoroborate binary system in a wide range of temperatures and pressures.

The measured values were fitted to the polynomial equation, which can be used for the interpolation of measured results. This equation was also used for the analyses of deviation of literature values from our results.

The partial Gibbs energy, enthalpies and entropies of solvation at zero pressure (0 MPa) were estimated from Henry's constants. The obtained results were compared with the literature values by different research groups.

1. E.Torralba-Calleja, J.Skinner, D.Gutiérrez-Tauste. CO_2 Capture in Ionic Liquids: A Review of Solubilities and Experimental Methods, Journal of Chemistry, (2013) Article ID 473584, 16.

2. Z.Lei, C.Dai, B.Chen. Gas Solubility in Ionic Liquids, Chemical Review, **114** (2014) 1289−1326.
3. D.Kerlé. Untersuchung der Löslichkeit von Gasen in Ionischen Flüssigkeiten mit Methoden der Molekulardynamischen Simulation, Dr. rer. nat. Dissertation, University of Rostock, Germany, (2013) 118.
4. Applications of Ionic Liquids in Science and Technology, Edited by Scott T.Handy, InTech, (2011) 528.
5. L.A.Blanchard, Z.Gu, J.F.Brennecke, High-Pressure Phase Behavior of Ionic Liquid/CO_2 Systems, Journal of Physical Chemistry, B **105** (2001) 2437-2444.
6. Y.Chen, S.Zhang, X.Yuan, Y.Zhang, X.Zhang, W.Dai, R.Mori. Solubility of CO_2 in imidazolium-based tetrafluoroborate ionic liquids, Thermochimica Acta, **441** (2006) 42-44.
7. K.I.Gutkowski, A.Shariati, C.J.Peters. High-pressure phase behavior of the binary ionic liquid system 1-octyl-3-methylimidazolium tetrafluoroborate+carbon dioxide, Journal of Supercritical Fluids, **39** (2006) 187-191.
8. J.Zhang, Q.Zhang, B.Qiao, Y.Deng. Solubilities of the gaseous and liquid solutes and their thermodynamics of solubilization in the novel room-temperature ionic liquids at infinite dilution by gas chromatography, Journal of Chemical Engineering Data, **52** (2007) 2277-2283.
9. B.-H.Lim, W.-H.Choe, J.-J.Shim, C.S.Ra, D.Tuma, H.Lee, C.S.Lee. High-pressure solubility of carbon dioxide in imidazolium-based ionic liquids with anions [PF_6] and [BF_4], Korean Journal of Chemical Engineering, **26** (2009) 1130-1136.
10. J.Safarov, R.Hamidova, M.Stephan, N.Schmotz, I.Kul, A.Shahverdiyev, E.Hassel. Carbon dioxide solubility in 1-butyl-3-methyl-imidazolium-bis(trifluormethylsulfonyl)imide at wide range of temperatures and pressures, The Journal of Chemical Thermodynamics, **67** (2013) 181–189.
11. J.Safarov, R.Hamidova, M.Stephan, N.Schmotz, I.Kul, A.Shahverdiyev, E.Hassel. Carbon dioxide solubility in 1-hexyl-3-methylimidazolium-bis(trifluormethylsulfonyl)imide at wide range of temperatures and pressures, Journal of Physical Chemistry, B **118** (2014) 6829–6838.
12. B.E.Poling, J.M.Prausnitz, J.P.O'Connell. The Properties of Gases and Liquids, 5th Edition, McGraw-Hill Professional, (2000).
13. R.Span, W.Wagner. A New Equation of State for Carbon Dioxide Covering the Fluid Region From the Triple-Point Temperature to 1100 K at Pressures up to 800 MPa. Journal of Physical and Chemical Reference Data, **25** (1996) 1509-1596.
14. Á.P.-S.Kamps, D.Tuma, J.Xia, G.Maurer. Solubility of CO_2 in the Ionic Liquid [bmim][PF_6], Journal of Chemical Engineering Data, **48** (2003) 746-749.

РАСТВОРИМОСТЬ CO_2 в 1-ОКТИЛ-3-МЕТИЛИМИДАЗОЛИИ ТЕТРАФТОРБОРАТЕ

Д.САФАРОВ, К.ШПЕРЛИХ, А.НАМАЗОВА, Р.ГАМИДОВА, А.ШАХВЕРДИЕВ, Э.ХАССЕЛЬ

Представлены данные измерения растворимости углекислого газа (CO_2) в ионной жидкости 1-октил-3-метилимидазолий тетрафторборат [OMIM][BF_4]. Измерения выполнены изохорным методом падения давления на автоматической установке в интервале температур (413.15÷293.15)K с пошаговым уменьшением ΔT=20K при четырех значениях давлений в интервале p=(4.5÷0.5)MPa. Рассчитана температурная зависимость коэффициента Генри, погрешность - ниже ±1%. Вычислены термодинамические параметры: свободная энергия сольватации Гиббса, энтальпия, энтропия и теплоемкость сольватации с целью оценки молекулярного взаимодействия между растворителем и растворимым веществом.

Высокая растворимость CO_2 в [OMIM][BF_4] при низких температурах указывает на возможность их использования для быстрого поглощения отработанных и выхлопных газов,а высокотемпературная растворимость- на стабильность ионной жидкости при контакте с газами в технологических средах,что можно применять для систем разделения и ректификации.

CO_2-nin 1-OKTİL-3-METİYLİMİDAZOLİUM TETRAFLUOROBORATDA HƏLL OLMASI

C.SƏFƏROV, K.ŞPERLIX, A.NAMAZOVA, R.HƏMİDOVA, A.ŞAHVERDİYEV, E.HASSEL

Məqalədə karbon dioksidin (CO_2) 1-oktil-3-metiylimidazolium tetrafluoroboratda həllolması təqdim olunmuşdur. Təcrübələr təzyiq düşgülü izoxor metodla işləyən tam avtomatik qurğuda T=(413.15÷293.15) K temperaturlar arasında ΔT=20 K interval ilə seçilmiş p=(4.5÷0.5)MPa arasında 4 müxtəlif təzyiq pillələrində yerinə yetirilmişdir. Henri sabitinin temperaturdan asılılığı hesablanmış və orta nisbi xətanın ±1%-ə qədərdir. Solvatasiyanın sərbəst Gibbs enerjisi, entalpiya, entropiya və istilik tutumu kimi termodinamik xassələr, həlledicinin və həllolunan maddələrin molekulları arasında qarşılıqlı əlaqələri araşdırılması üçün hesablanmışdır.

Aşağı temperaturlarda [OMIM][BF_4] ionlu mayedə karbon qazının çox miqdarda həllolması onların işlənmiş və xaric qazların sürətlə udulması üçün istifadə olunmasına şərait yaradır. Yüksək temperaturlarda həllolma ionlu mayelərin qazlarla kontaktı zamanı stabilliyini sınaqdan keçirmək üçün yarayır və ayırma və rektifikasiya sistemlərində istifadə edilə bilər.

Редактор: проф. Г.Аждаров

УДК 621.315.592

СТРУКТУРА И МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $Cd_{1-x}Fe_xSe$

И.Р.НУРИЕВ[1], М.А.МЕХРАБОВА[2], Н.Г.ГАСАНОВ[3], Н.В.ФАРАДЖЕВ[1], С.С.ФАРЗАЛИЕВ[1]

Институт Физики НАН Азербайджана[1]
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана[2]
AZ 1143, Баку, ул. Б.Вахабзаде, 9
Бакинский Государственный Университет[3]
AZ 1143, Баку, ул.З.Халилова, 23
m.mehrabova@science.az

Получена: 10.09.2016
Принята к печати: 26.01.2017

РЕФЕРАТ
Эпитаксиальные пленки $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03) были выращены на подложках слюды и стекла в вакууме 10^{-4}Па методом конденсации молекулярных пучков. Установлено, что при комнатной температуре на подложках слюды растут пленки с поликристаллической структурой, а на стеклянных подложках наряду с поликристаллической одновременно растут пленки с аморфной структурой. Показано, что поликристаллические пленки $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03), в отличие от массивных образцов, имеют структуру типа сфалерита с параметром решетки *a*=6.05Å. Повышение температуры подложки до 673К приводит к эпитаксиальному росту с направлением [111]. Черные скопления, наблюдаемые на поверхности пленок, были устранены с использованием компенсирующего источника паров Se в процессе роста. Определены оптимальные условия получения структурно совершенных эпитаксиальных пленок.

Ключевые слова: эпитаксиальные пленки, морфология поверхности, полумагнитные полупроводники, кристаллическая структура, электронограмма, рентгендифрактограмма

ВВЕДЕНИЕ

Достижения полупроводникового материаловедения сыграли свою важную роль в ускоренном развитии современной техники и приборостроения, наблюдаемые в последние годы. Поиск и создание научных основ технологии получения новых перспективных материалов является одной из основных задач полупроводникового материаловедения.

В последние годы полумагнитные полупроводники (ПМП) $A^{II}B^{VI}$ нашли широкое применение при изготовлении солнечных элементов, детекторов X- и γ-излучений, в изготовлении оптических изоляторов и т.д. [1]. ПМП имеют ряд уникальных свойств. В этих материалах можно плавно регулировать ширину запрещенной зоны путем изменения состава. Это дает возможность изменять область фоточувствительности и создавать приборы, работающие в различной области спектра. Кроме этого, в указанных ПМП в магнитном поле изменяется энергетический спектр носителей заряда, благодаря чему появляется возможность управления их свойствами с помощью магнитного поля и температуры.

Исследованию свойств твердых растворов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ посвящены работы [2-5]. В этих работах исследована структура и фотоэлектрические свойства $Cd_{1-x}Mn_xTe$ (x=0.05), выращенных на слюдяных подложках методом конденсации молекулярных пучков. Определены условия получения структурно совершенных эпитаксиальных пленок с чистой гладкой поверхностью. Установлено, что на подложках слюды пленки растут плоскостью

[111] кубической границентрированной решетки с параметром a=6.47A˚. Измерения фотопроводимости эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ (x=0.05) при температуре T=300K показали, что максимум фотопроводимости наблюдается при λ_{max}=740нм. По спектрам фотопроводимости были определены значения ширина запрещенной зоны E_g =1.68эВ.

Известно, что современные электронные приборы с высокими параметрами создаются на однородно-чистых зеркально-гладких поверхностях [6]. Для этой цели широко используются структурно совершенные эпитаксиальные пленки полупроводников. Эпитаксиальные пленки полупроводников являются объектом исследований многих ученых и передовых научных центров мира. Этот интерес объясняется не только фундаментальным аспектом уникальных свойств, но и широким спектром прикладных возможностей их в электронике, оптоэлектронике, наноэлектронике, интегральной оптике и в других областях. Быстрое развитие этих областей, в свою очередь, требует постоянной инновации и получения современных приборов с высокими параметрами. В этом смысле использование эпитаксиальных пленок в приборах различного назначения считается важным фактором и представляет большое научно-практическое значение.

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры и морфологии поверхности эпитаксиальных пленок твердых растворов $Cd_{1-x}Fe_xSe$.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Твердые растворы $Cd_{1-x}Fe_xSe$ образуются частичным замещением атомов кадмия (Cd) на атомы переходных элементов, например, железа. Эпитаксиальные пленки этих твердых растворов еще не изучены. Согласно литературным данным [7], CdSe, в отличие от своего аналога CdTe, который имеет структуру типа сфалерита с параметром *a*=6.477Å, кристаллизуется в структуре типа вюрцита с параметрами решетки *a*=4.30Å; *c*=7.01Å. Соединение CdSe широко используется в изготовлении фоторезисторов, применяемых в спектральном диапазоне (0.4÷1.1)мкм [8].

В данной работе эпитаксиальные пленки $Cd_{1-x}Fe_xSe$ выращивались методом конденсации молекулярных пучков в вакууме 10^{-4}Па на стекле и на свежесколотых гранях монокристаллов слюды. В качестве источника использовались заранее синтезированные твердые растворы $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03).

Химический состав твердых растворов, использованных в качестве источника, и структурное совершенство полученных пленок контролировались рентгенодифрактометрическим и электронографическим методами. Параметры решетки и ориентация пленок определялись по рентгендифрактограммам и электронограммам отражения исследуемых твердых растворов.

Морфологии поверхности исследовалась методом электронной микроскопии (Carl Zeiss Sigma VP Scanning Electron Microscope (SEM)).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Было установлено, что при комнатной температуре на свежесколотых гранях монокристаллов слюды растут пленки поликристаллической структуры. На стеклянных подложках одновременно растут и пленки аморфной структуры (Рис.1). Расчеты показывают, что поликристаллические пленки $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03) в отличие от литературных данных, состоят из смеси гексагональной модификации (a=4.30Å; c=7.01Å) и кубической типа сфалерита с параметром решетки *a*=6.05Å (Рис.1).

Повышение температуры подложки до 673K приводит к эпитаксиальному росту пленок со структурой типа сфалерита в направлении [111]. Определены оптимальные условия получения ($\upsilon_к$=8÷9Å/сек; $T_п$=673K) структурно совершенных ($W_{½}$=100″÷140″) эпитаксиальных пленок, растущих в плоскости (111) (Рис.2).

На электронномикроскопических снимках исследованных пленок наблюдаются черные скопления, количество которых растет с уменьшением скорости конденсации и увеличением температуры подложки (Рис.3,а).

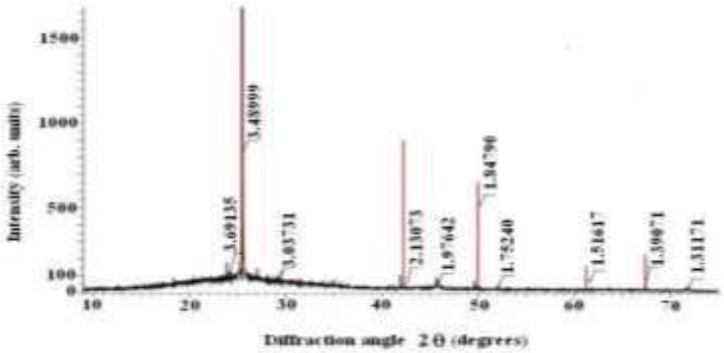


Рис.1

Рентгенодифракционный снимок пленок $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03) полученных на стеклянных подложках ($T_п$=573К).

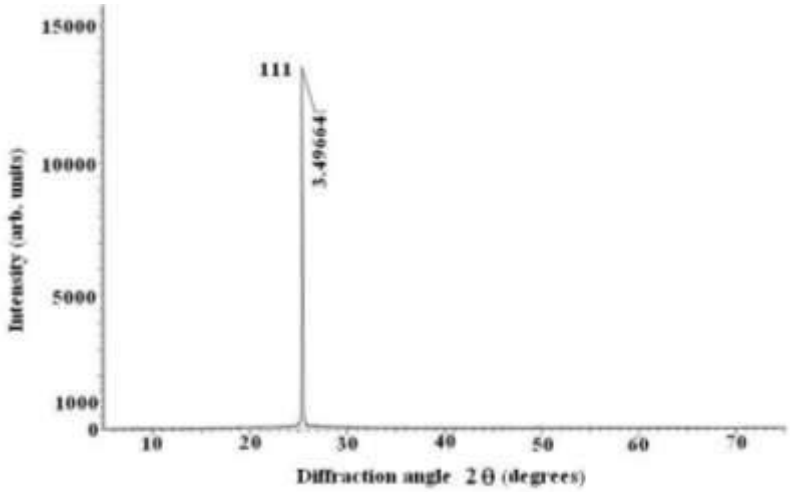


Рис.2

Рентгенодифракционный снимок эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03) ($T_п$=673К).

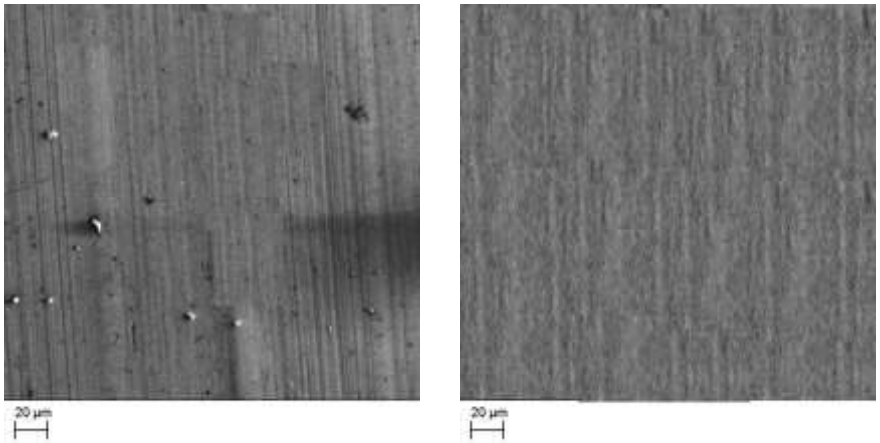


Рис.3

Электронно-микроскопические снимки поверхности эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0,03) полученных при температуре подложки $T_п$=673К: *а*) без компенсации Te, *б*) с компенсацией Te.

В соответствие с литературными данными, приводимыми для других халькогенидов, эти скопления возможно также являются оксидами, образовавшимися во время роста, вследствие захвата кислорода лишними атомами металла (Cd), которые появляются в результате частичного разложения исследуемого материала в процессе напыления [9-10]. Использованием дополнительного компенсирующего источника паров Se в процессе роста удалось получить пленки с чистой гладкой поверхностью (Рис.3,б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, применением метода конденсации молекулярных пучков на стеклянных и слюдяных подложках выращены структурно совершённые эпитаксиальные пленки $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03). Определены оптимальные условия получения ($\upsilon_к$=8÷9 Å/сек; $T_п$=673К) эпитаксиальных пленок. Установлено, что в тонких пленках $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03) в отличие от массивных образцов образуется кубическая структура типа сфалерита с параметром решетки *a*=6.05 Å.

Эпитаксиальные пленки, полученные с компенсацией дополнительным источником паров Se во время роста, имеют более совершенную структуру и чистую гладкую поверхность без включения второй фазы.

1. *Полумагнитные полупроводники.* Под ред. Я.Фурдыны, Я.Косута, Мир, (1992).
2. И.Р.Нуриев, А.М.Назаров, М.А.Мехрабова, Р.М.Садыгов. *Особенности роста, структура и морфология поверхности эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$, Неорганические Материалы*, **52** №9 (2016) 1-4.
3. И.Р.Нуриев, М.А.Мехрабова, Е.А.Аллахяров, А.М.Назаров, Р.М.Садыгов, Н.Г.Гасанов. *Структура и фотоэлектрическте свойства эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$. V Международная научно-практическая конференция «Современные проблемы физики металлов»*, Баку, Азербайджан (2016) 197-202.
4. M.A.Mehrabova, H.R.Nuriyev, H.S.Orujov and etc. *Defect formation energy for charge states and electrophysical properties of CdMnTe, Proc. SPIE Photonics, Devices and Systems VI*, 9450 (2015) 94500Q-1-10.
5. M.A.Mehrabova, H.S.Orujov, N.H.Hasanov. *Ab initio study of defects in CdMnTe: Electronic structure and related properties, Science PG, International Journal of Materials Science and Applications*, **3** (6-1) (2014) 24-32.
6. А.М.Афанасьев, П.А.Александров, Р.М.Имамов. *Рентгеновская структурная диагнос тика в исследовании приповерхностных слоев монокристаллов,* Наука, (1986) 95.
7. Е.М.Воронкова, В.Н. Гречушников и др. *Оптические материалы для инфракрасной техники,* Наука, (1965) 335.
8. А.М.Филачев, И.И.Таубкин, М.А.Тришенков. *Твердотельная фотоэлектроника,* Москва, физматкнига, (2012) 361.
9. И.Р.Нуриев, М.А.Мехрабова, А.М.Назаров. и др. *Рост, структура и морфология поверхности эпитаксиальных пленок CdTe, ФТП,* **51**(2017) 36-39.
10. И.Р.Нуриев, А.М.Назаров, М.А.Мехрабова и др. *Структура и морфология поверхности эпитаксиальных пленок полумагнитных твердых растворов $Cd_{1-x}(Mn,Fe)_xSe$, I Российский кристаллографический конгресс,* Москва, 21-26 ноября, (2016) 180.

$Cd_{1-x}Fe_xSe$ EPİTAKSİAL TƏBƏQƏLƏRİNİN QURULUŞU VƏ SƏTHİNİN MORFOLOGİYASI

H.R.NURIYEV, M.Ə.MEHRABOVA, N.H.HƏSƏNOV, N.V.FƏRƏCOV, C.C.FƏRZƏLİYEV

$Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03) epitaksial təbəqələr 10^{-4}Pa vakumda slyuda və şüşə altlıqlar üzərində molekulyar dəstədən kondensasiya metodu ilə alınmışdır. Müəyyən edilmişfir ki, otaq temperaturu şəraitində slyuda altlıqlar üzərində polikristal quruluşlu təbəqələr, şüşə altlıqlar üzərindı isə polikristal və amorf quruluşlu təbəqələrin qarışığı böyüyür. Göstərilmişdir ki, həcmi kristallardan fərqli olaraq $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03) polikristal təbəqələr sfalerit tipli quruluşa malikdir və qəfəs sabiti *a*=6.05Å təşkil edir. Altlığn temperaturunu 673K-ə qədər artırdıqda[111] istiqamətində epitaksial böyümə baş verir. Təbəqələrin səthində müşahidə edilən qara ləkələr böyümə prosesində kompensasiyaedici Se buxarı mənbəyindən istifadə etməklə aradan götürülür. Mükəmməl quruluşa malik epitaksial təbəqələrin alınmasının optimal şərtləri müəyyən edilmişdir.

THE STRUCTURE AND SURFACE MORPHOLOGYOF $Cd_{1-x}Fe_xSe$ EPITAXIAL FILMS

I.R.NURIYEV, M. A.MEHRABOVA, N.H.HASANOV, N.V.FARAJOV, S.S.FARZALIYEV

$Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.03) epitaxial films were produced by molecular beam condensation method in vacuum of 10^{-4}Pa, on mica and glass substrates. It was determined that at room temperature growing films on mica substrates had a polycrystalline structure, but on glass substrates had both polycrystalline and amorphous structure. It was shown that the polycrystalline $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (x=0.3) films unlike the bulk crystals, had a sphalerite-type structure with a lattice parameter a=6.05Å When the temperature of substrate increased to 673K we observed the epitaxial growth with the direction [111]. Dark aggregates, observed at the film surface, were removed using a source of compensating Se vapors in the growth process. The optimal conditions for the production of structurally perfect epitaxial films were defined

Редактор: д. н. по физике Р.Рагимов

UOT 538.945

$Bi_{2-x}Pb_x Sr_2Ca_2Cu_3Oy$ (x = 0 ÷ 0,3) YUXARI TEMPERATURLU IFRATKEÇIRICI MATERIALLARIN FLUKTUASİYA KEÇİRİCİKLƏRİNİN ANALİZİ

V.M.ƏLİYEV, A.V.EYNULLAYEV, S.Z.DƏMİROVA, R.İ.SƏLİMZADƏ, B.A.TAHİROV

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı, pr. H.Cavid, 131
v_aliev@bk.ru

Daxil olub: 05.11.2016
Çapa verilib: 26.01.2017

REFERAT

Bi_2-$xPb_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$ (x=0÷0,3) yuxarı temperaturlu ifratkeçirici materiallarda əmələ gələn əlavə keçiricilikləri Aslamazov-Larkin nəzəri modeli əsasında BKŞ nəzəri modelindən Boze-Eynşteyn kondensatı nəzəri modelinə keçidi nəzərə almaqla tədqiq edilmişdir.Tədqiq edilən ifratkeçirici materialların 2D fluktuasiya oblastından 3D oblastına keçid temperaturları (T_{cr}), əmələ gələn kuper cütlərinin koherentlik uzunluqları (ξ_c) hesablanmış və bu materiallarda əmələ gələn psevdozolaqların maksimal temperaturları qiymətləndirilmişdir. Göstərilmişdir ki, bu İK materiallarda bismut elementini qismən qurğuşun elementi ilə əvəz etdikdə əmələ gələn kuper cütlərinin koherentlik uzunluqlarının azalması və onların psevdozolaq şəraitlərinin, eyni zamanda fluktuasiya oblastlarının sıxılması baş verir.

Açar sözlər: Bi-Pb-Sr–Ca-Cu–O keramik material, əvəzləmə, psevdozolaq vəziyyəti, crossover, koherentlik uzunluğu.

GIRIŞ

Bismut əsaslı yuxarı temperaturlu ifratkeçirici (YTİK) materialların kəşfindən 30 ildən artıq bir vaxt keçməsinə baxmayaraq onların sintezi sona qədər həll olunmamış qalmaqdadır. Bu YTİ keçiricilərin ənənəvi olaraq bərk fazada reaksiyalarının tam olmayaraq qurtarması, reaksiyaların sürətlərinin aşağı olması, fiziki xassələrini təyin edən kristal strukturlarının istiqamətləndirilmiş formalaşdırılmamasının mürəkkəbliyi ilə xarakterizə olunur.

Hal-hazırda Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemində ümumi formulu $Bi_2(SrCa)_{n+1}Cu_n O_x$ (n=1,2,3) olan üç ifratkeçirici faza aşkar edilmişdir. Bu İK materialların kritik temperaturları (T_c) kalsium və mis elementlərinin nisbətlərindən asılı olaraq (2:2:0:1, 2:2:1:2, 2:2:2:3) 10K, 80K və 110K temperaturaya qədər artmışdır [1].

Məlumdur ki, bismut əsaslı yuxarı temperaturlu ifratkeçirici materialların alınmasında T_c>100K olan fazanın sintezi böyük maraq kəsb edir. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, kritik temperaturu 100K-dən yuxarı olan $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ fazasını sintez etmək çox mürəkkəb bir məsələdir. Bu məsələni sistemdə olan bismut elementinin bir hissəsini qurğuşun elementi ilə əvəz etməklə həlli qismən mümkündür. Beləliklə $Bi_{2-x}Pb_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$ İK materialları sintez edərək onların fiziki xassələrinin, fluktuasiya proseslərinin və onlarda baş verən psevdozolaq (PZ) hadisələrinin tədqiqi böyük maraq kəsb edir.

Son zamanlar yuxarı temperaturlu ifratkeçirici (İK) materiallarda psevdozolaq (PZ) effektinə həsr olunan əsərlər çap olunmaqdadır [2-5]. Bu işlərdə qeyd edildiyi kimi psevdozolaq unikal bir hadisədir ki, yalnız ifratkeçirici materiallarda özünü büruzə verir.

Son zamanlar çap olunmuş [6] iş $Pb_{0.55}Bi_{1.5}Sr_{1.6}La_{0.4}CuO_{6+\delta}$ (Pb-Bi2201) İK materialda PZ hadisəsinin tədqiqinə həsr olunmuşdur. İşdə eksperimental olaraq göstərilmişdir ki, temperaturun aşağı düşməsi ilə İK material iki faza keçidinə malik olur. Belə ki, əvvəlcə psevdozolaq mövcud olur, sonar isə material tamamilə İK hala keçir.

A.A.Abrikosov [7] qeyd edir ki, PZ vəziyyətini real olaraq maddənin yeni faza vəziyyəti kimi baxmaq olmaz. Belə ki, PZ faza keçdinin nor-

mal vəziyyətindən ayrilmamışdır. Beləliklə $T=T^*$ halında mümkün faza keçdi məsələsi də hələlik açıq qalmaqdadır. Eyni zamanda həm də demək olar ki, yuxarı temperaturlu ifratkeçiricilər $T=T^*$ halında da [8] krossoverə malik ola bilirlər. Bu temperaturdan aşağıda isə hələlik məlum olmayan səbəbdən Fermi səviyyəsində kvazi hissəciklərin sıxlığının azalması baş verir. Bu səbəbdən də yaranan vəziyyətə psevdo zolaq adı verilmişdir. İlk dəfə bu hadisə eksperimental olaraq zəif əvəz edilmiş ittri əsaslı ifratkeçiricilərdə soyutma zamanı Nayt [9] sürüşməsinin anomal azalması ilə təsdiqlənmişdir, bu da Fermi səviyyəsində sıxlıq yaradır ki və birbaşa Landau nəzəriyyəsi ilə bağlıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, NAFL (Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid model) nəzəri modelində ona qədər məlum olan "qeyri fermi maye" modellərdə təsbit olunmuş bir çox ideyalar və yanaşmalar ümumiləşdirilmişdir [8]. NAFL modelinə görə YTİK materialların normal fazada xassələri onların tərkibində əmələ gələn kvazi hissəciklərin bir-biri ilə effektiv antiferromaqnit təsirlərilə təyin edilir ki, bu da spin və yüklü hissəciklərin özlərini anomal şəkildə aparmasına səbəb olur.

Məlumdur ki, hal-hazırda angle resolved photoemission spectroscopy (ARPES) [9] tədqiqat üsulunun inkişaf etdirilməsi nəticəsində ifratkeçirici (YTİK) materiallarda psevdozolaq halının eksperimental olaraq təyini mümkün olmuşdur. Lakin lokal cüt(LC) nəzəri modeli ilə rezistiv ölçmədən təyin edilən əlavə keçiricilik əsasında aparılan psevdazolağın analizi imkan verir ki, onun temperatur asılılığı haqqında müfəssəl məlumat əldə edək. İşdə bizim aldığımız YTİK materiallarda PZ vəziyyətinin əmələ gəlmə imkanları öyrənilmiş və kəmiyyətcə qiymətləndirilmişdir. Alınmış İK materiallar kritik temperaturdan yuxarıda əlavə keçiricilik əsasında lokal cütlər nəzəri modeli çərçivəsində [2,5] Aslamazov-Larkin fluktuasiya nəzəriyyəsi hesaba alınmaqla tədqiq edilmişdir [10].

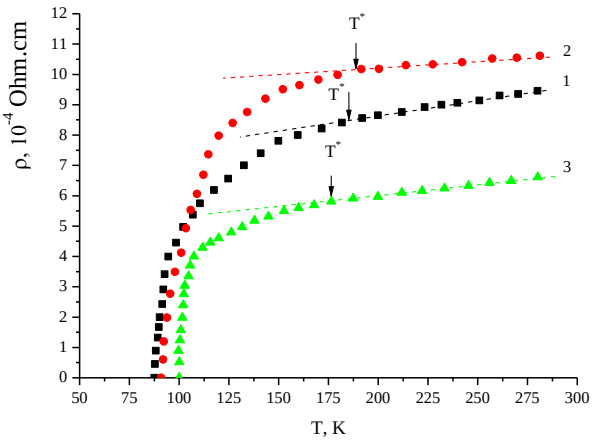
Beləliklə işin əsas məqsədi Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemində bismut elementinin müəyyən hissəsini qurğuşun elementi ilə əvəz etməklə (0; 0,2; 0,3) daha yüksək kritik temperaturaya malik İK materialların sintezi və bu əvəzləmələrin alınmış ifratkeçirici materialların fluktuasiya keçiriciliklərinə və psevdozolaq vəzittətlərinə təsirlərinin tədqiqi olmuşdur.

EKSPERİMENTİN NƏTİCƏLƏRİ VƏ ONLARIN TƏHLİLİ

Tədqiq etmək üçün $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B1), $Bi_{1,8}Pb_{0,2}Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B2) və $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B3) YTİK materiallar götürülmüşdür. Bu ifratkeçiricilərin alınma texnologiyaları bizim əvvəl çap olunmuş [11] əsərimizdə öz əksini tapmışdır. Nümunələr havada sintez edilmişdir. Sintez üçün götürülmüş yüksək təmizliyə malik oksid və karboksidlərin nisbəti 2:2:2:3 olmuşdur. Bərk fazada reaksiya iki mərhələdə aparılmışdır: əvvəlcə 950^0S-də 10 saat ərzində $Pb_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$ qarışıqlar sintez edilmiş və sonra onlara bismut oksidi əlavə edilərək qarışıqlar 850^0S-də 50 saat qızdırılmışdır. Bərk fazada aparılan reaksiya havada soyutma üsulu ilə başa çatdırılmışdır.

B1, B2 və B3 İK nümunələrin xüsusi müqavimətlərinin temperatur asılılıqları ρ(T) Şək. 1-də göstərilmişdir.

Şəkil 1-dən göründüyü kimi $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ İK sistemdə əvəzləmələrin miqdari artdıqca İK nümunələrin xüsusi müqavimətləri azalmağa, kritik temperaturları T_c isə artmağa başlayır.



Şəkil 1

B1(1), B2(2) və B3 (3) ifratkeçirici materialların xüsusi müqavimətlərinin temperatur asılılıqları verilmişdir. Oxlar asılılıqların düzxətlilikdən çıxan temperaturlarını, punktir xətlər isə əyrilərin düzxətli hissələrinə $\rho_v(T)=\rho_0+\kappa T$ tənliyi vasitəsilə ekstrapolyasiyanı göstərir.

Biz B1, B2 və B3 İK nümunələrin xüsusi müqavimətlərinin temperatur asılılıqlarında müvafiq olaraq T^*=184,6K, T^*=189,22K, və T^*=176,11K temperaturlarda onların düzxətlilikdən çıxmasını bu temperaturlarda lokal cütlərin əmələ gəlməsi kimi qəbul edərək eksperimentdən alınan nəticələri əlavə keçiriciliyin aşağıdakı tənliyi ilə, yəni kritik temperaturdan bir qədər yuxarıda keçiriciliyə fluktuasiya əlavəsi üsulu ilə analiz etmişik:

$$\Delta\sigma(T) = \rho^{-1}(T) - \rho_n^{-1}(T). \qquad (1)$$

Əlavə keçiriciliyin ($\Delta\sigma(T)$ təhlili üçün B1, B2 və B3 İK nümunələrin $\rho(T)$ asılılığında xüsusi müqavimətlər normal fazada ($T>T_c$) $\rho_n(T)=b+\kappa T$ ifadəsi ilə ekstrapolyasiya edilmişdir, burada $b\approx\rho_0$ [8]. Bu nümunələr üçün b müvafiq olaraq $7{,}0\cdot10^{-4}$om.sm, $9{,}56\cdot10^{-4}$om.sm və $5{,}106\cdot10^{-4}$om.sm, k əmsalı isə $7{,}55\cdot10^{-3}K^{-1}$; $2{,}67\cdot10^{-3}K^{-1}$ və $6{,}0\cdot10^{-3}K^{-1}$ olmuşdur.

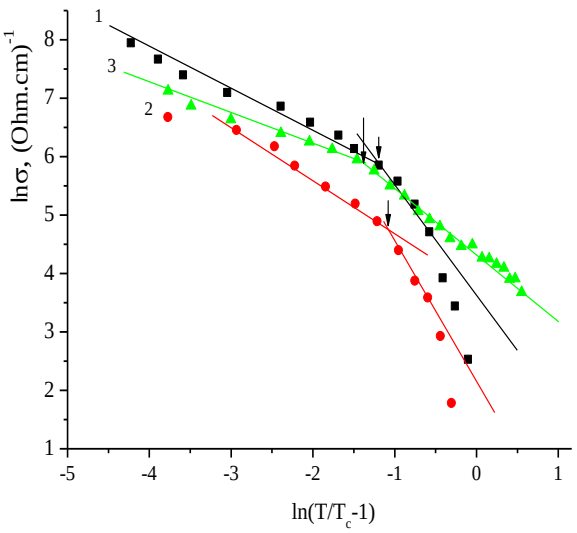
B1, B2 və B3 İK nümunələrin kritik temperaturları onların $\rho(T)$ əyrilərinin diferensiallaşdırılması üsulu ilə təyin edilmişdir.

Məlumdur ki, T_c yaxınlığında yükdaşıyıcıların fluktuasiya cütləşməsi baş verir ki, bu da $T>T_c$ halında keçiriciliyin ikiüzlü (2D) və üçüzlü (3D) vəziyyətində Aslamazov-Larkin tənliklərinin dərəcələri ilə təyin olunur [10].

$$\Delta\sigma_{AЛ} = \{e^2/[32\hbar\xi_c(0)]\}\varepsilon^{-1/2}, \qquad (2)$$

$$\Delta\sigma_{AЛ} = \{e^2/[16\hbar d]\}\varepsilon^{-1}. \qquad (3)$$

B1, B2 və B3 İK nümunələrin 2D fluktuasiya oblastından 3D fluktuasiya oblastına keçid (krossover) temperaturları $\ln\Delta\sigma$–$\ln(T/T_c-1)$ keçiriciliyin temperatur asılılığından (Şək.2.) $T_{cr}=T_c\{1+4(\xi_c(0)/d)^2\}$ ifadəsindən hesablanmış [12] və müvafiq olaraq T_{cr1}=117,57K, T_{cr2}=139,32K, T_{cr3}=126,39K olmuşdur. Əyrilərdən göründüyü kimi T_c yaxınlığında bu asılılıqların düz xətlərlə əyrilik bucaqları B1 nümunəsi üçün $tg\alpha_{3D}$=-0,47 və $tg\alpha_{2D}$=-1,06; B2 nümunəsi üçün $tg\alpha_{3D}$=-0,56 və $tg\alpha_{2D}$ =-1,0 və B3 nümunəsi üçün isə $tg\alpha_{3D}$ = -0,43 və $tg\alpha_{2D}$=-1,04 olmaqla Aslamazov-Larkin tənliklərinin dərəcələrinin göstəricilərinə uyğun gəlir ($tg\alpha_{3D}\approx$-0,5 və $tg\alpha_{2D}\approx$-1) və keçiriciliyin üçölçülü xarakterdə olmasını təsdiq edir.



Şəkil 2

B1(1), B2(2) və B3 (3) nümunələrinin əlavə keşiriciliklərinin loqarifmalarının temperatur asılılıqları verilmişdir. Düzxətlər AL nəzəri modelində 3D və 2D fluktuasiya oblastlarını, oxlar isə nümunələrin krossover temperaturlarını göstərir.

Qeyd etmək lazımdır ki, alınmış asılılıqlarda BiSCCO nümunələrə tipik olan 2D Maki-Tompson əlavəsi olmadığı üçün crossover temperaturu əsasında ***c*** oxu istiqamətində əmələ gələn lokal cütlərin koherentlik uzunluqlarını aşağıdakı tənliklə təyin etmişik [2]

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}, \qquad (4)$$

burada d=7Å 2223-BiSCCO İK materiallarda daxili keçirici laylar arasındakı məsafədir [12]. B1, B2 və B3 İK nümunələrdə əmələ gələn lokal cütlərin koherentlik uzunluqları (4) ifadəsi ilə hesablanmış və müvafiq olaraq 3,85Å, 4,12Å və 3,38Å olmuşdur.

Biz nümunələrin əlavə keçiriciliklərini və onlarda əmələ gələ bilən psevdozolağı BKŞ nəzəri modelindən Boze-Eynşteyn kondensatı (BEK) nəzəri modelinə keçidi nəzərə almaqla analiz etmişik. Qeyd etmək lazımdır ki, əlavə keçiricilik ($\Delta\sigma$) $T_c<<T\leq T^*$ şərti daxilində fermionların cüt əmələ gətirməsi nəticəsində (güclü bir-birinə bağlanmış bozonlar) mövcud olur. Psevdozolaq belə cütlərin formalaşması nəticəsində onların əlaqələrinin əmələ gətirdiyi real əlaqə enerjisi ilə xarakterizə olunur [2]. Normal fazada T^* temperaturundan aşağıda hal-hazıra qədər öyrənilməmiş səbəbdən

Fermi səviyyəsində kvazi hissəciklərin sıxlığının azalması baş verir ki, bu da həyəcanlanma spektrində psevdozolağın əmələ gəlməsinə şərait yaradır [2].

Yuxarıda aparılan araşdırmalardan asılı olaraq biz alınmış bismut əsaslı yuxarı temperaturlu ifratkeçirici nümunələrdə yükdaşıyıcıların müxtəlif sıxlığında həyəcanlanma spektrində psevdozolağın temperaturdan asılı olaraq müxtəlif cür özünü aparmasını gözləyirik.

Sintez edilən psevdozolaq bir-başa ölçülmədiyi üçün onun qiyməti əlavə keçiriciliyin eksperimentdən alınmış temperatur asılılığından hesablanmışdır. Bu zaman əlavə keçiriciliyin eksperimentdən alınmış temperatur asılılığını daha dolğun ifadə edən və ədəbiyyatda təsdiqlənən [2] analitik ifadələrdən istifadə edilmişdir:

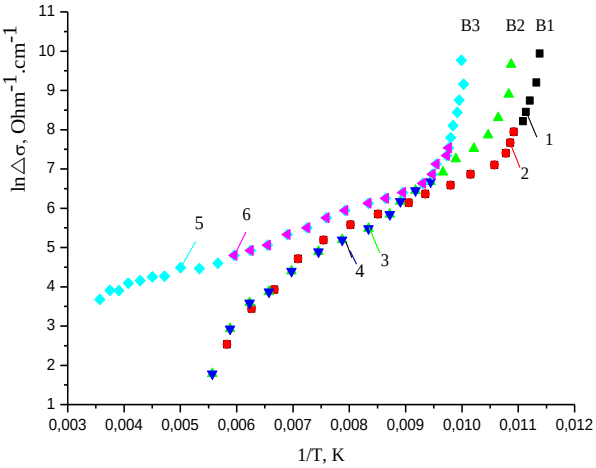
$$\Delta\sigma(\varepsilon) = \left\{ \frac{A(1-T/T^*)[\exp(-\Delta^*/T)]e^2}{16\hbar\zeta_c(0)\sqrt{2\varepsilon \cdot sh(2\varepsilon/\varepsilon_0)}} \right\}. \quad (5)$$

Tənliyi Δ^*-ya görə həll etməklə psevdazolağın temperatur asılılığı üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır

$$\Delta^*(T) = T \cdot \ln\left\{ \frac{A(1-T/T^*)e^2}{\Delta\sigma(T)16\hbar\zeta_c(0)\sqrt{2\varepsilon \cdot sh(2\varepsilon/\varepsilon_0)}} \right\}. \quad (6)$$

Eksperimentin düzgün təsviri üçün [2] ədəbiyyatda kritik temperaturadan yuxarıda cütlərin əmələ gəlməsi və parçalanması prosesi nəzərə alınmışdır. Bunun üçün iki mayeli modeldə [2] (5) ifadəsinə $(1-T/T^*)$ vuruğu əlavə edilir ki, bu da yuxarı temperatur oblastında eksperimental əyriyə approkcimasiyanın yaxşılaşdırılmasını təmin edir. Uyğun olaraq tənliyə $(-\Delta^*/T)$ vuruğunun əlavə edilməsi isə kritik temperaturaya yaxın oblastda eksperimental əyriyə approkcimasiyanı yaxşılaşdırır.

Şəkil 3-də B1, B2 və B3 nümunələrin əlavə keçiriciliklərinin loqarifmalarının temperatur asılılıqları verilmişdir. $\ln\Delta\sigma(1/T)$ əyrilərindən göründüyü kimi B1, B2 və B3 nümunələrinin müvafiq olaraq 133÷94,5K, 143,9÷104K və 145÷107K temperatur intervallarında asılılıqlar demək olar ki, düzxətli azalır, lakin $133K<T<T^*$, $143K<T<T^*$ və $145K<T<T^*$ əyriiərin azalma xarakteri dəyişir.



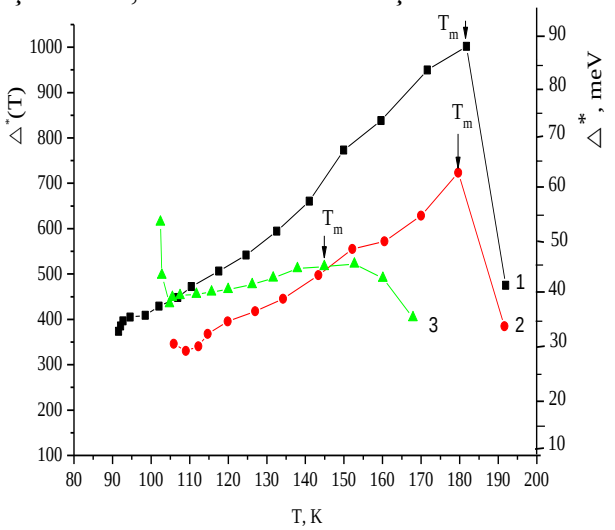
Şəkil 3

B1(1), B2(4) və B3 (5) nöqtələr eksperimentdən alınan əlavə keşiriciklərinin temperatur asılılıqları təsvir edilmişdir. Eksperimental əyriyə 5-ci tənlik əsasında appraksimasiya isə 2; 3 və 6 (nöqtətlərlə) göstərilmişdir.

İşdə (6) tənliyindən isttifadə etməklə $\Delta^*(T)$ asılılığı hesablanmış və (5) nəzəri tənliyi əsasında $\Delta\sigma(T)$ asılılığı hesablanaraq eksperimental əyriyə approksimasiya edilmişdir. Tənlikdə (6) A sabitini təyin etmək üçün $2\Delta^*(T_c)/kT_c=4\div7$ [13] istifadə etməklə $\Delta^*(T_c)$-nın elə qiymətləri seçilir ki, əlavə keçiriciliyin eksperimental qiymətlərinə approkcimasiya təmin olunsun.

Beləliklə, hesablamalar göstərdi ki, $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B1), $Bi_{1,8}Pb_{0,2}Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B2) və $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B3) İK materiallar üçün optimal approkcimasiya müvafiq olaraq $2\Delta^*(T_c)/kT_c=5$; $2\Delta^*(T_c)/kT_c=4,5$ və $2\Delta^*(T_c)/kT_c=5$ hallarında baş verir. B1, B2 və B3 İK materiallar üçün A sabiti hesablanmış və müvafiq olaraq 45; 90 və 58 olmuşdur. Psevdozolağın temperatur asılılığından istifadə etməklə hesablanmış əlavə keçiricilik onun eksperimental qiyməti ilə yaxşı uzlaşır (Şək.4). 6-ci tənlik əsasında hesablanmış psevdozolağın temperatur asılılığı nümunələrə uyğun olaraq 4-cü şəkildə göstərilmişdir və bu əyrilər əsasında psevdozolağın maksimum qiymətində nümunələrdə əmələ gələn keçidlərin eni qiymətləndirilmişdir (uyğun olaraq 61meV, 74meV və 38meV). Psevdozolaqların maksimum qiymətləri

isə $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B1), $Bi_{1,8}Pb_{0,2}Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B2) və $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (B3) İK materiallar üçün 702K, 854K və 439K olmuşdur.



Şəkil 4

B1(1), B2(2) və B3 (3) nümunələrinin hesablanmış psevdozolaqlarının temperatur asılılıqları təsvir edilmişdir. Oxlar nümunələrdə əmələ gələn psevdozolaqların maksimal qiymətlərini göstərir.

YEKUN

Aparılan tədqiqat və təhlillər göstərdi ki, bismut əsaslı ifratleçirici materıallarda bismut elementinin qismən qurğuşun elementi ilə əvəz etdikdə kritik və keçid temperaturlarının artması müşayət edilir. Əvəzləmənin artması $Bi_{2-x}Pb_x Sr_2Ca_2Cu_3Oy$ İK materiallarda əmələ gələn kuper cütlərinin koherentlik uzunıuqlarının (ξ_c) azalmasına səbəb olmuşdur.

Eyni zamanda onlarda psevdozolaq və fluktuasıya keçiriciliyi rejimlərinin də azalması baş verir. Kritik temperaturaya yaxınlaşdıqda isə bu İK materiallar Aslamazov-Larkin nəzəri modeli çərçivəsinə yaxşı uyğun gəlir.

1. J.B.Torrance, Y.Tokura, S.L.LaPlaca et al. *New class of high-T_c structures: intergrowth of multiple copper oxide perovskite-like layers with double sheets BiO. Solid State Commun.*, **66** (1988) 703-706.
2. А.Л.Соловьев, В.М.Дмитриев. *Исследование псевдощели в пленках YBCO резистивным методом с учетом перехода от БКШ к бозе-эйнштейновской конденсации, Физика Низких Температур,* **32** (2006) 139-151.
3. М.В.Садовский. *Псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках, УФН,* **171** (2001) 539 -564.
4. Л.А.Боярский. *Псевдощелевые эффекты в сильно коррелированных электронных системах Физика низких температур,* **32** (2006) 1078-1084.
5. A.L.Solovjov, M.A.Tkachenko, R.V.Vovk, A.Chroneos. *Fluctuation conductivity and pseudogap in $HoBa_2Cu_3O_{7-d}$ single crystals under pressure with transport current flowing under an angle 45to the twin boundaries, Physica C* , **501** (2014) 24–31
6. He Rui-Hua, M.Hashimoto, H.Karapetyan et al. *Two thermal phase transitions from a single-band metal to high-temperature superconductor via two thermal phase transitions, Science,* **331** (2011) 1579-1583.
7. А.А.Абрикосов. *Сверхпроводники второго рода и вихревая решетка, УФН,* **174** (2004) 1233-1239.
8. B.P.Stojkovic, D.Pines. *Theory of the longitudinal and Hall conductivities of the cuprate superconductors, Phys. Rev., B* **55** (1997) 8576.
9. A.A. Kordyuk. Pseudogap from ARPES experiment: three gaps in cuprates and topological superconductivity, *Low Temp. Phys.*, 41 (2015) 319.
10. L.G.Aslamazov, A.L.Larkin. *The influence of fluctation pairing of electrons on the conductivity of normal metal, Physics Letters,* **26A** (1968) 238-239.
11. А.В.Эйнуллаев, П.Г.Рустамов, Г.М.Нифтиев, В.М.Алиев. Синтез и термоэлектрические свойства $Y_{1-X}(NdTm)_XBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi_{2-x}Pb_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$. Исследовавие в области физико-химического анализа, тематический сборник научных трудов, БГУ, Азерб. Респ., Баку, (1990) 14-16.
12. P.Villers, R.A.Doyle, V.V.Griidin. *Superconducting fluctuations in the thermoelectric power and resistivity of Bi-based polycrystalline cuprates. Phys. Condens. Matter.,* **4** (1992) 9401-9410.
13. Ya.Ponomarev, M.Mikheev, S.Tchesnokov, M.Sudakova, S.Kuzmichevhys. *Extended van*

*Hove Singularity, Strong Electron-Phonon Interaction and Superconducting Gap in Doped Bi-2212 Single Crystals, Phys. Status Solidi, **C** **6** (2009) 2072.*

ANALYSIS FLUCTUATING CONDUCTIVITY $Bi_{2-x}Pb_xSr_2Ca_2Cu_3Oy$ (x = 0 ÷ 0,3) HTSC MATERIALS

V.M.ALIEV, A.V. EYNULLAEV , S.Z.DAMIROVA, R.I.SELIM-ZADE, B.A.TAIROV

Formation mechanism of additional conductivity in HTSC Bi_2-$xPb_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$ (x= 0÷0,3) has been considered in the framework of the theoretical model Aslamazov-Larkin, which was the transition from the BCS model to Bose-Einstein condensation. The transition temperature from 2D to 3D field fluctuation region (ie, the crossover temperature) has been determined. The coherence length of the Cooper pairs and the maximum pseudogap temperature (Tm) of the HTS materials have been estimated. It has been shown that partial substitution of Bi to Pb has been reduced the coherence length of the Cooper pairs, as well as the narrowing of the pseudogap regime and the fluctuation region in these HTSC materials.

АНАЛИЗ ФЛУКТУФЦИОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ $Bi_{2-x}Pb_x Sr_2Ca_2Cu_3Oy$ (x = 0 ÷ 0,3) ВТСП МАТЕРИАЛАХ

В.М.АЛИЕВ, А.В.ЭЙНУЛЛАУВ, С.З.ДАМИРОВА, Р.И.СЕЛИМ-ЗАДЕ, Б.А.ТАИРОВ

Механизм образования дополнительной проводимости в ВТСП $Bi_{2-x}Pb_x Sr_2Ca_2Cu_3Oy$ (x=0÷0,3) был рассмотрен в рамках теоретической модели Асламазова–Ларкина, являющейся переходом от модели БКШ к модели Бозе-Эйнштейновской конденсации. Определена температура перехода от 2D флуктуационной области к 3D области (температура кроссовера). Рассчитаны длины когерентности куперовских пар и оценены максимальные псевдощелевые температуры (T_m) этих ВТСП материалов. Показано, что частичное замещение Bi на Pb приводит к уменьшению длины когерентности куперовских пар, а также к сужению псевдощелевого режима и флуктуационной области в этих ВТСП материалах.

Редактор:проф. Г.Аждаров

УДК 541.123.2

СИНТЕЗ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ СИСТЕМЫ $TlInTe_2 - TlGdTe_2$

Д.Д.БАЙРАМОВ, Р.М.ИСМАЙЛОВ, Б.Ш.БАРХАЛОВ*, С.Д.БАЙРАМОВА, У.М.МУСТАФАЕВА

Сумгаитский государственный университет,
AZ 5008, Сумгаит, 43-й квартал
*Институт Физики НАН Азербайджана**
AZ-1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131
bbarhal@mail.ru

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

РЕФЕРАТ

Синтезированы сплавы системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$. Рентгенографические и электрофизические исследования показали, что $TlGdTe_2$ растворяется до 10мол% в $TlInTe_2$. Выявлено, что при замещении атомов индия атомами гадолиния ширина запрещенной зоны уменьшается, а параметры элементарной ячейки увеличиваются. Рентгенографический анализ кристаллов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ показал, что твердые растворы $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ ($0 \le x \le 0,1$) кристаллизуются в тетрагональной сингонии на основе решетки исходного тройного соединения $TlInTe_2$. Из исследований электрофизических свойств сплавов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ установлен механизм рассеяния носителей заряда; определен характер температурной зависимости электропроводности и коэффициента Холла в твердых растворах и $Tl_2InGdTe_4$.

Ключевые слова: диаграмма состояния, тройное соединение, твердый раствор, электропроводность, коэффициент Холла, термо-э.д.с.

Тройные халькогениды на основе $TlSe$ подробно описаны в [1-2]. Соединение $TlInTe_2$ высокочувствительный полупроводник в видимой и инфракрасной области спектра [3], обладает высокой тензочувствительностью, а также имеет переключающие свойства [3-4]. Сочетание высокой температуры плавления и термической стойкости наряду с низким коэффициентом теплопроводности и высоким значением термо-э.д.с. обусловливает интерес к их термоэлектрическим свойствам [5-7].

В [4-6] показано, что при взаимодействии соединений $TlInX_2$ и $TlLnX_2$ ($Ln - Ce, \mathrm{Pr}; Nd; X - S, Se, Te$) образуются четверные соединения типа Tl_2InLnS_4, и наблюдаются широкие области растворимости на основе соединений типа $TlInX_2$. Однако, в литературе отсутствуют данные по исследованию физических свойств твердых растворов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$.

Так как атомы индия и гадолиния имеют близкие ионные радиусы, замещение трехвалентного индия в $TlInTe_2$ атомами гадолиния представляет самостоятельный научный интерес. В работах [4-7] выполнен синтез и в некоторых случаях детально исследованы физико-химические, электрофизические и теплофизические свойства сплавов системы $TlInX_2 - TlLnX_2$, где получены интересные научные результаты.

Объектами исследования в настоящей работе были твердые растворы на основе $TlInTe_2$ системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$.

Синтез сплавов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ проводился следующим образом. Исходные компоненты Tl, Te, In, Gd, загруженные в откачанную до ~0,01Па ампулу из плавленого кварца, помещали в печь, заранее нагретую до 1220К. Один конец ампулы находился вне печи и регулярно охлаждался до завершения реакции, время выдержки ампулы в этих условиях с увеличением количества гадолиния увеличивается от 5 до 6 ч. Гомогенизирующий отжиг проводили при 1250÷1350К в течение недели. Образцы системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ готовили путем сплавления соединения $TlInTe_2$ и $TlGdTe_2$ в разных состояниях, повышая температуру в печи со скоростью 30÷60К/ч до 1150÷1250К. Ампулу выдерживали при этой температуре 4÷5ч и медленно охлаждали до температуры отжига, определенной предварительно по кривым дифференциально-термического анализа. Сплавы, содержащие до 10мол% $TlGdTe_2$, отжигали при 600÷650К в течение 60 ч, а сплавы с концентрацией $TlGdTe_2$ 10÷60мол% при 850÷900 К в течение 140 ч, далее температуру снижали до комнатной со скоростью 10÷15К/ч. Таким методом синтезированы сплавы $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$, где 0≤x≤ 0,10 и соединения $Tl_2InGdTe_4$, $TlGdTe_2$.

Для проведения рентгенографических исследований методом Бриджмена были выращены монокристаллы сплавов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$. Скорость перемещения ампулы с расплавом составляла 2,5мм/ч. При выращивании монокристаллов $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ температуру высокотемпературной зоны варьировали в интервале 1000÷1300К.

Рентгенофазный анализ сплавов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ проводили по методу Дебая-Шерера в камере РКД–57.3 в CuK_α -излучении, промер рентгенограмм осуществляли как на компараторе ИЗА-2 с точностью 0,01÷0,05мм, так и на линейке с точностью 0,1мм. Интенсивность линий определяли визуально по десятибалльной шкале. Параметры элементарных ячеек рассчитывали комбинированным методом с точностью ±0,005Å .

Термограммы записывали на низкочастотном терморегистраторе НТР 73 с Pt-Pt/Rh термопарами. Скорость нагревания и охлаждения 10 и 8K/min, соответственно. В качестве эталона использовали прокаленную окись алюминия. Микротвердость образцов измеряли на приборе ПМТ-3 с нагрузкой 0.1Н, а микроструктуру образцов изучали с помощью микроскопа МИМ-7.

Для определения электрических свойств твердых растворов систем $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ образцы готовили в виде параллелепипедов размерами 8x5x4мм^3. Была исследована температурная зависимость электропроводности, коэффициента Холла и термо-э.д.с. в интервале 300÷1100К обычным потенциометрическим методом при нагревании образца в вакууме. Погрешность измерений составляла для электропроводности ±4%, коэффициента Холла ±8÷10% и термо-э.д.с. ±12% (образцы при температуре исследования выдерживали в течение 1÷1,5 ч.).

По результатам дифференциально-термического, микроструктурного и рентгено-фазового анализов исследуемых сплавов были построены T-x фазовые диаграммы сплавов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ (Рис.1).

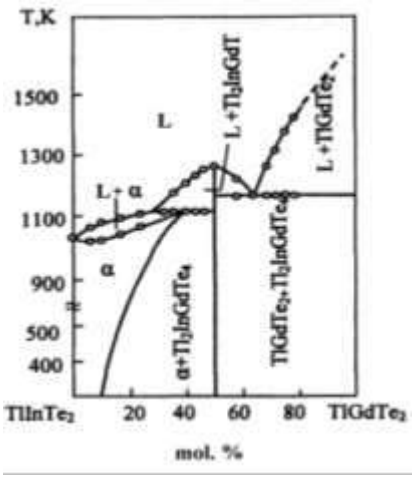


Рис.1
T-x фазовая диаграмма сплавов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$

При соотношении исходных компонентов 1:1 образуется новая конгурэнтно плавящаяся при 1265К четверная фаза $Tl_2InGdTe_4$

В интервале 0÷10мол% $TlGdTe_2$ наблюдается область твердых растворов замещения. Область растворимости в этой системе подтверждена также микроструктурными и рентгенофазовыми анализами. С помощью рентгенофазового анализа выявлено, что в твердых растворах при частичном замещении атомов индия атомами гадолиния параметры тетрагональной ячейки увеличиваются по закону аддитивности, что, по-видимому, связано с различием ионных радиусов индия и гадолиния ($r(In^{3+})$=0.92Å, $r(Gd^{3+})$=0.94Å)).
Несмотря на различие структурных факторов атомов наблюдается некоторая тенденция к уменьшению интенсивности рефлексов с увеличением содержания гадолиния. Выявленная новая фаза на рентгенограмме при соотношении исходных компонентов 1:1 также кристаллизуется на основе тетрагональной сингонии, но имеет другой тип симметрии. Это, по-видимому, связано с образованием новой четверной фазы $Tl_2InGdTe_4$.

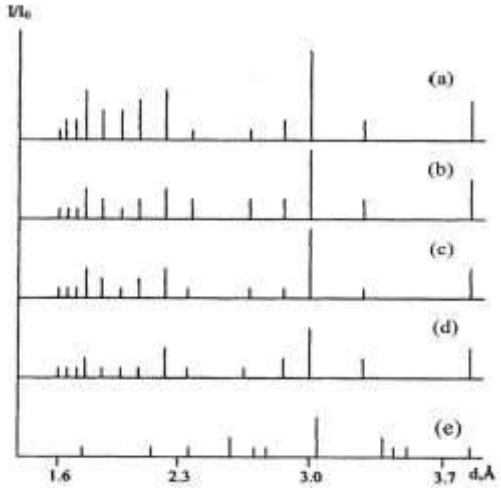


Рис.2
Рентгенограммы твердых растворов
$TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$:
x=0 (a); 0,02 (b); 0,04 (c); 0,10 (d); 0,50 (e).

В результате проведенного рентгенографического исследования монокристаллов $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ установлено, что сплавы с $TlInTe_2$, также как и соединение $TlInTe_2$, кристаллизуются в тетрагональной сингонии, и происходящие фазовые превращения не вызывают появления сверхструктурных линий на дифрактограммах. Отсутствие таких линий подтверждает, что исследованные сплавы твердых растворов в упорядоченном состоянии кристаллизуются в одной и той же сингонии (Рис. 2). В области растворимости отклонения от закона Вегарда не наблюдается.

Исследовались температурные зависимости электропроводности (σ), коэффициента Холла (R_x), термо–э.д.с. (α), холловской подвижности (μ) $Tl_2InGdTe_4$ и электропроводности твердых растворов системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$. На Рис.3 представлены температурные зависимости σ, R_x, α и μ для $Tl_2InGdTe_4$.

Видно, что температурная зависимость электропроводности $Tl_2InGdTe_4$ имеет полупроводниковый характер (Рис. 3а), и начало собственной проводимости соответствует температуре ~730К. Зависимость $\lg\left(R_xT^{3/2}\right) = f\left(10^3/T\right)$ хорошо согласуется с зависимостью $\lg\sigma = f\left(10^3/T\right)$ (Рис. 3b). Значения ширины запрещенной зоны $Tl_2InGdTe_4$, определенные по высокотемпературным наклонам температурной зависимости электропроводности $\lg\sigma = f(10^3/T)$ и эффекта Холла $\lg RT^{3/2} = f(10^3/T)$, оказались одинаковыми и равными 1,52эВ.

Коэффициент термо-э.д.с. в $Tl_2InGdTe_4$ с ростом температуры при 400÷670К сначала увеличивается, достигает максимума, а при дальнейшем повышении температуры уменьшается с наступлением собственной проводимости (Рис. 3с).

Температурная зависимость подвижности носителей тока в $Tl_2InGdTe_4$ (Рис. 3d) хорошо описывается зависимостью $\mu = f(T^{-3/2})$ и свидетельствует о том, что рассеяние при высоких температурах (T>300К) происходит, в основном, на акустических фононах.

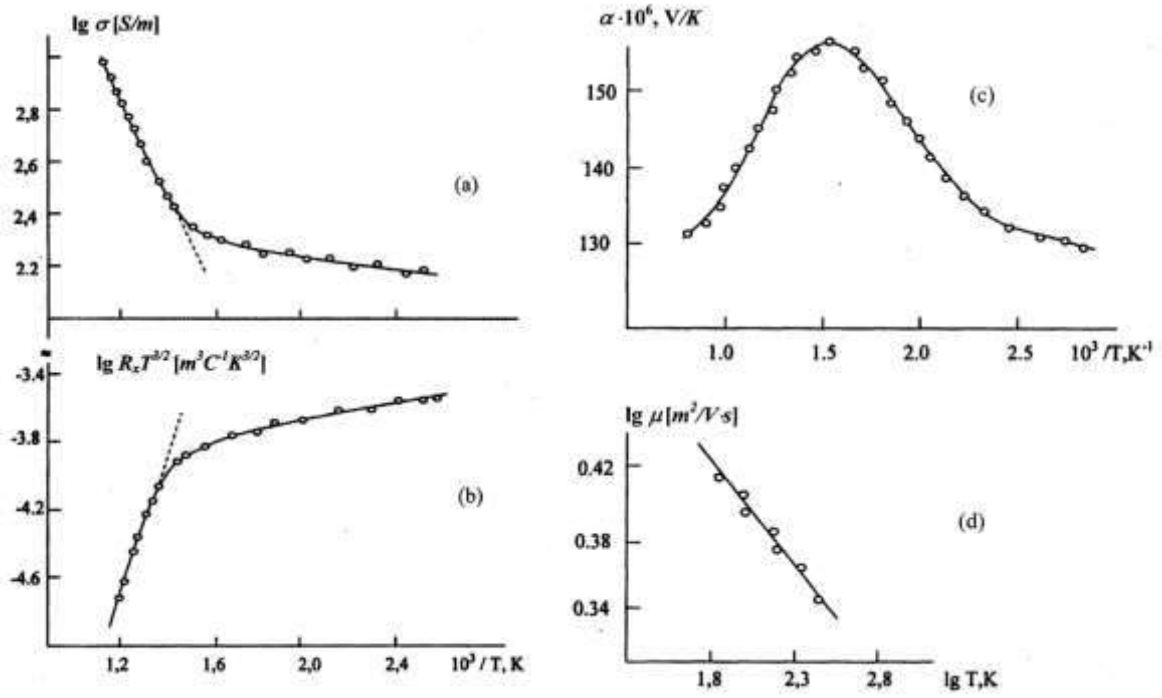


Рис.3

Температурная зависимость электропроводности (a), коэффициента Холла (b), коэффициента термо-э.д.с.(c) и холловской подвижности (d) соединения $Tl_2InGdTe_4$

При частичном замещении атомов индия атомами гадолиния в $TlInTe_2$ ширина запрещенной зоны уменьшается (Рис. 4), а параметры элементарной ячейки увеличиваются.

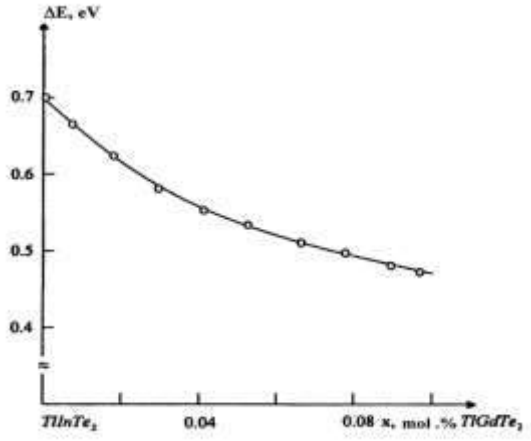


Рис.4

Зависимость ширины запрещенной зоны от состава твердых растворов $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ (где 0≤x≤0,1)

Температурная зависимость электропроводности твердых растворов $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ носит сложный характер (Рис. 5). Видно, что до наступления собственной проводимости электропроводность возрастает с температурой, затем, уменьшаясь, достигает минимума и снова резко растет.

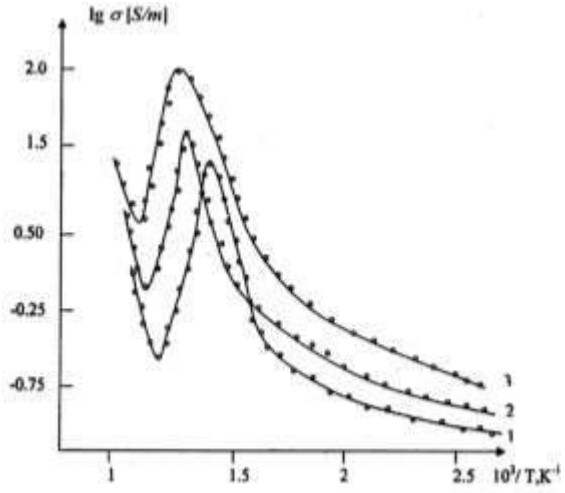


Рис.5

Температурные зависимости электропроводности твердых растворов $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ при x: 1 - 0,03; 2 -0,05; 3 - 0,10.

Таким образом, в результате исследования системы $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ выявлено, что $TlGdTe_2$ растворяется в $TlInTe_2$ до 10мол%. Установлено, что твердые растворы $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ кристаллизуются в тетрагональной сингонии на основе $TlInTe_2$. При соотношении исходных соединений 1:1 образуется четверное соединение $Tl_2InGdTe_4$, кристаллизующееся в тетрагональной сингонии. Соединения $Tl_2InGdTe_4$ и твердые растворы $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ являются полупроводниками р-типа проводимости, и носители заряда при высоких температурах рассеиваются, в основном, на акустических фононах. Ширина запрещенной зоны уменьшается при увеличении содержания $TlGdTe_2$ в составе твердых растворов.

1. Э.М.Годжаев, Д.Д.Байрамов, С.Д.Мамедов, Л.А.Гулиев, Ф.М.Годжаева. *Синтез, выращивание монокристаллов и рентгенографическое исследование сплавов системы* $TlInS_2 - TlGdS_2$, Неорган. материалы, **25** (1989) 21- 24.
2. Э.М.Годжаев. *Структура, электронные и тепловые свойства сложных полупроводников на основе* Sp *и* $4f$ *элементов*. Дис.докт.физ.-мат.наук. Баку, (1984) 250.
3. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева. *Суперионная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах TlInSe2 и TlInTe2*, Физика и техника полупроводников, **45** (2011) 1441-1445.
4. Э.М.Годжаев, М.М.Зарбалиев, Р.С.Мустафаева, А.Б.Нагиев. *Термоэлектрическая эффективность твердых растворов на основе* $TlInTe_2$, Тез.докл. IV Всесоюз. конф. "Тройные полупроводники и их применение", Кишинев: Штиинца, (1983)126.
5. Д.Д.Байрамов. *Электрофизические и упругие свойства твердых растворов* $TlIn_{1-x}Gd_xS_2$. Дисс. на соискание степени канд.физ.- мат. Наук, Баку, (1991)135.
6. Я.Ю.Гусейнов, Д.Д.Байрамов, У.М.Мустафаева, А.Б.Магеррамов. *Синтез и свойства твердых растворов* $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$, Неорган. материалы, **48** (2012) 394-397.
7. Э.М.Годжаев, М.М.Зарбалиев, К.МРзаева. *Электрические свойства сплавов типа* $TlIn_xLn_{1-x}C_2^{VI}$, *где* $C = Se, Te; Ln = Ce, Dy, Nd$, Матер. II Всесоюз. семинара по получению, исследованию свойств и применению тугоплавких соединений РЗЭ. Душанбе, (1975) 357-363.

TlInTe2 – TlGdTe2 SİSTEMİ XƏLİTƏLƏRİNİN SİNTEZİ VƏ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ

C.C.BAYRAMOV, R.M.İSMAYILOV, B.Ş.BARXALOV, S.C.BAYRAMOVA, Ü.M.MUSTAFAYEVA

$TlInTe_2 - TlGdTe_2$ sistemi xəlitələri sintez olunmuşdur. Rentgenoqrafik və elektrofiziki tədqiqatlar göstərmişdir ki, $TlGdTe_2$ birləşməsi $TlInTe_2$ də 10%-ə qədər həll olur. Aşkar edilmişdir ki, indium atomları qadolinium atomları ilə əvəzləndikdə qadağan olunmuş zonanın eni azalır, elementar özəyin parametrləri isə böyüyür. $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ sistemi kristallarının rentgenoqrafik analizi göstərmişdir ki, $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ (0≤x≤0,1) bərk məhlulları ilkin üçqat $TlInTe_2$ birləşməsinin qəfəsi əsasında tetraqonal sinqoniyada kristallaşır. $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ sistemi xəlitələrinin elektrofiziki xassələrinin tədqiqatlarından yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmi müəyyən olunmuş, bərk məhlullarda və $Tl_2InGdTe_4$ -də elektrik keçiriciliyinin və Holl əmsalının temperatur asılılığının xarakteri təyin edilmişdir.

SYNTHESIS AND ELECTRICAL PROPERTIES OF $TlInTe_2$ – $TlGdTe_2$ SYSTEM ALLOYS

D.D.BAYRAMOV, R.M.ISMAYILOV, B.Sh.BARKHALOV, S.D.BAYRAMOVA, U.M.MUSTAFAYEVA

$TlInTe_2 - TlGdTe_2$ system alloys have been synthesized. X-ray and electrical studies showed that $TlGdTe_2$ dissolved up to 10mol.% in $TlInTe_2$. It has been revealed that upon the substitution of indium atoms by gadolinium atoms band gap decreased and the unit cell parameters increased. X-ray analysis of the $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ system crystals showed that $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ ($0 \le x \le 0.1$) solid solutions were crystallized in the tetragonal syngony based on the lattice of original ternary compound. From the electrical properties of $TlInTe_2 - TlGdTe_2$ system the mechanism of scattering of the charge carriers have been established, the character of the temperature dependence of the electrical conductivity and the Hall coefficient in solid solutions and in $Tl_2InGdTe_4$ have been determined.

Редактор: акад.Дж.Абдинов

УДК 537.226; 537.226.3

ИЗМЕНЕНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ЁМКОСТИ ЦЕОЛИТА ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕГО ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Г.М.ЭЙВАЗОВА*, В.И.ОРБУХ, З.А.АГАМАЛИЕВ*, Н.Н.ЛЕБЕДЕВА

Институт Физических Проблем, БГУ
*НАНО-центр, БГУ**
AZ1148, Баку, ул. З.Халилова 23
nnlebedeva@gmail.com

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

Ключевые слова: цеолит, ионы серебра, сопротивление, ёмкость, частотная зависимость

РЕФЕРАТ

Установлено изменение частотной зависимости сопротивления и ёмкости цеолита, предварительно выдержанного в электрическом поле. Эти изменения, сохраняющиеся в интервале порядка 10 дней, объясняются образованием непроводящего слоя цеолита вблизи анода. Такой слой образуется в процессе выдержки образца в электрическом поле.

ВВЕДЕНИЕ

Цеолиты - кристаллические вещества, состоящие преимущественно из алюмосиликатов. Кристаллическая решетка цеолитов построена из тетраэдров TO_4 (Т-центральный атом оксида), так что каждый атом кислорода, находящийся в вершине каждого тетраэдра, является и вершиной соседнего тетраэдра. Такой тип расположения атомов делает возможным формирование каркаса, содержащего внутренние каналы и полости, которые способны содержать ионы, атомы и молекулы веществ, чей размер соответствует свободному пространству. В результате такого уникального строения, цеолиты находят широкое применение в качестве ионообменных веществ, адсорбентов, молекулярных сит, используются в качестве катализаторов химических реакций. Алюмосиликатные цеолиты представляют в виде кремниевой решетки, где часть атомов Si^{4+} замещена атомами Al^{3+}. При таком замещении для компенсации избыточного отрицательного заряда на атомах кислорода необходимо, чтобы в порах цеолита находились положительно заряженные ионы. Одним из представителей класса цеолитов является клиноптилолит. Клиноптилолит - это высококремнеземный цеолит, структура которого состоит из чередующихся отрицательно заряженных алюмокремнекислородных тетраэдров AlO_4 и SiO_4, которые, соединяясь между собой вершинами, образуют поры-наноканалы двух типов с размерами 0.6·0.4нм и 0.4·0.4нм. Содержимое этих каналов представляет собой внекаркасную подсистему - это положительно заряженные ионы Na, Ca, Mg, K, компенсирующие отрицательный заряд каркаса, а также большое количества молекул H_2O - координационной воды [1]. Изучению диэлектрических спектров цеолитов посвящён ряд работ. В работе [2] изучалась зависимость диэлектрических свойств цеолита от типа основного иона, т.е. иона контролирующего ионно-миграционную поляризацию, а также температурная зависимость диэлектрической проницаемости при различных частотах. Установлено, что экспериментальные результаты удовлетворительно описываются в рамках модели двухкомпонентной системы цеолит-воздушные поры. Влияние воды на диэлектрические свойства природного цеолита Ca- клиноптилолит изучалось в работе [3]. В частности, были изучены диэлектрические спектры, обусловленные релаксацией воды (при различных её концентрациях) в системе клиноптилолит-вода. Установлено, что вклад в диэлектрические свойства

воды, связанной в порах, и воды в свободном объёме различен. В работе [4] установлено, что замена ионов в порах на другие ионы может приводить как к увеличению, так и к уменьшению диэлектрической проницаемости. В работе [5] измерялись диэлектрические спектры природного клиноптилолита в вакууме (0.1Торр) и на воздухе (при атмосферном давлении). Измерения проводились как на цеолитовой пластине, так и на цеолитовом порошке. Установлено, что частотная зависимость как реальной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости характеризуется примерно одним и тем же временем релаксации порядка 10^{-5}с. Сделан вывод, что во всех рассмотренных случаях диэлектрические спектры определяются колебаниями ионов щелочных металлов, связанных с молекулами воды внутри цеолитовых пор. В работе [6] впервые была измерена диэлектрическая проницаемость в клиноптилолите на частоте $10^2 \div 10^6$рад/с и дополнительно в изолированной точке $\omega=4.5\cdot10^{10}$рад/с. На основе этих измерений представлена аппроксимация частотной зависимости диэлектрической проницаемости в интервале частот $10^6 \div 10^{10}$рад/с. Проводились измерения диэлектрических спектров смеси порошков клиноптилолита и кремния. Показано, что зависимость диэлектрического отклика от концентрации кремния имеет немонотонный характер с максимумом при концентрации кремния около 10% [7].

Проводимость цеолитов обычно связывают с ионной проводимостью [8,9]. Ток проводимости осуществляется с помощью движения подвижных ионов балансировки в анионном каркасе. Гидратированные цеолиты известны также как протонные проводники [10]. Обычно, как правило, предполагается, что в цеолитах не реализуется электронная проводимость [11]. Кроме того, такие материалы как цеолиты имеют возможность хранить энергию при приложении внешнего электрического поля [12]. Особые электрические свойства нанопор цеолитовых структур делают возможным их применение в качестве материалов для микроэлектроники [13], а также как газовые сенсоры [14], солнечные батареи [15], функциональные наполнители в композитах [16], плазменные источники света с низкоэнергетичным потреблением [17].

Из вышеприведенного видно, что цеолит активно используется как элемент электрической цепи. Однако, систематического исследования цеолита как элемента электрической цепи до настоящего времени не проводилось, в частности, не изучалась частотная зависимость диэлектрической проницаемости и проводимости природного цеолита и его модификации. В настоящей работе эти исследования проведены для природного цеолита клиноптилолита и его модификации серебром. Был выбран цеолит, модифицированный серебром, так как он активно используется в различных областях медицины и биологии [18-21].

В последние годы проводятся исследования электрических свойств цеолитов, модифицированных различными ионами, не только в медицинских целях, но и как элемента электрической цепи. Поэтому расширения списка ионов для модифицирования цеолита представляет значительный интерес. Выбор серебра, как вещества для модификации цеолита, интересен по двум причинам. Во-первых, серебро успешно используется в медицине и биологии как активное вещество для борьбы с бактериями. Во-вторых, серебро это одно из самых высокопроводящих веществ. Поэтому поставлена задача исследовать цеолит, модифицированный серебром, как элемент электрической цепи. Наиболее информативными характеристиками элемента электрической цепи является измерение частотной зависимости сопротивления и ёмкости (и пересчитанных из них реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости) образца. Поэтому проведены исследования в ожидании существенного влияния модификации клиноптилолита серебром на его электрические характеристики.

ЭКСПЕРИМЕНТ

МАТЕРИАЛЫ. Используемый в настоящей работе натуральный цеолит клиноптилолит (ZC) был из Дашкесанского месторождения цеолитов в Азербайджане. Было определено процентное содержание всех инградиентов,

входящих в состав данных образцов. Для экспериментов из моноблоков цеолита выпиливалась плоскопараллельная пластина, из которой нарезались образцы в виде таблеток размером $2.3 \cdot 10^{-3}$м, площадь большой грани $S=18.75 \cdot 10^{-6}$м^2. Порошок цеолита обрабатывался в шаровой мельнице для измельчения и для использования при измерении рентгенограмм.

Исследование образцов осуществляли методом рентгенофазового анализа (*XRD*) на дифрактометре RiqakuMiniFlex 600 с использованием Cu(Kα) излучения. Морфологию, распределение по поверхности и элементный состав образцов изучали методом сканирующей электронной микроскопии (*SEM*) на приборе JEOLJSM7600F. Исследуемый нами природный цеолит (разработки Дашкесанместорождения) Clinoptilolite-Ca имеет характерные параметры элементарной ячейки: а=1.7627нм, в=1.7955нм, с=0,7399нм, $\beta = 116^o$ с моноклинной сингонией.

Для внедрения ионов серебра в пластину клиноптилолита применялась методика ионного обмена, когда пластина на сутки помещалась в раствор 1М $AgNO_3$ в ионизованной воде, затем промывалась и высушивалась. Анализ дифрактограмм подтвердил наличие серебра, размер зерен которого составляет 8÷10нм. Анализ элементного картирования и спектры энергодисперсионного анализа (EDS) показали, что для природного клиноптилолита из внекаркасных ионов наибольшую концентрацию имеют ионы кальция. После ионного обмена в модифицированном клиноптилолите ионы кальция замещены ионами серебра (Таблица 1). На Рис.1 показаны результаты EDS по картированию цеолита, модифицированного ионами серебра.

Диэлектрические свойства полученных образцов измеряли методом импедансной спектроскопии [22,23], для этого образцы помещались между двумя плоскими отполированными металлическими прижимными электродами сэндвич геометрии к прибору Е7-20 (измеритель иммитанса RLS, в диапазоне частот 200Гц-1МГц). Измерения проводились при комнатной температуре, при атмосферном давлении и влажности воздуха 0,85%.

Таблица 1.

Химический состав элементов цеолита до и после модификации серебром.

Суммарный спектр карты	Цеолит		Цеолит мод. Ag^+	
	Вес.%	Атом.%		Вес.%
C	0	0	C	0
O	53.57	71.40	O	53.57
Mg	0	0	Mg	0
Al	3.73	2.95	Al	3.73
Si	14.26	10.82	Si	14.26
K	1.41	0.77	K	1.41
Ca	25.01	13.31	Ca	25.01
Fe	0.93	0.35	Fe	0.93
Cu	0.00	0.00	Cu	0.00
Zn	1.00	0.33	Zn	1.00
Ag	0	0	Ag	0
Na	0	0	Na	0
S	0.10	0.07	S	0.10
Сумма	100.00	100.00	Сумма	100.00

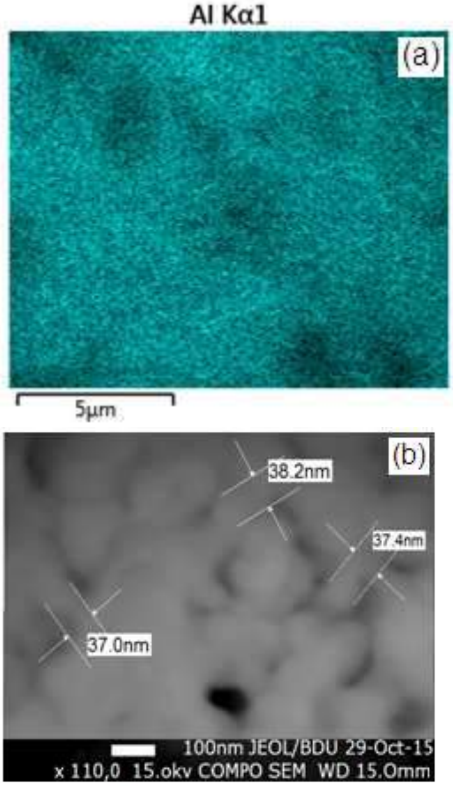


Рис.1

Элементное картирование поверхности образца модифицированного цеолита (а) и изображение агломерата серебра на поверхности этого образца (б)

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

После приготовления образцов для измерений, пластин натурального клиноптилолита с внедренными в них ионами серебра, были измерены (при комнатной температуре, атмосферном давлении и влажности воздуха 85%) частотные зависимости сопротивления R и C в интервале 200÷10^6Гц (Рис.2, кр.1) и (Рис.3,кр.1). Далее, полученные образцы подвергались воздействию постоянного электрического поля. Для этого они помещались в кассету с двумя прижимными электродами, на которые подавалось постоянное напряжение U=300В в течение 4 час. После этого повторно измерялась частотная зависимость сопротивления. Результаты представлены на Рис. 2, где кривая (1) соответствует частотной зависимости R на пластине цеолита не подвергавшейся воздействию постоянного электрического поля, а кривая (2) соответствуют зависимости R(ω) на том же образце, но после воздействия поля.

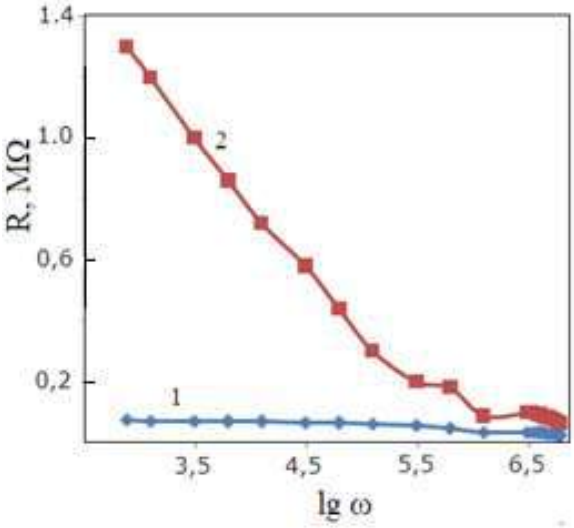


Рис.2

Частотная зависимость сопротивления цеолита модифицированного серебром до (1) и после выдержки образца в электрическом поле (2)

Экспериментально установлено, что выдержка цеолитовой пластины в электрическом поле приводит к увеличению (на порядок) сопротивления и уменьшению ёмкости (Рис.3) при малых частотах ($\omega < 10^5$). Эти изменения сопротивления и ёмкости значительны при малых частотах, при больших частотах изменения несущественны.

Для объяснения этих явлений будем исходить из модели, предполагающей, что в процессе выдержки цеолита в постоянном электрическом поле положительные ионы в порах перемещаются к катоду, где они нейтрализуются электронами из катода. При этом у анода образуется диэлектрический зазор. Ранее в [24] была исследована зависимость сопротивления от частоты R(ω). Было показано, что частотная зависимость связана с непроводящим слоем вблизи электрода.

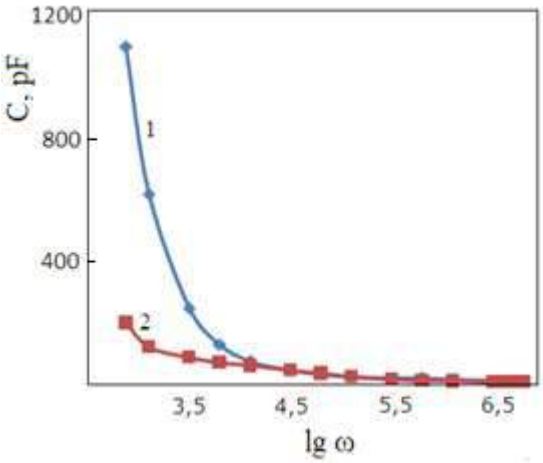


Рис.3

Частотная зависимость ёмкости цеолита модифицированного серебром до (1) и после выдержки образца в электрическом поле (2)

Для объяснения наблюдаемых явлений воспользуемся результатами работы [23], в которой рассматривалась простая модель линейного проводника, отделённого от электрода диэлектрическим зазором. В рамках этой модели сопротивление и ёмкость системы образец –диэлектрический зазор как функция частоты внешнего электрического поля имеют вид:

$$\frac{R(\omega)}{R_0} = (1+x)^2 + \frac{x^2}{(\omega R_0 C_0)^2} \qquad (1)$$

$$\frac{C(\omega)}{C_0} = \frac{\frac{1+x}{x} + (\omega R_0 C_0)^2 \left(\frac{1+x}{x}\right)^2}{1 + (\omega R_0 C_0)^2 \left(\frac{1+x}{x}\right)^2}, \qquad (2)$$

здесь $R(\omega)$ - сопротивление, зависящее от частоты внешнего поля ω, R_0 - объёмное сопротивление образца при нулевой частоте; $C(\omega)$ - зависящая от частоты объёмная ёмкость, C_0 - ёмкость при нулевой частоте; x= d_1/d_2, где d_1- толщина цеолитовой пластины, d_2 - суммарная толщина диэлектрических областей вблизи контактов. Толщина зазора d_2 состоит из двух частей: d_0 - толщины зазора, который присутствует независимо от того выдерживался ли, образец во внешнем электрическом поле или нет и зазора вблизи анода, который возникает только после выдержки образца во внешнем электрическом поле d_E. Связано это с тем, что носителями тока в цеолите являются положительные ионы. Поэтому при выдержке образца во внешнем электрическом поле положительные ионы покидают прианодную область. После снятия поля восстановление исходного состояния (то есть рассасывание зазора за счёт максвелловской релаксации) происходит в течении длительного (порядка недели) времени.

$$d_2 = d_0 + d_E. \qquad (3)$$

Как видно из представленных графиков (Рис.2, 3) изменения частотной зависимости сопротивления и ёмкости происходят при малых частотах. Поэтому перепишем формулы (1) и (2) в виде, соответствующем малым частотам (в нашем случае это частоты $\omega \le 10^5$), то есть, при $\omega R_0 C_0 \ll 1$:

$$\frac{R(\omega)}{R_0} \simeq \frac{\left({}^{d_2}/_{d_1}\right)^2}{(\omega R_0 C_0)^2} \qquad (4)$$

$$\frac{C(\omega)}{C_0} = 1 + \frac{d_1}{d_2}, \qquad (5)$$

здесь учтено, что $d_2 \ll d_1$. Кроме того, следует иметь в виду, что d_0 - толщина естественного зазора на границе электрода и цеолитового образца. Она значительно меньше, чем d_E - толщина непроводящего слоя вблизи анода, который возникает в результате выдержки цеолита в электрическом поле. Толщина этого слоя d_E тем больше, чем больше величина электрического поля и времени выдержки в нём.

$$d_0 + d_E \ll d_1. \qquad (6)$$

В дальнейшем обозначения $R(\omega)$ и $C(\omega)$ будут относиться к измеренным величинам до выдержки в электрическом поле, когда $d_2 = d_0$. Эти же величины, измеренные после выдержки образца в электрическом поле, обозначим как $R_E(\omega)$ и $C_E(\omega)$, когда $d_2 = d_E$ (напомним, что $d_E \gg d_0$). Для сравнения с результатами измерений при низких частотах приведём соотношения, следующие из (4) и (5):

$$\frac{R_E(\omega)}{R(\omega)} \simeq \left(\frac{d_E}{d_0}\right)^2 \gg 1 \qquad (7)$$

$$\frac{C_E(\omega)}{C(\omega)} \simeq \frac{d_0}{d_E} \ll 1 \qquad (8)$$

Из приведённых графиков видно, что в области низких частот ($\omega \le 10^5$) выдержка образца в электрическом поле на порядок увеличивает сопротивление (Рис.2) и уменьшает приблизительно в 6 раз ёмкость (Рис.3), что и описывается формулами (7) и (8). Как следует из формул (1) и (2) $R_E(\omega) \sim R(\omega)$ и $C_E(\omega) \sim C(\omega)$, что и наблюдается на приведённых графиках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследуется натуральный цеолит Са-клиноптилолит, в котором в процессе ионного обмена ионы Са в порах заменены ионами серебра. На таких образцах обнаружено существенное изменение частотной зависимости сопротивления и емкости после выдержки их в постоянном электрическом поле. В области низких частот 200÷10^5Гц наблюдается увеличение (R на порядок) и уменьшение C. В области высоких частот >10^5Гц изменения R и C не наблюдается. Эти изменения R и C сохраняются после отключения постоянного электрического поля в интервале порядка 10 дней. Наблюдаемые изменения удалось объяснить образованием диэлектрического слоя вблизи анода в процессе выдержки цеолита в электрическом поле.

1. K.A.Koyama, Y.Z.Takeuchi. *Clinoptilolite the distribution of potassium atoms and its role in thermal stability, Z. Kristallogr.*, **145** (1977) 216-239.
2. С.В.Барышников, С.В.Ланкин, Е.В.Стукова, В.В.Юрков. *Влияние типа ионов на диэлектрические свойства клиноптилолита, Современные наукоемкие технологии,* **6** (2004) 26-27.
3. Л.И.Гафарова, Д.В.Сараев, Ю.А.Гусев, *Диэлектрическая дисперсия воды в ион- замещенном клиноптилолите Структура и динамика молекулярных систем,* **10** (2003) 354-357.
4. С.В.Ланкин. *Влияние модифицирования на диэлектрические свойства клиноптилолита, NTP Phisica,* **2** (2011) 90854.
5. В.И.Орбух, Г.М.Эйвазова, А.Х.Мурадов, Н.Н.Лебедева, Б.Г.Саламов. *Влияние плотности цеолитов и содержания в них паров воды на диэлектрические спектры. Transactions of Azerb. Nat. Acad. of Scien.*, **33** (2013) 49-55.
6. A.X.Muradov, V.I.Orbuch, G.M.Eyvazova, N.N.Lebedeva, Ch.G.Akhundov, A.M.Mamedov. *The dielectric permittivity of natural clinoptilolite in the wide range of frequencies, Int. Jour. Ofscient. Andtechn.Res., ISSN* 2422-8702, **1** (9) (2015) 55-59.
7. K.S.Ozturk, V.I.Orbukh, G.M.Eyvazova, N.N.Lebedeva, B.G.Salamov. *Peculiarities of the dielectric response of natural zeolite composites prepared by using zeolite and silicon powders. Superlattices and Microstructures,* **9** (2016) 269-277.
8. G.Kelemen, G.Schon, *Ionic conductivily in dehydrated zeolites, J. of Materials Science,* **27** (1992) 6036-6040.
9. S.V.Goryainov, R.A.Secco, Y.Huang, H.Liu. *Pressure dependence of ionic conductivily of hydrated and dehudreted zeolites A, Physica B: Condens. Matter.,* **390** (2007) 356-365.
10. C.Mc.John, S.Y.Yushan, E.D.Mark. *Proton Conductivity of Acid Functionalized Zeolite Beta, CM041 and MCM-48: Effect of Acid Strength, Chem. Mater.,* **20** (2008) 5122-5124.
11. M.D.Rutter, R.A.Secco, Y.Huang. *Ionic conduction in hydrated zeolite Li-, Na- and K-A at high pressures, Chem. Phys. Lett.,* **331** (2000) 189–195.
12. K.Praveena, S.R.Murthy. *Dielectric Properties of Dehydrated Zeolites, Int. J. Emerg. Technol. adv. Eng.*, **3** (2013) 363.
13. M.Alvaro, J.F.Cabeza, D.Fabuel, H.Garcia, E.Guijarro, J.L.M.Juan. *Electrical Conductivity of Zeolite Films: Influence of Charge Balancing Cations and Crystal Structure. Chem. Mater.*, **18** (2006) 26–33.
14. K.Sahner, G.Hagen, D.Schonauer, S.Reib, R.Moos. *Versatile materials for gas sensors, Solid State Ionics,* **179** (2008) 2416-2423.
15. P.Alienzar, S.Valeneia, A.Kozma, H.Garcia, *Titanium-Containing Zeolites and Microporous Molecular Sieves as Photovoltaic Solar Cells Chem. Phys. Chem.,* **8** (2007) 1115-1119.
16. K.Suresh, B.V.Siddaramaiah, M.B.Shagan, K.S.Manjula, C.Banganatbaiah, G.V.N.Rao, B.Basavalingu, K.Byrappa. *Effect of zeolite particulate filler on the properties of polyurethane composites, J.Polym.Res.,* **17** (2010) 135-142.
17. K.Koseoglu, M.Özer, S.Ozturk, B.G.Salamov. *Electro-optical properties of porous zeolite cathode in the gas discharge electronic devices for plasma light source applications Japanese, J. of Applied Physics,* **53** (2014) 086203.
18. S.Silver. *Bacterial silver resistance: molecular biology and uses and misuses of silver compounds, FEMS Microbiology Reviews,* **27** (2003) 341-353.
19. I.Tiscornia, S.Irusta, P.Pradanos, C.Teller, I.Coronos, J.Santamaria. *Preparation and Characterization of Titanosilicate Ag-ETS-10 for Propylene and Propane Adsorption, J. Phys. Chem,* **C111** (2007) 4702-4709.
20. K.Dhermendra Tivari, J.Behari Prasenjit Sen, *Application of nanoparticles in Waste Water Treatment, World Applied Sciences Journal,* **3** (2008) 417-433.
21. Macdonald J.Ross, *Impedanse Spectroskopy, Annals of Biomedical Engineering,* **20** (1992) 289.

22. S.Mtnarik, V.Labas, M.Berka, *Dielectrical relaxation dynamics and thermally stimulated depolarization current in polymers, J. Optoel. and Adv. Mat.,* **9** (2007) 872-874.
23. V.I.Orbukh, G.M.Eyvazova, N.N.Lebedeva, B.G.Salamov, *The peculiarity of C electric properties modified by argentums ions, Azerbaijan J. of Physics, ANAS,* **21**. 4 section: En, (2015) 44-46
24. В.И.Орбух, Г.М.Эйвазова, Н.Н.Лебедева, М.Б.Мурадов, Б.Г.Саламов. *Влияние приэлектродного зазора на определение диэлектрической проницаемости в цеолите, Transactıons of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physıcal-technical and Mathematical sciences, Physıcs and Astronomy,* **XXXV** №2 (2015) 51-54.

SABİT ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ SAXLANILMIŞ SEOLİTİN MÜQAVİMƏT VƏ TUTUMUNUN TEZLİKDƏN ASILILIĞININ DƏYİŞMƏSİ

Q.M.EYVAZOVA, V.İ.ORBUX, Z.Ə.AĞAMALİYEV, N.N.LEBEDEVA

Müəyyən edilmişdir ki, əvvəlcədən elektrik sahəsində saxlanılmış seolitin müqavimət və tutumunun tezlikdən asılılığı fundamental deyişir. Tutun və müqavimətin tezlikdən asılılığının uzunmüddətli dəyişməsi anodda seolitin keçirici olmayan qatının formalaşması ilə əlaqədardır. Bələ ki qat nümunə elektrik sahəsində saxlanıldıqda əmələ gəlir.

CHANGE OF THE FREQUENCY DEPENDENCE OF RESISTANCE AND CAPACITANCE OF ZEOLITE AFTER EXPLOSURE STATIC ELECTRIC FIELD

G.M.EYVAZOVA, V.I.ORBUX, Z.A.AGAMALIYEV, N.N.LEBEDEVA

The fundamental change in the frequency dependence of resistance and capacitance of the zeolite, previously subjected in the electric field, was established. Such a long-term change in the frequency dependence of resistance and capacitance was explained by the formation of the non-conductive layer of zeolite near the anode. Such a layer was formed during the exposure the sample in the electric field.

Редактор: проф. М.Курбанов

УДК 537.226.4

γ-KVANTLARLA ŞÜALANDIRILMIŞ TlS MONOKRİSTALINDA ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

R.M.SƏRDARLI, N.Ə.ƏLİYEVA, A.P.ABDULLAYEV, F.T.SALMANOV, S.M.QƏHRƏMANOVA, G.E.MƏMMƏDOVA

Azərbaycan MEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ 1143, Bakı, B.Vahabzadə küç., 9
sardarli@yahoo.com

Daxil olub: 10.09.2016
Çapa verilib: 26.01.2017

Açar sözlər: sıçrayışlı keçiricilik, qamma şüalanma, lokallaşmış halların sıxlığı, dərin tələlərin konsentrasiyası, lokallaşmış halların enerji fərqi, sıçrayışlarının orta uzunluğu.

REFERAT
100÷300K temperatur intervalında qamma şualarına məruz qalmış TlS monokristalında elektrikkeçiriciliyinin sıçrayışlı xarakter daşıdığı müəyyən edilmi və Mott yaxınlaşması çərçivəsində izah edilmişdir. Mott yaxınlaşmasına əsasən keçiriciliyin parametrləri: Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı (N_F), dərin tələlərin konsentrasiyası (N_t), lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE), eləcə də yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta uzunluğunun (R) qiymətləri hesablanmışdır.

GİRİŞ

TlS monokristalı A^3B^6 tip yarımkeçirici birləşmələr sinifinə aid olub zəncirvari (tetroqonal) və laylı (monoklin) modifikasiyada alınır [1,2-4]. TlS monokristalı TlSe-ilə izostrukturdur və tetroqonal simetriyada kristallaşır [1,4]. TlS digər modifikasiyası isə $TlGaSe_2$ ilə izostrukturdur, monoklin simetriyaya malikdir. Tetroqonal TlS struktur parametrləri a=b=7,785Å, c=6,802Å, Z=8 D_{4h}^{18}–14/mcm [3].

Həcmə mərkəzləşmiş zəncirvari strukturlu tetraqonal sinqoniyalı TlS kristalının əsas xüsusiyyətlərindən biri ondan ibarətdir ki, strukturda Tl atomları bir və üç valentli hallarda və iki kristalloqrafik vəziyyətlərdə olur. Ona görə də bu birləşmənin formulunu $Tl^{+}(Tl^{+3}S_2^{-2})$ şəkildə də yazmaq olar.

Bu birləşmələrə γ-şüalarla təsir etdikdə struktur pozulmaları, yəni radiasiya defektləri yaranır ki, bu da yarımkeçirici birləşmələrin optik və elektrik xassələrində dəyişikliklərin baş verməsinə gətirib çıxarır.

Radiasiya defektlərinin γ-şüalar tərəfindən yaradılması xüsusi ilə böyük maraq kəsb edir. Çünki ağır zərrəciklərdən fərqli olaraq, enerjisi 1MeV tərtibində olan γ-şüalarla nümunələri şüalandırdıqda vakansiyalar və ya düyünlərarası defektlər (Frenkel cütləri) yaranır.

Təqdim olunmuş işdə TlS yarımkeçirici kristallarının 100÷300K temperatur intervalında keçiriciliyinin xüsusiyyətləri öyrənilmiş və Mott yaxınlaşması çərçivəsində [5,6] keçiricilik mexanizminin təhlili aparılmışdır. Həmçinin γ- kvantlarının bu xassələrə təsiri öyrənilmişdir.

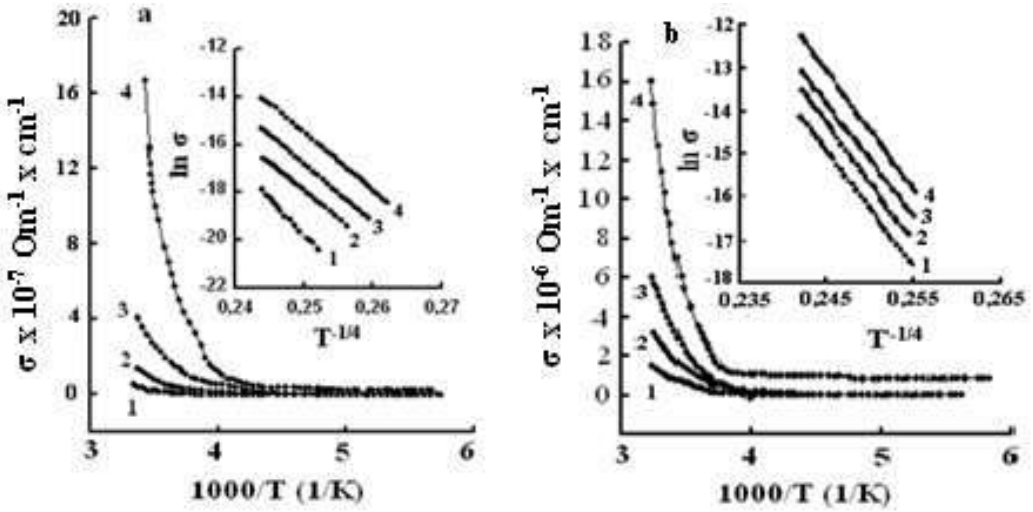
KRİSTALLARIN ALINMASI VƏ EKSPERİMENT

Tədqiq edilən monokristallar 623K-də komponentlərin əridilməsi metodu ilə vakuumlaşdırılmış kvars ampulalarda 10^{-4}mm.c.süt təzyiqdə alınmışdır (təmizliyi 99,999%). Ərintilər 343K-də 45 sutka müddətində asta sürətlə soyudulmaqla (5÷7sm/saat) alınmışdır. Monokristallar Bridcmen metodu ilə yetişdirilmişdir. Ölçmələr tetroqonal "***c***" oxuna perpendikulyar istiqamətdə kəsilmiş nümunələrdə aparılmışdır.

Elektrikkeçiriciliyin ölçümələri dörd zond üsul ilə, tetroqonal "c" oxuna perpendikulyar və paralel istiqamətlərdə, azot kriostatında, kristalın ≈0,1K/dəq sürətlə kvazistasionar kəsilməz qızdırılması (soyudulması) rejimində aparılmışdır. Elektrikkeçiriciliyin ölçüləri tədqiqatları rəqəmsal immitans E7-25 ölçü cihazında aparılmışdır.

ALINMIŞ NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN MÜZAKİRƏSİ

Tədqiq edilən TlS kristalının elektrikkeçiriciliyinin Arrenius koordinatlarında temperatur asılılıqları Şəkil 1–də (a və b) verilmişdir: 1 əyrisi şüalanmamış, 2, 3, 4 əyriləri isə uygun olaraq 15Mrad, 25Mrad, 35Mrad γ-kvantlarla şüalanmaya uyğun gəlir. Tədqiq olunan TlS kristalında şüalanma dozasının artması ilə keçiriciliyin artması müşahidə olunur.



Şəkil 1

Şüalanmamış və 25Mrad dozada şüalanmış TlS kristalının (**a** – "c" oxuna perpendikulyar, **b** – "c" oxu istiqamətində) elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı.

Şəkil üstü əlavədə Mott koordinantlarında lnσ–nın $T^{-1/4}$–dən asılılığı verilmişdir

Şəkillərdən göründüyü kimi, $\sigma_{\perp,11}(T)$ asılılıqlarında xüsusi keçiriciliyin dəyişməsində iki hissənin mövcud olması səciyyəvidir. Bu asılılığın yüksək temperaturlu (190÷280K) budağı eksponensial xarakter daşıyır. Bu temperatur intervalında istiliklə həyəcanlaşdırılmış (aktivləşdirilmiş) yükdaşıyıcıların icazəli zonada keçiriciliyi üstünlük təşkil edir. Temperaturun aşağı düşməsi ilə aşqar yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının sürətlə azalması müşahidə olunur, yəni tədqiq olunan TLS kristalı üçün 190K-dən aşağı temperatur oblastları yükdaşıyıcıların donma oblastlarıdır. [7-11] işlərində $A^3B^3C^6_2$ və A^3B^6 qrup kristalların tədqiqi zamanı müşahidə olunan lgσ–nın ($T^{-1/4}$)-dən asılılığında əyrinin meylinin rəvan dəyişməsi lokallaşmış hallar üzrə sıçrayışlı keçiricilik üçün xarakterikdir. Elektrik keçiriciliyinin qiymətinin temperaturun dəyişməsinə qarşı yüksək həssaslığa malik olması tədqiq olunan materiallar üçün səciyyəvidir.

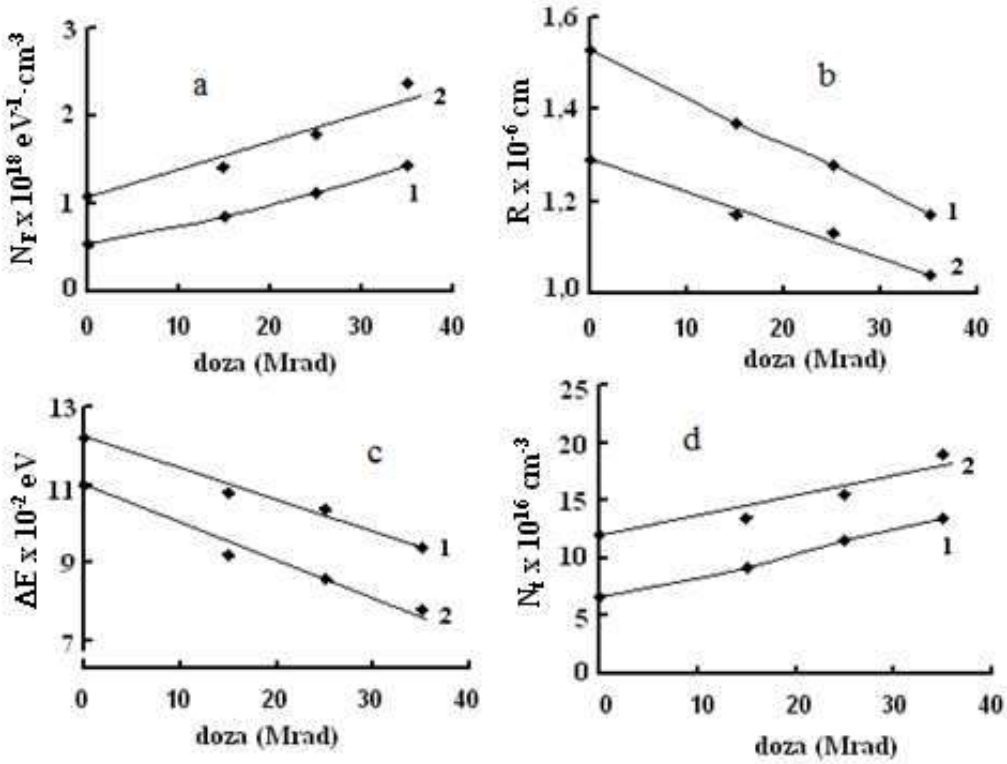
Şəkilə əlavələrdə 190<T<280K temperatur oblastında Mott koordinatlarında $ln\sigma$-nın $T^{-1/4}$-dən asılılığı verilmişdir. Şəkillərdən göründüyü kimi, göstərilən koordinatlarda eksperimental nöqtələr düz xətt boyunca yığılır. Bu fakt onu sübut edir ki, tədqiq edilən materiallarda 190÷280K temperatur oblastında yükün daşınması Fermi səviyyəsinin yaxınlığında dar enerji zolağında yerləşən lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışlı hərəkəti vasitəsilə həyata keçirilir. Bu halda elektrik keçiriciliyi məlum Mott münasibəti ilə təsvir olunur [5]

$$\sigma \sim \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right], \quad T_0 = \frac{\beta}{kN_F a^3}, \quad (3)$$

burada N_F – Fermi səviyyəsi ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı, a – Fermi səviyyəsi ətrafında halın lokallaşma radiusu, k – Bolsman sabiti, β – məsələnin ölçüsündən asılı olan ədəddir.

Beləliklə, temperaturun azalması ilə keçirici zonada yükdaşıyıcıların sürətlə aşağı energetik səviyyələrə keçməsi müşahidə olunur və nəticədə elektrik keçiriciliyində üstün rolu yükdaşıyıcıların keçirici zonaya aktivləşdirilmədən, ayrı-ayrı aşqar halları üzrə sıçrayışlı yük daşınması başlayır.
Keçiriciliyin sıçrayışlı mexanizmi yükdaşıyıcıların kiçik yürüklüyü ilə səciyyələnir. Belə ki, yükdaşıyıcıların sıçrayışları yaxınlıqda yerləşən akseptor səviyyələrinin dalğa funksiyalarının quyruq hissələrinin zəif örtülmələri üzrə həyata keçirilir [5].

Bununla belə, şəkillərdən göründüyü kimi, lokallaşmış hallar üzrə keçiricilik zona keçiriciliyini üstələyir. Keçiriciliyin bu xüsusiyyətini belə izah etmək olar: əgər nəzərə alsaq ki, lokallaşmış hallar üzrə keçiricilik aşqar səviyyələrdə olan bütün daşıyıcılar tərəfindən həyata keçirilir, zona keçiriciliyinin əlavəsi isə valent zonada daşıyıcıların donması səbəbindən əhəmiyyətli dərəcədə zəiflənmiş olur.



Şəkil 2

TlS kristalının Fermi səviyyəsi yaxınlığında: **a** – lokallaşmış halların sıxlığının (N_F), **b** – lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE), **c** – dərin tələlərin konsentrasiyası (N_t), **d** – sıçrayışın uzunluğunun (R) şüalanma dozasından asılılığı. (1 – "*c*" oxuna perpendikulyar, 2 – "*c*" oxu istiqamətində)

Sıçrayışlı keçiricilik modelinə əsasən [5,6] lgσ–nın $T^{-1/4}$ koordinatlarında xəttilikdən gözə çarpan kənaraçıxma $T_x \approx T_D/2$-dən (burada T_D-Debay temperaturudur) aşağı temperaturlarda müşahidə olunmalıdır. Bu kristallar üçün Debay temperaturunu $T_D \approx 290K$ ($200sm^{-1}$) fonon spektrlərindən qiymətləndirmək olar. Baxılan modeldə qəbul edilir ki, Debay temperaturundan yuxarı temperaturlarda yükün daşınması çoxfononlu qeyri-elastik toqquşmalar vasitəsilə yükdaşıyıcıların termoaktivləşməsi ilə həyata keçirilir. Aşağı temperatur oblastlarında ($T<T_D/2$) isə sıçrayışının uzunluğu dəyişən sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi üstünlük təşkil edir və bu, $\sigma=A\exp[(T_0/T)^{1/(1+d)}]$ tip temperatur asılılığına gətirir; burada üçölçülü sistem üçün d=3, ikiölçülü sistem üçün isə d=2. Şəkil 1(a,b)-dən göründüyü kimi, tədqiq olunan kristallar üçün xüsusi keçiriciliyin təcrübi nöqtələri Mott koordinatlarında $\sigma=A\exp[(T_0/T)^{1/(1+d)}]$-də d=3 olduqda düz xəttin üzərinə düşür. Mott yaxınlaşmasına əsasən keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri hesablanmış və Cədvəl 1-də verilmişdir.

Cədvəl 1

γ-kvantlarla süalandıralmış TlS kristallarının Mott yaxınlaşmasında keçiriciliyinin hesablanmış parametrləri (T=240K)

	doza	N_F (eV^{-1} sm^{-3})	R (sm)	ΔE (eV)	N_t (sm^{-3})
TlS (*a* istiqamət)	0 Mrad	$5,43 \cdot 10^{17}$	$1,53 \cdot 10^{-6}$	0,122	$6,62 \cdot 10^{16}$
	15 Mrad	$8,48 \cdot 10^{17}$	$1,37 \cdot 10^{-6}$	0,108	$9,16 \cdot 10^{16}$
	25 Mrad	$1,12 \cdot 10^{18}$	$1,28 \cdot 10^{-6}$	0,100	$1,16 \cdot 10^{17}$
	35 Mrad	$1,43 \cdot 10^{18}$	$1,17 \cdot 10^{-6}$	0,094	$1,34 \cdot 10^{17}$
TlS (*c* istiqamət)	0 Mrad	$1,09 \cdot 10^{18}$	$1,29 \cdot 10^{-6}$	0,11	$1,2 \cdot 10^{17}$
	15 Mrad	$1,38 \cdot 10^{18}$	$1,13 \cdot 10^{-6}$	0,092	$1,3 \cdot 10^{17}$
	25 Mrad	$1,80 \cdot 10^{18}$	$1,17 \cdot 10^{-6}$	0,086	$1,55 \cdot 10^{17}$
	35 Mrad	$2,49 \cdot 10^{18}$	$1,04 \cdot 10^{-6}$	0,078	$2,04 \cdot 10^{17}$

Baxılan model çərçivəsində verilmiş T temperaturu üçün Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışının orta uzunluğu $R=3/8a(T_0/T)^{1/4}$ ifadəsindən tapılır. Bu ifadədən görünür ki, temperatur azaldıqda R parametrinin qiyməti böyüyür. Bu halda qadağan olunmuş zonada lokal səviyyələrin boşalması baş verir və elektrik keçiriciliyində əsas rolu yükdaşıyıcıların ayrı-ayrı aşqar səviyyələrindən keçirici zonaya sıçrayışı oynayır. Nəticədə yükdaşıyıcıların məkanca daha uzaqda yerləşən, lakin enerji cəhətdən daha yaxın lokallaşma mərkəzlərinə sıçrayışlarının ehtimalı artır və bu, sıçrayın aktivləşmə enerjisinin azalmasına səbəb olur. Elektrik keçiriciliyinin belə xarakterini həmçinin sıçrayışın aktivləşmə enerjisi monoton azalan elektrik keçiriciliyi də adlandırırlar.

ΔE-Fermi səviyyəsinin yaxınlığında enerjilərin optimal zolağının enidir və o, verilən temperaturda elektrik daşınmasının praktiki olaraq bütün enerji oblastını əhatə edir və aşağıdakı münasibətdən təyin edilir: $\Delta E=3/4\pi R^3 N_F$.

Tədqiq olunan TlS kristalı üçün Fermi səviyyəsi ətrafında lokallaşmış hallar üzrə elektrikyükünün daşınması üçün cavabdeh olan tələlərin konsentrasiyası: $N_t=N_F\Delta E$ düsturundan təyin edilmişdir. Mott yaxınlaşmasına əsasən, sıçrayışların orta uzunluğu (R) aşağıdakı düsturla təyin edilir: $R=(1/2\alpha)\cdot\ln(\nu_{ph}/f)$, burada ν_{ph} – fonon tezliyi, α – lokallaşma radiusudur (lokallaşma radiusunun qiyməti tədqiq olunan materiall üçün *a*=20Å götürülmüşdür).

Şüalanmadan əvvəl və 35Mrad-a qədər şüalanmadan sonra Mott yaxınlaşması çərçivəsində Fermi səviyyəsi ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı (N_F), dərin tələlərin konsentrasiyası (N_t), eləcə də lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) və sıçrayışın uzunluğunun (R) qiymətləri hesablanmışdır və dozadan asılılığı qurulmuşdur (Şəkil 2).

Şəkil 2-dən göründüyü kimi, tədqiq olunan TlS kristalında sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri şüalanma dozasından asılı olaraq əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir. Belə ki, qamma kvantların şülanma dozasının artması nəticəsində yaranan radiasiya defektləri hesabına qadağan olunmuş zonada yaranan dayaz və dərin energetik səviyyələrin miqdarı artır və bunun nəticəsində Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığının (N_F), tələlərinin konsentrasiyasının (N_t) qiymətlərinin şüalanmadan sonra bir qədər artması enerji fərqinin (ΔE) və sıçrayışın uzunluğunun (R) azalması müşahidə olunur

NƏTİCƏ

γ-kvantlarla şüalanmış TlS kristalının 100÷300K temperatur oblastında elektrik keçiriciliyi tədqiq olunmuş və sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunun temperatur intervalları müəyyən edilmişdir. Keçiriciliyin sıçrayışlı xarakteri üçün məsul olan əlavə səbəblər nəzərdən keçirilmişdir. Tədqiq olunan TlS kristalı üçün lokallaşmış halların parametrlərinin: Fermi səviyyəsi ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı (N_F), dərin tələlərin konsentrasiaysı(N_t), eləcə də lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) və sıçrayışın uzunluğunun (R) qiymətləri hesablanmışdır. Hesablanmış parametrlərin qiymətlərinin şüalanma dozasından asılılıqları qurulmuşdur.

1. H.Hahn, W.Kleingler. *Rontgenographische beitrage zu den systemen Thallium- Selen and Thallium-Tellur, Zeitseh. Anorg chem.,* **260** (1949), 110-119.
2. S.Kashida, K.Nakamura, S.Katayama. *Ferroelectric phase transition in monoclinic TlS, Solid St. Commun.*, **82** (1992), 127-130.
3. S.Kasida, K.Nakamura. *An X-Ray Study of the Polimorphism in Thallium Monosulfide: The structure of Two Tetraqonal Forms, J. Solid State Chemistry*, **110** (1994) 264-269.
4. K.Nakamura, S.Kasida. *X-ray Stady of the Room Temperature structure in monoclinic* TlS, J. of the Phys Soc. Japan, **62** (1993), 3135-3141.
5. Н.Ф.Мотт, Э.А.Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах, Мир. М.,* (1974) 472.
6. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников, М.,* (1979) 416.
7. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, Э.М.Керимова. *Влияние состава кристаллов $TlGa_{1-x}Er_xSe_2$ на их диэлектрические характеристики и парамет, ФТТ,* **55** (2013) 2346.
8. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев и др. *Особенности проводимости γ-облученных кристаллов $TlGaTe_2$ с наноцепочечной структурой, ФТП,* **44** (2010) 610-614.
9. Ф.Н.Абдуллаев, Т.Г.Керимова, Н.А.Абдуллаев. *Анизотропия проводимости и локализации носителей заряда в монокристаллах $TlInTe_2$,* ФТТ, **47** (2005) 1180-1183.
10. С.Н.Мустафаева, В.А.Алиев, М.М.Асадов. *Прыжковая проводимость на постоянном токе в монокристаллах $TlGaS_2$ и $TlInS_2$, ФТТ,* **40** (1998) 612-615.
11. Г.П.Беленький, Н.А.Абдуллаев, В.Н.Зверев, В.Я.Штейншрайбер. *Природа анизотропии проводимости и особенности локализации электронов в слоистом селениде индия, Письма в ЖЭТФ,* **47** (1988) 498-502.

FEATURES OF CONDUCTIVITY TlS CRYSTAL SUBJECTED γ-IRRADIATION

R.M.SARDARLI, N.A.ALİYEVA, A.P.ABDULLAYEV,
F.T.SALMANOV, S.M.GAKHRAMANOVA, G.E.MAMMADOVA

The temperature dependences of electrical conductivity on the localized states of the TlS crystals, subjected gamma irradiation have been investigated. It is established that the jumpingconductivity with a variable length of a jump on the localizedstates near to Fermi level. The energy of activation of theconductivity is defined. Density of states in the vicinity of Fermilevel (N_F), their dispersing(ΔE), radius of localization(N_t), average length ofjumps of the carriers(R)of the TlS crystals have been determined.

ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ КРИСТАЛЛОВ TlS, ПОДВЕРГНУТЫХ γ- ОБЛУЧЕНИЮ

Р.М.САРДАРЛЫ, Н.А.АЛИЕВА, А.П.АБДУЛЛАЕВ, Ф.Т.САЛМАНОВ,
С.М.КАХРАМАНОВА, Г.Е.МАМЕДОВА

Исследованы температурные зависимости электропроводности монокристаллов TlS, подвергнутых γ-облучению. Установлен прыжковый характер проводимости в температурной области 100÷300К. Полученные результаты проанализированы в рамках приближения Мотта. В рамках этого приближения как до облучения γ-квантами, так и после облучения рассчитаны основные параметры, характеризующие проводимость: плотность локализованных состояний в окрестности уровня Ферми (N_F), концентрация ловушечных центров (N_t), разброс энергий локализованных состояний в окрестности уровня Ферми (ΔE) и средняя длина прыжка носителей заряда (R).

Редактор: проф. С.Мехтиева

UOT 541(64+15):537.7

γ- ŞÜALARLA MODİFİKASİYA OLUNMUŞ KOMPOZİTLƏRİN ELEKTROAKTİV XASSƏLƏRİNİN TƏDQİQİ

N.Ş.ƏLİYEV, M.M.QULİYEV, A.M.MƏHƏRRƏMOV, R.S.İSMAYİLOVA, M.N.BAYRAMOV, H.F.HACIYEV*

Azərbaycan MEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ 1143, Bakı, B.Vahabzadə küç. 9
*Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti**
AZ1073, Bakı, A.Sultanova 5
rafiqa55@rambler.ru

Daxil olub: 10.09.2016
Çapa verilib: 26.01.2017

REFERAT
YSPE+TiO_2 kompozitlərinin elektrik relaksasiyası və elektroaktiv xassələri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, doldurucunun həcmi payı 1÷3% olduqda kompozitin elektret halı daha stabil xarakterlidir. Dozanın D≥200kQr qiymətində elektret halı pisləşir və dərin həcmi tələlər dağılr, yükdaşıyıcılar səthdə lokallaşmış dayaz energetik tələlərdə tutulurlar. YSPE+3%TiO_2 nümunələrinin şüalanmadan əvvəl və sonra taclı boşalma sahəsində alınan səthi yük sıxlığının zamandan asılı olaraq dəyişməsindən görünür ki, D=100kQr qiymətində yük halı daha stabil xarakterlidir

Açar sözlər: kompozit, γ-şüalanma, elektret, relaksasiya, termik stimullaşdırılmış depolyarlaşma (TSD).

GİRİŞ

Hal-hazırda metal oksidlərin dispers hissəcikləri ilə çoxfunksiyalı yeni polimer kompozitlərin (PK) alınması və onların xassələrinin öyrənilməsi polimerlər kimyası, fizikası və radiasiya materialşünaslığının aktual problemlərindəndir.

Elektroaktiv kompozit materiallar (EAKM) çoxfunksiyalı elektroaktiv elementlər kimi elektronikanın müxtəlif təyinatlı qurğularında və o cümlədən elektretlər kimi elektrik çevricilərində, generatorlarda, filtirlərdə, antikorroziya örtüklərində və tibb sənayesində (qablaşdirma materialları kimi) geniş tətbiq olunurlar [1]. Bununla əlaqədar olaraq ionlaşdırıcı γ-şüalanmanın polimer kompozit materialların elektrofiziki xassələrinə, onlardakı elektron-ion və relaksasiya proseslərinə təsirinin, həmçinin şüalanma şəraitindən asılı olaraq həcmi yüklərin toplanması və relaksasiyası proseslərində mikro- və nanodispers doldurucuların rolunun tədqiqi böyük maraq kəsb edir. Bununla əlaqədar olaraq müxtəlif tərkibli PK materialların alınması və onların quruluşu, həmçinin onlara ionlaşdırıcı şüalanmanın təsirinin öyrənilməsi temperaturun, tezliyin və s. proqnozlaşdırılması kompozitlərdə relaksasiya proseslərinin kinetikası ilə əlaqədardır.

Son illərdə mikroelektronika, radiasiya fizikası (elektroaktiv radiasiya defektlərinin, radiasiya defektlərinin termik işlənməsinin, ion implantasiyası mexanizminin, yüklərin toplanması və miqrasiyası prosesinə şüalanmanın təsirinin və s. parametrlərinin tədqiqatı), elektretlər fizikası, kristallik dielektriklərin və yarımkeçiricilərin elektrofizikası, polimerlərin elektrofizikası sahəsində çalışan tədqiqatçıların termik stimullaşdırılmış depolyarlaşma (TSD) metodundan istifadəsi geniş vüsət almışdır [1-15, 17-21].

Həcmi-yük polyarlaşması zamanı alınmış TSD məlumatları tələlərin aktivləşmə enerjisini və konsertrasiyasını, keçiriciliyin aktivləşmə enerjisini, relaksasiya müddətini və həcmi yüklərin miqdarını hesablamağa imkan verir. Materialın dipol polyarlaşması zamanı isə TSD cərəyanı əyriləri dipol momenti, dipolların yenidən orientasiyası prosesinin aktivləşmə enerjisi, tezlik faktoru və tələlərin konsertrasiyası haqqında informasiya verir.

Radiasiya fizikasında elektroaktiv radiasiya defektlərinin tədqiq olunmasında, radiasiya defektlərinin termik işlənməsində, ion implantasiyası mexanizmində, şüalanmanın yüklərin toplanmasına və miqrasiyasına təsirlərində TSD metodundan kifayət qədər dolğun informasiyalar əldə olunur.

Elektroaktiv polimer kompozitlərin yük halının öyrənilməsi vacib məsələdir, bu kompozitlərin elektron texnikasında və radiasiya materialşünaslığında istifadə imkanlarının genişlənməsi və praktik tətbiq olunması ilə əlaqədardır. Məlum olduğu kimi [13], heterogen sistemlərdə polimer oksid doldurucularının polyarizasiya mexanizmi əsasən, doldurucunun effektiv səthi ilə, fazalararası sərhəddin xassələri və polimer matrisanın vəziyyəti ilə müəyyən olunur.

Bu işdə γ-şüalarla modifikasiya olunmuş YSPE+TiO_2 kompozit nümunələrində TSD metodu ilə yükdaşıyıcıların köçürülmə, relaksasiya prosesi, bu nümunələrdə elektret halının stabilliyi və elektret halına γ-şüalanmanın təsiri tədqiq edilmişdir.

TƏCRÜBƏ BÖLMƏSİ

Kompozit nümunələrin alınmasında matrisa kimi yüksək sıxlıqlı polimerdən (YSPE), doldurucu kimi isə TiO_2 (rutil) oksidindən istifadə olunmuşdur.

Kompozit nümunələrin alınma texnalogiyası aşağıdakı əməliyyatlardan istifadə edilməklə yerinə yetirilir:

–doldurucu kimi istifadə olunan materiallar ələkdən keçirilir. Doldurucuların faizlə həcmi payı 1-7% olmuşdur.

–YSPE matrisası TiO_2 doldurucusu ilə birlikdə bir-biri ilə farfor qabda qarışdırılır.

–alınan bu homogen qarışıqdan hidravlik pressdə 15MPa təzyiqdə 423K temperaturda 5 dəqiqə saxlanılmaqla qalınlğı 50÷170mkm və diametrləri 20÷40mm ölçüdə olan kompozit nümunələr alınır.

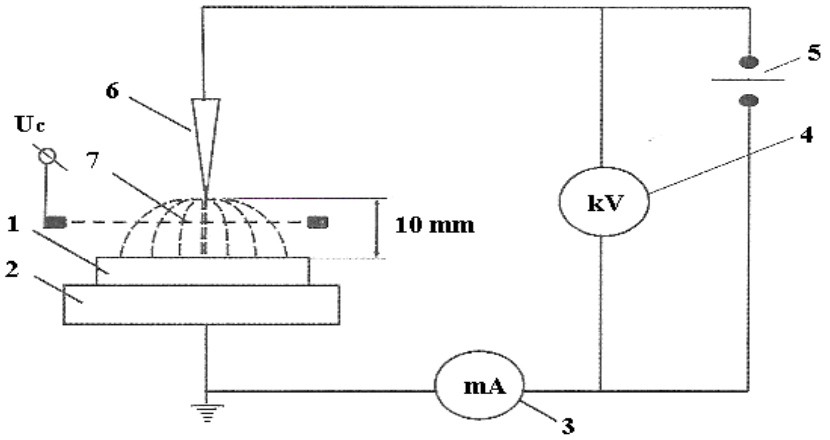
–nümunələr nazik 7mkm ölçüdə alüminium folqadan ibarət etibarlı elektrik kontaktları ilə təmin edilmişlər.

–alınan nümunələr su-buz qarışığında ani olaraq soyudulur.

Şəkil 1-də taclı boşalma ilə elektretlərin alınması üçün qurğunun sxemi verilmişdir. Birtərəfli metallaşdırılmış nümunə (1) yerlə birləşdirilmiş alt elektroda (2) qoyularaq iti iynə-elektrod (6) altına yerləşdirilir. Nümunənin səthi ilə iynə-elektrodun arasındakı şaquli məsafə 10 mm-dir. Üst elektrod-iynə yüksək gərginlikli elektrik qidalandırıcısının (5) sonuna qoşulur. İynənin potensialı kilovoltmetrin (4) köməyi ilə, taclı boşalmada cərəyan itkisi isə milliampermetrin (3) köməyi ilə təyin edilir. Nümunənin yüklənməsi onun elektrod olmayan səthi mənfi taclı boşalma ilə 6kV-luq sabit gərginlikdə 300 saniyə saxlanılmaqla həyata keçirilir. Dərhal polyarlaşmadan sonra nümunə ölçü qəfəsinə yerləşdirilir (şəkil 2), burada kontaktsız kompensasiya metodu ilə elektretin potensiallar fərqi təyin edilir, yükün səth sıxlığı isə

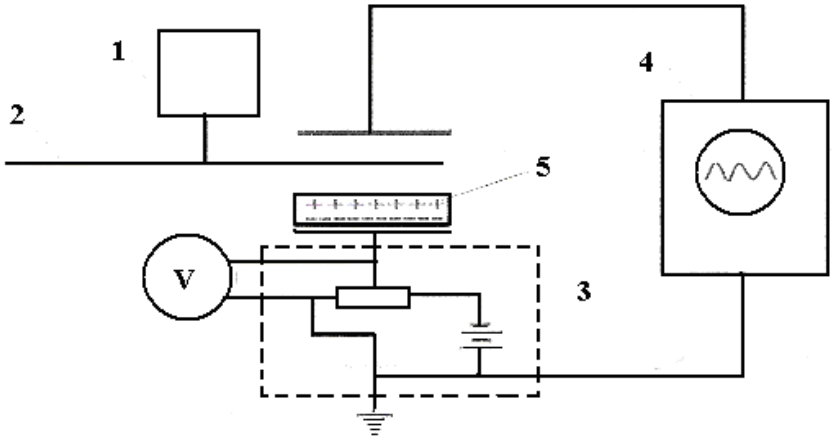
$$\sigma = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 U_k}{d}. \qquad (1)$$

burada ε-nümunənin dielektrik nüfuzluğu, ε_0-elektrik sabiti, U_k-kompensasiya gərginliyinin qiyməti, d-nümunənin qalınlığıdır. Qurğu massiv metal slindirik gövdədən ibarət olmaqla, elektrik mühərrikinə (1) (şəkil 2) bərkidilir. Elektrik mühərrikinin valı dörd qanadlı pərə (2) bərkidilmişdir. Pər, nümunə yerləşdirilən aşağı yerlə birləşdirilən elektrodla yuxarı ölçülənin arasında yerləşir. Qanadlar fırlandıqda yuxarı ölçmə elektrod sahəsində yaradılan elektretdə periodik ekranlaşma baş verir. Ossiloqrafda (4) elektrodda ardıcıl birləşmiş zəncirlərin eynigüclü dəyişən siqnalı görünür. Kompensasiya gərginliyi, müntəzəm tənzimlənən gərginliklə təchiz olunan sabit gərginlik mənbəyindən (3) verilir və ossiloqrafda qeyd olunur. Səth yüklərinin işarəsi voltmetrdən verilən kompensasiya gərginliyinin işarəsi ilə təyin olunur. Bu ölçmələr həm də ИПЭП-1 ölçü cihazı ilə də aparılmışdır.



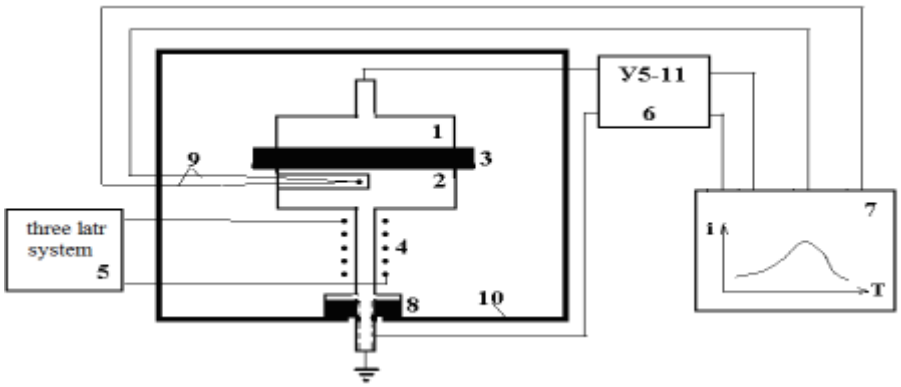
Şəkil 1

Taclı boşalma ilə elektretlərin alınma qurğusunun sxemi; 1 - nazik polimer təbəqəsi, 2 - elektrod, 3 - milliampermetr, 4 - kilovoltmetr, 5- qidalandırıcı mənbə, 6- iynə-elektrod, 7- tor.



Şəkil 2

Elektret yüklərinin səthi sıxlığını ölçmək üçün istifadə olunan qurğunun sxemi;
1- elektrik mühərriki, 2- pər, 3- sabit gərginlik mənbəyi, 4-ossiloqraf, 5-elektret .



Şəkil 3

Dielektriklərdə TSD-ni tədqiq etmək üçün qurğunun blok-sxemi: 1-ölçü elektrodu, 2-potensial elektrod, 3-nümunə, 4- qızdırıcı, 5-qızdırıcı üçün qida mənbəyi, 6-elektrometrik gücləndirici, 7- iki koordinatlı özüyazan qurğu, 8- dielektrik ara qat, 9-termocüt, 10- ekranlaşdırıcı kamera.

Şəkil 3-də dielektriklərdə TSD-ni tədqiq etmək üçün qurğunun blok-sxemi verilmişdir. Nümunə (3) iki elektrod (1-2) arasında yerləşdirilir, alt elektroda (2) bərkidilmiş termocüt (9) temperaturu qeyd etmək üçün (7) özüyazan cihaza birləşdirilir. Qızdırılma üç LATR-dan ibarət sistemlə (5) aparılır.

Termodepolyarizasiya cərəyanı (1) elektrodundan yüksək müqavimətli kabellə elektrometrik gücləndiricinin girişinə (У5-11) (6) daxil olur, oradan çıxan siqnal qeydedici cihazın (iki koordinatlı özüyazan qurğu) (7) girişinə verilir.

Elektret xassələrinin γ-şüalarla modfikasiyası şüalanma mənbəyi ^{60}Co olan MPX-25M tipli γ-şüalandırıcı qurğuda havada 293K temperaturda (100÷200)kQr dozada şüalandırılaraq yerinə yetirilmişdir.

TƏCRÜBƏLƏRİN NƏTİCƏLƏRİ VƏ ONLARIN MÜZAKİRƏSİ

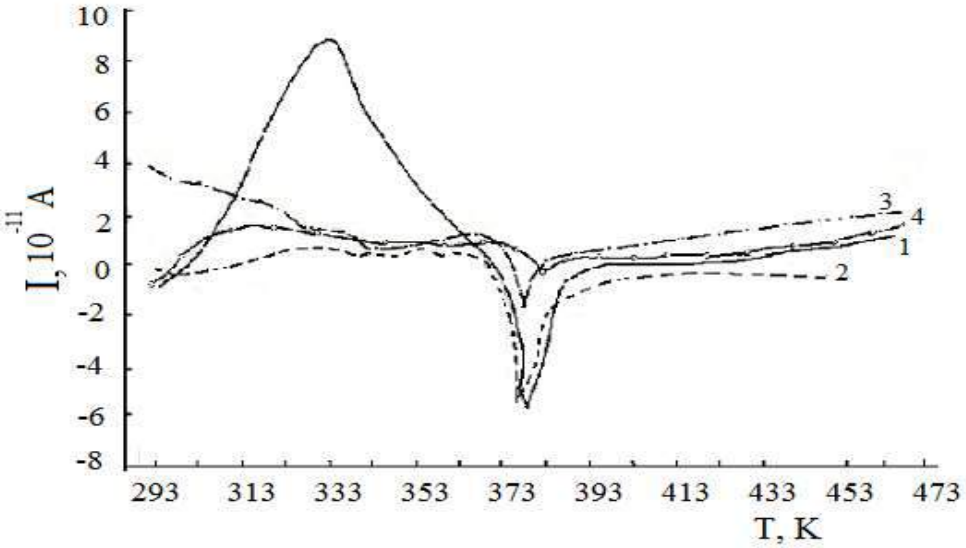
Şəkil 4-də YSPE+TiO_2 kompozitinin TiO_2 doldurucusunun 1-7% həcmi payı üçün TSC spektrləri verilmişdir. YSPE+1%TiO_2 kompozitinin TSC spektrində (1 əyrisi) bir aşağı temperaturlu amplitudu və eni böyük olan pik (335K) və bir yuxarı temperaturlu pik (380K) yaranır. Cədvəl 1-də γ-şüalanmadan əvvəl doldurucunun 1÷7% həcmi paylarından ibarət kompozitində taclıelektretlərin xarakteristikaları verilmişdir. Aktivləşmə enerjisi aşağıdakı düstur ilə hesablanır:

$$E_{ak} = G_{-}\frac{kT_m(T_m - \Delta T_{-})}{\Delta T_{-}} = G_{+}\frac{kT_m(T_m - \Delta T_{+})}{\Delta T_{+}}, \qquad (2)$$

burada, T_m –pikin maksimumunun temperaturu, T_- , T_+ pikin aşağı və yuxarı temperatura uyğun yarımeni, G_- və G_+ relaksasiya prosesinin kinetikası və effektiv tezlik faktorundan asılı olan əmsallardır; G_- əmsalı 1,42-dən 1,5-ə qədər, G_+ isə 0,98-dən 1,1-ə qədər olan qiymətləri ala bilər [9].

Yük miqdarı $Q = K_x \cdot K_y \cdot S$ (3) ifadəsi ilə hesablanmışdır. Burada, S-sahə, K_x=0,25, K_y=1v/sm, olmaqla cihazın göstəriciləridir.

YSPE+(3-7%) TiO_2 kompozitlərində doldurucunun həcmi payı artdıqca aşağı temperaturlu piklər Φ=3-7% olduqda praktiki olaraq yox olurlar. Temperaturun 363÷393K oblastında YSPE+(5÷7%)TiO_2 kompozitlərində kiçik pik, YSPE+(1-3%)TiO_2 kompozitlərində isə böyük pik yaranır.



Şəkil 4

YSPE+TiO_2 kompozitlərinin şüalanmadan əvvəl (D=0) TSD spektrləri. 1- 1% TiO_2; 2- 3% TiO_2; 3- 5% TiO_2; 4- 7%TiO_2

Bu temperatur (363÷393K) oblastında yaranan böyük piklər onu göstərir ki, TiO_2 doldurucusunun 1-3% həcmi paylarında homoyüklər fazalararası dərin tələlərdə lokallaşır və bu da

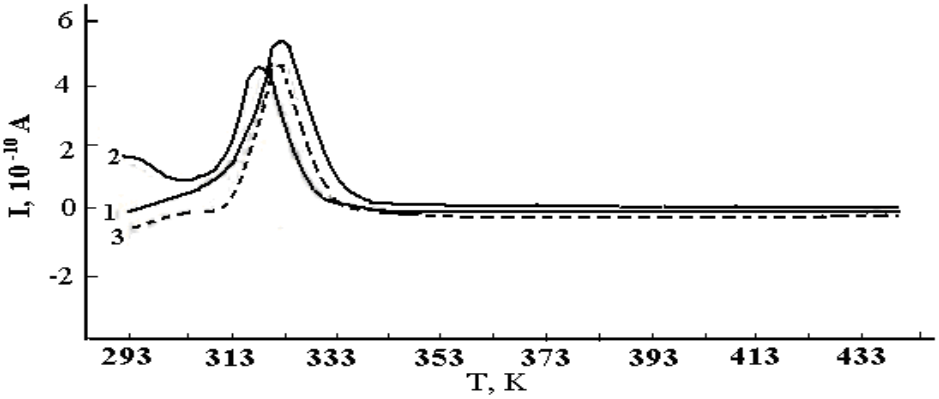
YSPE+(1÷3%)TiO_2 kompozit nümunələrində elektret halının daha stabil xarakterli olmasına dəlalət edir [12]. Elektret halının stabilliyinin yaxşılaşması bu halda onunla bağlıdır ki, doldurucunun daxil edilməsi səthə yaxın tələlərin dərinliyinin dəyişməsinə yəni böyüməsinə səbəb olur. TiO_2 doldurucusunun konsentrasiyasının həcmi payı 7%-ə qədər atrması nəticəsində elektret halının temperatur stabilliyinin pisləşməsini, doldurucu hissəciklərinin aqlomerasiyası səbəbindən keçirici klasterlərlərin yaranma ehtimalının artması ilə izah etmək olar [14].

Cədvəl 1

YSPE+TiO_2 kompozitindən ibarət taclıelektretlərin xarakteristikaları, D=0.

Doldurucunun həcmi payı, Φ, %	Aktivləşmə enerjisi E_{ak}, eV		Maksim.temperatur, T_{max}, K		Yük, Q, kl	
	I pik	II pik	I pik	II pik	I pik	II pik
1	0,041	0,65	335	380	$4,7\cdot10^{-8}$	$5,51\cdot10^{-8}$
3	-	0,4	-	375	-	$5,43\cdot10^{-9}$
5	-	0,17	-	380	-	$9,94\cdot10^{-10}$
7	0,144	0,62	343	377	$1,41\cdot10^{-9}$	$4,8\cdot10^{-9}$

Şəkil 5-dən göründüyü kimi, YSPE+TiO_2 kompozitlərində γ-şüalanmadan sonra şəkil 4-də müşahidə olunan əyrilərin mənzərəsi tamamilə dəyişmişdir, belə ki, 363÷393K temperatur intervaında əmələ gələn piklər şüalanmadan sonra praktik olaraq yox olur və 313÷333K temperatur intervalında yeni pik yaranır. Bunu γ-kvantlarla şüalandırılmadan sonra nümunələrdə dərin tələlərin dağılması, aşağı enerjili tələlərin üstünlük təşkil etməsi və tacboşalması zamanı elektroddan injeksiya olunmuş homoyüklərin əsasən səth qatlarında lokallaşmış tələlərdə (zəncirin ucları, makromolekul radikalları, doymamış rabitələr və s.) tutulması ilə izah etmək olar. Şüalanma prosesində kristallitlərdə, həmçinin dağılma baş verir (onların ölçülərinin kiçilməsi, sərhəddin effektiv səthinin böyüməsi) beləki, ümumi kristallaşma dərəcəsi azalır, tələlər dərinlikdə yenidən paylanır: fazalararası dərin tələlərin sıxlığı azalır, eyni zamanda dayaz elektron tələlərin konsentrasiyası böyüyür, bu karbonil qruplarla (C=O) (oksidləşmə məhsulu) və ya radiasiya deffektləri ilə bağlıdır. γ-şüalanmadan sonra yüklərin tutulması amorf və kristal fazaların fazalararası sərhəddində baş verir [16,17,18]. γ–şüalanma prosesi zamanı yaranan karbonil və müxtəlif peroksid qrupları 1eV-a qədər dərinliklərdə yerləşən dayaz və aralıq tutma səviyyələri verir. Onuda qeyd etmək lazımdır ki, yükdaşıyıcıların köçürülməsi prosesinə şüalanma dozasının təsir mexanizmi isə molekulyar relaksasiya spektrinin dəyişməsi ilə bağlıdır. Bu prosesdə radioliz nəticəsində yaranan yükdaşıyıcılar səthin yaxınlığında lokallaşmış aşağı energetik tələlərdə tutulurlar [3,10].



Şəkil 5

D=200kQr dozada γ-şüalarla şüalandırılmış YSPE+TiO_2 kompozitinin TSD spektrləri, 1- 1% -TiO_2; 2- 3%TiO_2; 3- 5% TiO_2

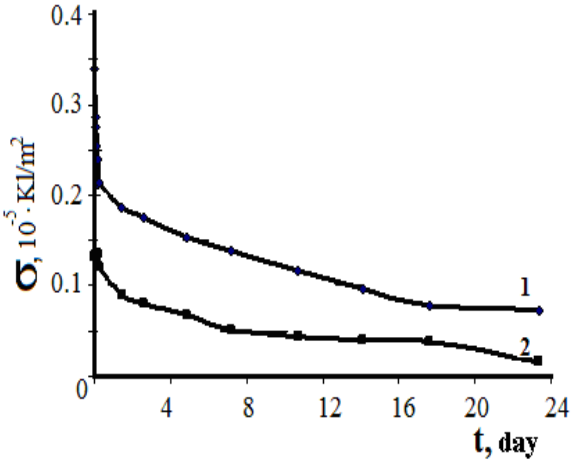
Cədvəl 2.

YSPE+TiO_2 kompozitindən ibarət taclıelektretlərin xarakteristikaları, D=200kQr

Doldurucunun həcmi payı, Φ, %	Aktivləşmə enerjisi E_{ak}, eV		Maksim. temperatur T_{max}, K		Yük, Q, kl	
	I pik	II pik	I pik	II pik	I pik	II pik
1	0,21	-	322	-	$9{,}2\cdot10^{-8}$	-
3	0,047	-	320	-	$4{,}56\cdot10^{-8}$	-
5	0,11	-	322	-	$6{,}7\cdot10^{-8}$	-

Cədvəl 2-də şüalanmanın D=200 kQr udulma dozasında YSPE+(1-5%)TiO_2 kompozitindən ibarət taclıelektretlərin xarakteristikaları verilmişdir.

Şəkil 6-da YSPE+3%TiO_2 kompozit nümunəsinin şüalanmadan əvvəl və sonra (D=100kQr) taclı boşalma sahəsində alınan səthi yük sıxlığının (σ) zamandan (t) asılılığı verilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi (şək.6 əyri 1, 2), yüklərin relaksasiya əyrisində iki oblast müşahidə olunur.



Şəkil 6

YSPE+3%TiO_2 kompozit nümunəsinin şüalanmadan əvvəl (1) və sonra (D=100kQr) (2) taclı boşalma sahəsində alınan səthi yük sıxlığının (σ) zamandan (t) asılılığı.

1 əyrisində 3 sutkaya qədər σ kəskin azalır (I oblast), ondan sonra σ-nın azalma sürəti aşağı düşür, 13-cü sutkadan sonra stabilləşir (II oblast). Şüalanmış nümunədə (D=100 kQr) isə yüklənmədən sonra σ-nın qısa müddətdə kəskin düşməsi müşahidə olunmur (I oblast), 4-cü sutkadan sonra σ stabilləşir (II oblast). Onu da qeyd etmək lazımdır ki, şüalanmamış nümunələrdə taclı boşalma zamanı yüklü zərrəciklərin böyük hissəsi həcmə nüfuz edə bilmir, nümunənin səthində yığılır. Şüalanmış nümunələrdə isə keçiriciliyin artması ilə bağlı çox sayda yüklər nümunənin həcminə daxil olur və əvvəlkinə nisbətən daha dərin tələlərdə tutulur. Onu da qeyd etmək lazımdır ki, taclı elektretlərin stabilliyi dərin həcmi tələlərdəki yükdaşıyıcıların olması ilə müəyyən olunur. Bundan başqa səth qatında injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların artıq miqdarı onun keçiriciliyini böyüdür, bu da taclı elektretlərin yükünün yüksək sürətlə relaksasiyasını şərtləndirir. Bütün bunlar, polietilen kompozitlərinin elektret xassələrinin müəyyən doldurulma həddindən sonra azalmasına gətirir [14, 15].

NƏTİCƏ

1. TSD cərəyan spektrlərinin müqayisəsindən göründü ki, YSPE+TiO_2 kompozit nümunələrində doldurucunun həcmi payı 1-3% olduqda onun elektret halı daha stabil xarakterlidir.
2. γ-şüalanmanın udulma dozasının D≥200kQr qiymtində YSPE+TiO_2 kompozit nümunələrində elektret halı pisləşir və dərin həcmi tələlər dağılır, yükdaşıyıcılar səthdə lokallaşmış dayaz energetik tələlərdə tutulurlar.
3. YSPE+3%TiO_2 kompozit nümunəsinin şüalanmadan əvvəl və sonra taclı boşalma sahəsində alınan səthi yük sıxlığının (σ) zamandan (t) asılılığının müqayisəsindən görünür ki, γ-şüalanmanın udulma dozasının D=100kQr qiymətində daha stabil xarakterlidir.

1. М.Э.Борисова, Ю.К.Осина. *Анализ релаксационных процессов методом математического моделирования, Письма в ЖТФ,* **41 (**2015) 1-7.
2. М.М.Кулиев, Р.С.Исмайилова. *Влияние гамма-радиации на спектр термостимулированного тока в полиэтилене высокой плотности, Электронная обработка материалов,* **265** (2010) 63-67.
3. М.М.Кулиев, А.М.Магеррамов, Р.С.Исмайилова, А.А.Набиев. *Нанокомпозитные короноэлектреты на основе полиэтилена высокой плотности и диоксида кремния. Перспективные материалы,* № 9 (2015) 17-22.
4. А.Н.Лачинов, А.В.Мошелев, А.Ф.Пономарев. *Влияние материала электрода в структуре металл-полимер-металл на зависимости термостимулированного тока от температуры. ФТТ,* **51** (2009) 590-595
5. А.М.Магеррамов, Э.М.Годжаев. *Зарядовые состояние композиции на основе полиэтилена с полупроводниковым наполнителем $TlInS_2$. Электронная обработка материалов*, №2 (2007) 84-88.
6. А.М.Магеррамов, М.А.Нуриев, Ф.И.Ахмедов, Х.Б.Багирбеков, Х.А.Садыгов. *Зарядовые состояние полимерных композитов, модифицированных гамма лучами, 7-я межд. конф. "Ядерная и радиационная физика", Алматы, Казахстан,* (2009) 79-80.
7. А.М.Магеррамов. *Структурное и радиационное модифицирование электретных, пъезоэлектрических свойств полимерных композитов, Баку, ЭЛМ,* (2001) 327.
8. М.А.Курбанов, А.О.Оруджев, Р.И.Наджафов, С.Н.Мусаева. *О* межфазных пространственных зарядах и связанных с ними эффектах в активных диэлектрических композитах, *Труды третьей Международной конференции «Электрическая изоляция-2002», Санкт-Петербург,* (2002) 78-81.
9. М.А.Курбанов, Н.С.Султанахмедова, Э.А.Керимов, Х.С.Алиев, Г.Г.Алиев, Г.М.Гейдаров. *Плазменная кристаллизация композитов полимер-сегнетопъезо электрическая керамика и их пъезоэлектрические свойства, Физика твердого тела,* **51** (2009) 1154-1160.
10. А.В.Смирнов, Б.Ф.Федоров, Д.Е.Темнов, Е.Е.Фомичева. *Структурные электретные свойства полипропилена с различным содержанием аморфного диоксида кремния, Наносистемы: Физика, химия, математика*, **3** (2) (2012) 65-72.
11. М.Ф.Галиханов, Ю.А.Гороховатский, А.А.Гулякова, Д.Э.Темнова, Е.Е.Фомичева. *Исследование стабильности электретного состояние в композитных полимерных пленках с дисперсными наполнителями, Известия РГПУ им. Герцена А.И.,* №138 (2011) 25-34.
12. Ю.А.Гороховатский. *Основы термодеполяризационного анализа. М., (1981), 176с.*
13. Ю.А.Гороховатский, А.А.Гулякова. *Исследование термостимулированной релаксации поверхностного потенциала в пленках ударопрочного полистирола с наполнителем TiO_2. Санкт-Петербург, Россия, РГПУ им. Герцена А.И.,* (2010) 78-81.
14. Д.А.Еремеев, М.Ф.Галиханов, Р.Я.Дебердеев. *Изучение композиционных коронно электретов на основе полиэтилена и белой сажи, Структура и динамика молекулярных систем,* **1** №10 (2003) 122-125.
15. Ю.К.Осина, М.Э.Борисова, М.Ф.Галиханов. *Влияние добавок технического углерода на стабильность электретного состояния полиэтилена высокого давления. Санкт-Петербургск.Госуд.Политехнич.Универс.,* **183** №4-1 ((2013) 151-157.
16. Д.Н.Садовничий, А.П.Тютнев, Ю.М.Милехин. *Электризации полиметилметакрилата при облучении высокоэнергетическими электронами, Химия выс. энерг.,* **39** №3 (2005) 183-189.
17. D.Kostoski, J.Dojcilovic, L.Novakovic, E.Suljovrujic. *Effects of charge trapping inf gamma irradiated and accelerated aged low-density polyethylene. Polym. Degrad. Stab.,* **91** (2005) 2229-2232.
18. M.M.Kuliev, R.S.Ismayilova. *The gamma-radiation effect on the spectrum of thermally stimulated current in polyethylene of high density, Surface Engineering and Appl. Electrochem.,* **46** (2010) 447-451.
19. C.K.Chaing, L.P.Sunq, R.Popielarz. *Investigation of morphology and interface in polymer composite thin films, Mat. Res. Soc. Sump. Proc.,* **682 E** (2001) 5.27.1.-5.27.5.
20. G.Chen, R.A.Fouracre, H.M.Banford, D.J.Tedford. *The effects of gamma-radiation on thermally stimulateddischarge current spectra in low-density polyethylene, Radiat. Phys. Chem.,* **37** (1991) 523-530.
21. G.M.Sesler. *Bernhard Gross and the Evolution of Modern Electret Research, Brazil J. of Physics,* **29** (1999) 220-228.

OF ELECTROACTIVE PROPERTIES OF THE COMPOSITES MODIFIED BY γ-RAYS

N.Sh.ALIYEV, M.M.GULIYEV, A.M.MAHARRAMOV, R.S.ISMAYILOVA, M.N.BAYRAMOV, H.F.HACIYEV

Electric relaxation and electroactive properties of HDPE+TiO_2 composites have been studied. It has been shown that, when the volume of the filler is 1÷3%, composites electret state has been more stable. At D≥200kGy the electret state deteriorates, deep volume traps disintegrate and charge carriers have been caught in shallow energy traps localized on the surface. As it has been seen from the change of surface charge density, obtained in corona discharge field of HDPE+3%TiO_2 samples before and after irradiation, depending on time that, the charge state has been of more stable character at D=100kGy.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОАКТИВНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТОВ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ γ-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Н.Ш.АЛИЕВ, М.М.ГУЛИЕВ, А.М.МАГЕРРАМОВ, Р.С.ИСМАЙИЛОВА, Н.М.БАЙРАМОВ, Г.Ф.ГАДЖИЕВ

Исследованы электрическая релаксация и электроактивные свойства композитов ПЭВП+TiO_2. Показано, что при содержании наполнителя 1÷3об.% к композиту характерно стабильное электретное состояние. При дозе γ-излучения D≥200кГр электретное состояние композита ухудшается и разрушаются глубокие объемные ловушки, носители зарядов улавливаются на локализированных на поверхности в неглубоких энергетических ловушках. По изменению плотности поверхностных зарядов композита ПЭВП+TiO_2, образующейся до и после γ-излучения в поле коронного разряда в зависимости от времени видно, что при дозе D=100кГр зарядовое состояние имеет более стабильный характер.

Редактор: проф. М.Курбанов

УДК 621.315.592

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$

Т.Д.АЛИЕВА, Н.М.АХУНДОВА*

Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 131
*Азербайджанский Государственный Экономический Университет**
AZ 1001, г. Баку, ул. Истиглалият, 6
tunzalaaliyeva@mail.ru

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

Ключевые слова: термоэлемент, ветвь термоэлемента, контактное сопротивление, твердый раствор, термоэлектрическая эффективность.

РЕФЕРАТ
Определены зависимости термоэлектрической эффективности термоэлементов на основе твердых растворов теллурида висмута от удельного сопротивления и длины ветвей, а также от сопротивления коммутационного контакта. Показаны способы оптимизации параметров термоэлементов при их создании.

В реальных термоэлементах термоэлектрическая эффективность Z_p, помимо фундаментальных параметров (коэффициент термо-э.д.с.α, теплопроводность χ, удельное сопротивление ρ) применяемого полупроводникового материала определяется и сопротивлением r_k переходных контактов [1]:

$$Z_p = \frac{\alpha^2}{\chi\rho}\,\frac{1}{\left(1+\frac{r_k}{2\rho l}\right)}\ , \qquad (1)$$

где l- длина ветвей.

Множитель $\frac{\alpha^2}{\chi\rho}$ в приведенной формуле представляет собой показатель эффективности удельного термоэлемента, у которого сопротивление коммутационного переходного контакта равно нулю. Второй множитель формулы определяет ту долю необратимых потерь, которую вносит сопротивление переходных контактов.

Из выражения (1) также следует, что в термоэлементах с малыми l влияние r_k на Z_p должно расти.

Учитывая сказанное, для выяснения роли r_k в термоэлектрических свойствах термоэлементов в данной работе проводилось экспериментальное исследование зависимости термо электрической эффективности реальных термоэлементов на основе $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ от ρ материалов ветвей при разных значениях r_k и l, от l ветвей при разных значениях ρ и r_k, и от r_k переходных коммутационных контактов при разных значениях ρ и l ветвей.

Слитки составов p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и n-$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ были получены методом направленной кристаллизации. Для изготовления ветвей термоэлементов были использованы слитки с удельным сопротивлением от $1{,}75\cdot10^{-3}$ до $6{,}25\cdot10^{-4}$Ом·см. Были исследованы 9 групп термоэлементов с разными значениями удельного сопротивления материалов ветвей. Каждая группа состояла из 5 термоэлементов, ветви которых вырезались из образцов p- и n-типа проводимости с примерно одинаковыми электрическими параметрами. Удельная электропроводность слитков управлялась введением в составы твердых растворов примесей галогенов, свинца, теллура и селена.

Значения среднего удельного сопротивления каждой группы представлены в Таблице 1.

Таблица 1

Удельное сопротивление $\rho \cdot 10^4$ (Ом·см) ветвей термоэлементов, входящих в каждую группу при 300К

Материалы ветвей	Среднее удельное сопротивление ветвей ρ (Ом·см)								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$	17,5	14,1	12,3	11,1	9,9	9,07	8,14	7,7	6,25
$Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$	18,7	14,2	12,4	10,9	10	9,02	8,9	7,6	6,2

Перед залуживанием коммутационными сплавами торцы ветвей термоэлементов предварительно обрабатывались электрохимическим травлением в соответствующих растворах. В качестве коммутационных сплавов были использованы сплавы мас.%
57Bi+43Sn (сплав1); 42Bi+54Sn+4Sb (сплав2); 52Bi+32Pb+16Sn(сплав3);
25Bi+50Pb+12,5Cd+12,5Sn (сплав 4).

Эти сплавы позволили создать коммутационные контакты с переходным сопротивлением от 10^{-4} до $6 \cdot 10^{-6}$ Ом·см^{2}.

В частности, сопротивление переходных контактов вышеуказанных сплавов с ветвями термоэлементов с удельной электропроводностью$12{,}3 \cdot 10^{-4}$ Ом·см (т.е. группы 3) составляют $6 \cdot 10^{-6}$; $1{,}5 \cdot 10^{-5}$; $3{,}4 \cdot 10^{-5}$ и $15 \cdot 10^{-5}$Ом·см^{2} при 300К, соответственно.

Из-за различия электрохимических потенциалов полупроводника и металла на их контакте возникает потенциальный барьер. Кроме того, необходимо также учитывать возникающие в полупроводнике поверхностные состояния, взаимную диффузию контактирующих веществ и их химическое взаимодействием с образованием на границе новых химических соединений [2-4]. При контакте расплава многокомпонентного материала с кристаллами $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ образуются промежуточные фазы типа CdTe, CdSe, SnTe, SnSe, PbTe, PbSe толщиной 10÷16мкм [5]. Выяснено, что, в первую очередь, происходит взаимодействие химически более активного элемента контактного материала с атомами теллура и селена, входящими в состав кристаллов. В зависимости от удельного сопротивления образовавшегося промежуточного состава меняется и сопротивление контакта.

Были изготовлены и исследованы термоэлементы с длинами ветвей от 0,5 до 7,0мм. Поперечное сечение ветвей термоэлементов составляло ~5мм^2. Термоэлектрическая эффективность Z_p термоэлементов определялась измерением в стационарном режиме максимального градиента температуры (ΔT_{max}), возникающего на термоэлементах при протекании через них оптимального постоянного тока, из выражения

$$\Delta T_{max} = \frac{1}{2} Z_p T_x^2 , \qquad (2)$$

T_x- температура холодного спая.

Все измерения проводились при одинаковых внешних условиях в вакууме ~$1{,}3 \cdot 10^{-3}$Па при температуре окружающей среды $T_0 \approx 298 \pm 1$К и температуре горячего спая термоэлементов $T_г = 303 \pm 0{,}1$К. Эксперименты показали, что самый высокий ΔT_{max} (~58К) при T_0=298К наблюдается в термоэлементах на основе кристаллов с удельным сопротивлением ~$1{,}43 \cdot 10^{-3}$-$1{,}11 \cdot 10^{-3}$Ом·см, коммутированных контактным сплавом мас.%57Bi+43Sn т.е. с переходным контактным сопротивлением ~$6 \cdot 10^{-6}$Ом·см^2. При переходе к коммутационным сплавам, создающим большее r_k с термоэлектрическим материалом, ΔT_{max} уменьшается и составляет ~31К в случае сплава мас.% 25Bi+50Pb+12,5Cd+12,5Sn (в этом случае $r_k \approx 10^{-4}$Ом·см^2).

Условия максимальной эффективности материала (и соответственно, максимальной ΔT_{max}) выполняются при определенных значениях фундаментальных параметров [1].

Расчет и опыты показывают, что максимум термоэлектрической эффективности соответствует концентрации носителей порядка ~10^{19}см$^{-3}$. Наши измерения показали, что, действительно, образцы с удельным сопротивлением ~$1{,}43 \cdot 10^{-3}$-$1{,}11 \cdot 10^{-3}$Ом·см имеют концентрацию носителей тока ~10^{19}см$^{-3}$.

Расчеты также показали, что при значениях $r_k \leq 10^{-5}$Ом·см^2 отношение $\frac{r_k}{2\rho l}$ имеет значение ≤0,05, что значительно меньше единицы. При значениях $r_k \approx 1{,}5\cdot 10^{-4}$Ом·см^2 значение $\frac{r_k}{2\rho l} \approx 0{,}7$ и роль контактного сопротивления в Z_p становится решающей.

Отметим, что с ростом ρ ветвей термоэлементов оптимальный ток термоэлементов уменьшается, что также хорошо согласуется с теорией.

Зависимость относительного изменения термоэлектрической эффективности $(1-\frac{\Delta Z}{Z_0})$ термоэлементов от длины ветвей представлена в Таблице 2.

Таблица 2

Зависимость параметра $(1-\frac{\Delta Z}{Z_0})$ термоэлементов, коммутированных различными сплавами от длины их ветвей.

Длина ветвей, мм	Параметр $(1-\frac{\Delta Z}{Z_0})$ термоэлементов			
	Сплав 1	Сплав 2	Сплав 3	Сплав 4
0,5	0,73	0,53	0,44	0,13
1,0	0,94	0,80	0,68	0,45
2,0	0,98	0,96	0,94	0,68
3,0	1,0	0,99	0,98	0,82
4,0	1,0	1,0	1,0	0,95
5,0	1,0	1,0	1,0	1,0
7,0	1,0	1,0	1,0	1,0

Здесь $\Delta Z = Z_0 - Z$, где Z_0 - термоэлектрическая эффективность термоэлементов с максимальной длиной (l_{max}=7мм), Z- эффективность термоэлемента с данной длиной ветви. Видно, что зависимости $(1-\frac{\Delta Z}{Z_0})$ и соответственно ΔT_{max} и Z_p от l, ρ и r_k носят сложный характер. Для данного коммутационного сплава длина l_k, после которой с уменьшением длины ветвей наблюдается сильное падение ΔT_{max} (т.е. выполняется условие $\frac{r_k}{2\rho l}$), не зависит от удельного сопротивления материалов ветвей. Однако, при переходе от сплава мас.%57Bi+43Sn, образующего с твердым раствором меньшее контактное сопротивление (~$6\cdot 10^{-6}$Ом·см^2) к сплаву мас.%25Bi+50Pb+12,5Cd+12,5Sn, образующего с твердым раствором большее контактное сопротивление (~10^{-4}Ом·см^2), l_k смещается в сторону больших длин ветвей.

Данный результат объясняется тем, что для одного и того же сплава r_k само зависит от ρ полупроводникового материала; с ростом ρ уменьшается концентрация основных носителей тока в материале, что приводит к росту сопротивления перехода термоэлектрический материал -контактный коммутационный сплав. При этом нами установлено, что r_k контактов прямопропорционально ρ материалов ветвей. Поэтому отношение $\frac{r_k}{\rho}$ при изменении ρ остается постоянным. При переходе же от одного сплава к другим r_k меняется, и соотношение $\frac{r_k}{2\rho l} \geq 1$ выполняется при других значениях l_k ветвей.

Таким образом, вышеприведенные данные показывают, что при создании термобатарей на основе твердых растворов Bi_2Te_3 следует оптимизировать их параметры с учетом длины и электрических параметров ветвей, а также сопротивления коммутационных контактов.

1. А.Л.Вайнер. *Каскадные термоэлектрические источники холода, М.: Сов.радио,* (1976) 137.
2. В.И.Стафеев. *Структура и свойства контактов $Cd_xHg_{1-x}Te$-металл, ФТП,* **5** (2008) 636-639.
3. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, Р.А.Исмайлова, Д.Ш.Абдинов. *Физико-химические процессы на границе раздела твердых растворов с контактными сплавами, ЖФХ,* **83** (2009) 2336-2338.
4. Т.Д.Алиева, Н.М.Ахундова, Г.Д.Абдинова, Д.Ш.Абдинов. *Электрические и адгезионные свойства границы раздела монокристаллов $Sn_{1-x}Mn_xTe$ со сплавом Bi-Sn, ЖФХ,* **90** (2016) 788-791.
5. Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов. *Физико-химические и электрические явления на границе раздела кристаллов твердых растворов $BiTe_3$ - Sb_2Te_3, Bi_2Te_3- Bi_2Se_3 с контактными материалами, Неорган. материалы,* **33** (1997) 27-38

$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ VƏ $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ BƏRK MƏHLULLARI ƏSASINDA TERMOELEMENTLƏRİN TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

T.C.ƏLİYEVA, N.M.AXUNDOVA

$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ və $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ bərk məhlulları əsasında termoelementlərin termoelektrik effektivliyinin budaqların uzunluğu və elektrikkeçiriciliyindən, habelə kommutasiya kontakt müqavimətindən asılılığı müəyyənləşdirilmişdir. Göstərilmişdir ki, bu bərk məhlullar əsasında termoelementlərin yaradılmasında həmin asılılıqlara əsasən optimalasdırılma aparılmalıdır.

THERMOELECTRIC PROPERTIES OF THE SOLID SOLUTIONS $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ AND $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$

T.C.ALIYEVA, N.M.AKHUNDOVA

$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ and $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ solid solutions on the basis thermoelectric efficiency and length of the branches, as well as the dependence of the resistance of the switching contacts have been identified. It has been shown that the dependence of the solid solutions based on the formation of optimization conducted.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

УДК 544.54:539,2/.6:539./.04

РАДИАЦИОННО-ГЕТЕРОГЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ Be+H_2O

Т.Н.АГАЕВ, А.А.ГАРИБОВ, С.З.МЕЛИКОВА, И.А.ФАРАДЖ-ЗАДЕ, И.А.МАМЕДЬЯРОВА, Г.Т.ИМАНОВА, С.М.АЛИЕВ, С.А.САБЗАЛИЕВ, Г.Х.ВЕЙСОВА

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана
AZ 1143. г.Баку, ул. Б. Вагабзаде, 9
agayevteymur@rambler.ru

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

РЕФЕРАТ.
Исследована кинетика накопления молекулярного водорода при термических и радиационно-термических процессах разложения воды на поверхности металлического бериллия. Выявлен вклад радиационных процессов в этих контактах на радиолизные и терморадиолизные процессы разложения воды. На основе разности скоростей радиационно-термических и термических процессов рассчитаны и определены значения радиационно-химического выхода молекулярного водорода.

Ключевые слова: металлический Be, радиолиз воды, кинетика, гамма – излучения.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с развитием технологий ядерной энергетики и космических исследований радиационные процессы, протекающие в контактной зоне различных фаз под воздействием высокоэнергетических частиц, гамма-квантов и др., имеют большое научно-практическое значение. Всестороннее изучение процессов радиационно-стимулированной адсорбции различных газов и паров воды металлическим Be, изменение строения его поверхности при термической обработке и воздействии γ-излучения, исследование свойств и структуры поверхности Be при этих воздействиях весьма актуальны. В этой связи особую важность приобретает изучение образования активных центров на поверхности металлического Be, подвергнутого действию ионизирующего излучения, а также выяснению механизма адсорбции паров воды на его поверхности. Такие исследования могут способствовать выявлению закономерностей изменения структуры поверхности Be, строения его гидроксильного покрова, физико-химических процессов, протекающих под действием γ-квантов [1-5,8].

Металлический Be используется в ядерных реакторах как регулирующий материал. Радиационные и радиационно-термические процессы в контакте бериллия с водой имеют большое значение в радиационной безопасности и в радиационной технологии, учитывая то, что современные реакторы охлаждаются водой. Поэтому в этой области в настоящее время имеется множество национальных и международных проектов. Бериллий в ядерных реакторах, в основном, контактирует с потоком нейтронов, поэтому большое внимание уделяется изучению влияния нейтронного потока на стойкость бериллия. В условиях ядерных реакторов конструкционные материалы подвергаются воздействию не только нейтронов, но и гамма излучения, поэтому необходимо изучить влияние и этого излучения на процессы, происходящие в контакте бериллия с водой. В настоящей работе изучено окисление и образование молекулярного водорода при адсорбции воды на поверхности металлического бериллия при различных температурах [15-16].

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В предыдущих работах [9-10,12-14] было изучено влияние гамма-излучения на фольгу из металлического бериллия и образование водорода в контакте Be с водой при температуре T=300÷473K. Для этого использовали тонкий слой бериллия, предварительно очищенный органикой, а затем высушенный в вакууме. В специально приготовленные кварцевые ампулы помещали обработанные образцы бериллия, адсорбция паров воды на поверхности Be происходила в вакуумно-адсорбционной установке. Образцы подвергали предварительному радиационному воздействию гамма-лучей (D=0,28÷0,26Гр/с) при различных временах, затем эти образцы высушивали, взвешивали и переносили в специальные кварцевые ампулы для испытания радиационно-каталитической активности в процессах радиолитического разложения воды. Исследования проводили в статистических условиях в специальных кварцевых ампулах объемом 2,0÷2,5см^3. В качестве объекта исследования брали реакторный Be с чистотой 99% в виде тонкой ленты. Контактирующую поверхность образцов определяли на основе их геометрических размеров.

С целью исключения вклада органических загрязнений поверхности в процесс накопления H_2, образцы предварительно очищали органическими растворителями: этиловым спиртом, ацетоном, а затем промывали дистиллированной водой. После чего образцы высушивали при температуре 300÷320K в среде инертного газа аргона. Высушенные образцы взвешивались с точностью $\pm 5\cdot 10^{-3}$г и переводили в кварцевые ампулы. Ампулы с образцами вакуумировали до $P \approx 10^{-3}$Па сначала при T=300K, а затем при T=673K. Радиационные и радиационно-термические процессы проводили на изотопном источнике γ-излучения ^{60}Co. Дозиметрия источника проводилась химическими дозиметрами: ферросульфатным, циклогексановым и метановым. Пересчет дозы в исследуемых системах производился сравнением их электронных плотностей [6].

Газовые продукты процессов переводили в специальные градуированные объемы и анализировали методом газовой хроматографии (Agilent 7980). При радиолитическом процессе при T=300K в составе газовых продуктов кроме H_2 наблюдали также O_2, а при терморадиолизе, в основном, H_2.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ

С целью выявления влияния металлического Be на разложение воды, проведена кинетика накопления молекулярного водорода при радиолитическом разложении воды и системы реакторного Be+вода при T=300K, которая представлена на Рис.1. На основе линейной кинетической области определено значение скорости и радиационно-химического выхода молекулярного водорода $G(H_2)$, который равен 0,74 молекул/100эВ. Радиационно-химический выход водорода при радиолизе чистой воды в условиях наших экспериментов, соответствует известным литературным данным и равен 0,45 молекул/100эВ. Наблюдаемый прирост значений $G(H_2)$ при радиолизе воды в присутствии металлического Be по сравнению с выходом радиолиза чистой воды, объясняется выходом эмитированных из металла δ-электронов при воздействии гамма-квантов, а также образованием на поверхности металла активных центров разложении воды [7].

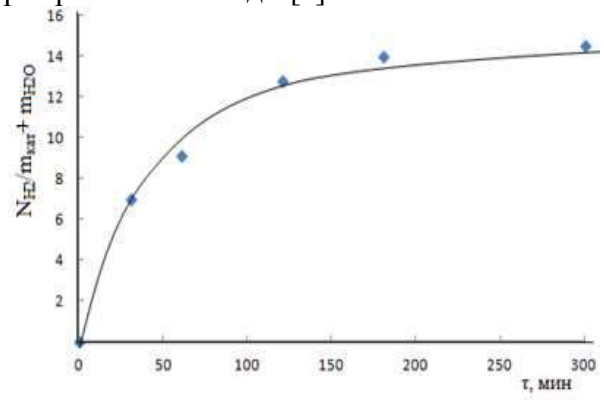


Рис.1

Кинетическая кривая накопления молекулярного водорода при радиационно-гетерогенном процессе разложения воды в присутствии исходного образца Be при T=300K, ρ_{H2O}=5мГ/см^3, D=0,26Гр/с.

Радиационно-гетерогенные процессы приведены в интервале температур T=573÷673K. Мощность поглощенной дозы облучения рассчитана на общую систему Be+вода, с учетом электронной плотности составляющих компонентов, в которых исследована кинетика накопления молекулярного водорода в системе $Be+H_2O$ при T=573÷673K, которые показано на Рис.2 и Рис.3.

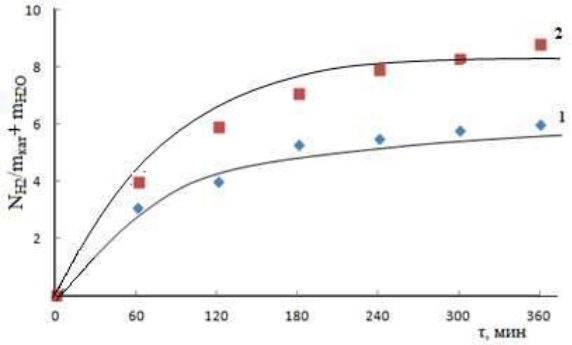


Рис.2

Кинетика образования молекулярного водорода при термическом (1) и радиационно-термическом (2) процессе разложения воды на поверхности бериллия при T=573K, $\rho_{н20}$=5мГ/см^3, D=0,26Гр/с.

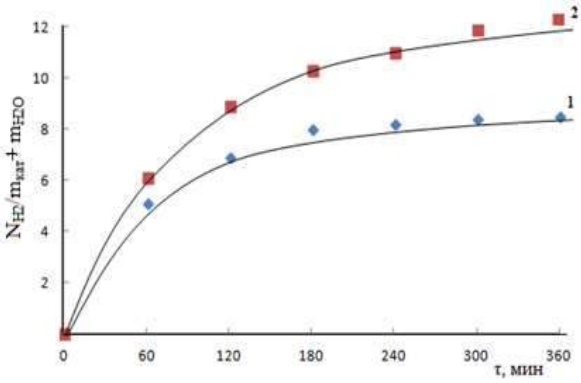


Рис.3

Кинетика образования молекулярного водорода при термическом (1) и радиационно-термическом (2) процессах разложения воды на поверхности бериллия при T=673K, $\rho_{н20}$=5мГ/см^3, D=0,26Гр/с.

Как видно из кинетических кривых, в диапазоне температур T=573÷673K идет разложения воды на поверхности бериллия термическим и радиационно-термическим путем.

По кинетическим кривым вычислены скорости термического $W_т(H_2)$ и радиационно-термического $W_{рт}(H_2)$ процессов и на основе их разности вычислена доля радиационной составляющей

$$W_р(H_2) = W_{рт}(H_2) - W_T(H_2).$$

По кинетическим кривым видно, что образование водорода при термическом процессе в несколько раз меньше, чем при радиационно-термическом процессе. Эти данные показывают, что атомы бериллия на поверхности в начальном состоянии с большой скоростью реагируют с водой, и в результате формируется поверхностный оксидный слой. При низких температурах этот слой мешает дальнейшей реакции, поэтому начинается второй менее скоростной процесс. При высоких же температурах этот оксидный слой является неустойчивым. Атомы и молекулы обладают большими энергиями, поэтому второй менее скоростной области образования водорода не наблюдается. Предложены нижеуказанные механизмы процессов в системе $Be+H_2O$ при термических и радиационно-термических процессах.

На поверхности предварительно очищенного Be координационно ненасыщенные центры не обладают достаточной энергией активации при T≤373K, и потому при низких температурах термических процессов не наблюдается. Поэтому доля термических процессов наблюдается при относительно высоких температурах T≥400K.

В системе $Be+H_2O$ под влиянием гамма-излучений происходит окисление металла, образование молекулярного водорода, а также следующие процессы [11]

$$Be + H_2O \rightsquigarrow BeO + H_2 \qquad (1)$$

$$Be \rightsquigarrow e_{ем} + S^* \qquad (2)$$

здесь $e_{ем}$ - электронное облако, эмитированное в приповерхностную область с поверхности металла под влиянием гамма-излучения, S^*-активное состояние поверхности. Эти электроны являются частью δ-электронов, которые обладают энергией достаточной для диссоциации воды

$$e_{ем}+H_2O \rightarrow H_2+1/2\ O_2 \qquad (3)$$

В результате эмиссии электронов с поверхности Be на его поверхности увеличивается концентрация Be^+-электроноакцепторных центров, которые играют роль как молекулярных, так и диссоциативных адсорбционных центров воды:

$$Be + H_2O \rightarrow BeO\begin{matrix} H \\ H \end{matrix} \qquad (4)$$

$$Be^+ + H_2O \rightsquigarrow Be\text{-}OH + H \qquad (5)$$

На следующем этапе происходит дегидрогенизация поверхностных гидроксильных групп, и в результате образуется поверхностная оксидная фаза:

$$BeOH \rightsquigarrow BeO + H \qquad (6)$$

В результате радиолиза воды на металлическом Be образуются промежуточные продукты такие, как O_2^-, O^-, O_2, H в приповерхностном слое:

$$Be^+ + O^- \rightarrow BeO \qquad (7)$$

$$Be^+ + O_2^- \rightarrow Be\begin{matrix} O \\ O \end{matrix} \qquad (8)$$

$$Be + H \rightarrow BeH \qquad (9)$$

С помощью оптико-спектроскопических способов и в результате исследований радиационно-гетерогенных процессов обнаружены O^-, O_2^-, H связи.

Поверхностный оксидный слой Be обладает высокой радиационно-каталитической активностью в процессе радиолиза воды:

$$BeO \rightsquigarrow n + p + ex \qquad (10)$$

Образованные электроны, дырки и экситоны участвуют в разложении адсорбированных на поверхности молекул воды:

$$H_2O_S + p \rightarrow H_2O^+ \qquad (11)$$

$$H_2O_S + e \rightarrow H_2O^* \rightarrow H + OH \qquad (12)$$

$$H_2O_S + ex \rightarrow H_2O_S^* \rightarrow H + OH \qquad (13)$$

$$H + H \rightarrow H_2 \qquad (14)$$

BeO-является диэлектриком, и его ширина запрещённой зоны равна E_g~10eV. Если энергия образования электронно-дырочных пар в диэлектриках равна $E_{eh}=2E_g$, то под действием гамма-квантов максимальный выход неравновесных носителей зарядов в BeO равен $G(n,p)=100/2E_g \approx 5$пар/100эВ. В BeO обычно 60-70% поглощенной энергии расходуются на ионизацию, а 30÷40% на возбуждение.

Поэтому максимальный выход энергоносителей в BeO под прямым влиянием гамма-квантов будет:

$$G(\text{э.н.}) = G(\text{н.н.з.}) + G(\text{экс}) \approx 7\text{-}8 \text{ частиц/100эВ}$$

Выход водорода, обусловленный этими частицами по реакциям (11)-(14), будет $G(H_2)=1/2G(\text{э.н.}) \approx 4$ молекул/100эВ.

Образованный оксидный слой на поверхности Be характеризуется особыми структурными и физическими свойствами. Так что за образование энергоносителей ответственно не только взаимодействие гамма лучей с оксидом, но и образование δ-электронов. Поэтому, в контакте систем Be-BeO наблюдаемый выход обычно составляет $G(H_2) \approx 4$молекул/100эВ.

С повышением температуры радиационно-термических процессов в поверхностном нано оксидном слое увеличивается концентрация дефектов и увеличивается вероятность прямого взаимодействия атомов Be с водой. Поэтому после определенной температуры взаимодействие металл+вода начинает вносить свою долю в образование молекулярного водорода по реакции (1). Увеличение температуры приводит к химическому взаимодействию:

$$H + H_2O \rightarrow H_2 + OH.$$

Этот процесс приводит к увеличению выхода водорода вдвое. И так выявлено, что на образование водорода в системе Be-BeO в радиационно-термических реакциях влияет множество факторов. В Таблице 1 приведены скорости образования и радиационно-химические выхода водорода в указанной системе.

Таблица 1

Значения скоростей и радиационно-химических выходов молекулярного водорода при радиационно-термических и термических процессах разложения воды на поверхности Be

№	T,K	$W_{PT}(H_2)$ *молекул/г·с*	$W_T(H_2)$ молекул/г·с	$W_P(H_2)$ молекул/г·с	$G(H_2)$ молекул/100эВ
1.	573	$1{,}11\cdot10^{15}$	$0{,}88\cdot10^{15}$	$0{,}23\cdot10^{15}$	13,6
2.	673	$1{,}75\cdot10^{15}$	$1{,}39\cdot10^{15}$	$0{,}36\cdot10^{15}$	22,1

Как видно, выход водорода на каждые поглощенные 100эВ энергии при T=573÷673K составляет $G(H_2)\geq14\div22$ молекул 100эВ. А это означает, что надо учитывать образование высокого выхода молекулярного водорода в заметных количествах при работе реакторов с конструкционными материалами из Be.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В контакте бериллия с водой система Be-BeO, образованная в результате радиационно-гетерогенных процессов, обладает радиационно-каталитической активностью в процессе разложения воды. Эти процессы усиливают окисление металла и способствуют высокому выходу молекулярного водорода. Полученные результаты имеют ценность с точки зрения безопасности ядерных реакторов с бериллиевыми конструкционными материалами ввиду накопления взрывоопасного газа - водорода, а также создания эффективных радиационно-каталитических систем разложения воды на основе Be-BeO.

1. С.И.Сорокин, Д.А.Давыдов. *Исследование константы скорости реакции при окислении водяным паром комнатного и пористого бериллия и бериллиевого порошка, Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез,* **3-4** (2002) 102-107.
2. Д.А.Давыдов, В.А.Горохов, В.К.Капышев, С.И.Сорокин. *Исследование взаимодействия комнатного и пористого бериллия с воздухом и водяным паром с точки зрения безопасности реактора ИТЭР, Вопросы атомной науки и техники, сер. Материаловедение и новые материалы,* **52** (1995) 74-81.
3. *Окисление металлов.* Ред. Ж.Бенар. М. ИЛ, (1968) 329-345.
4. H.Yoshida, K.Ashibe, K.Ono, Enoeda. *Measurements of Be breakaway reaction between beryllium and water vapour for ITER blanket design, JAERI, June,* M-92-083 (1992) 120-128.
5. E.Loh. *Optical phonons in BeO crystals, Phys. Rev.,* **166** (1968) 673-678.
6. А.К.Пикаев. *Дозиметрия в радиационной химии, М.: Наука*, (1975) 120.
7. А.Ф.Аккерман, М.Я.Грудский, В.В.Смирнов. *Вторичное электронное излучение из твердых тел род действием гамма квантов, М. Энергоатомиздат,* (1986) 168.
8. С.С.Ерматов, Т.С.Кошеров. *Воздействие ионизирующего излучения на гетерогенные системы, М.: Наука,* (1976) 129.
9. Н.Н.Гаджиева, Ф.Н.Нурмамедова. *Радиационное окисление бериллия в воде, Журнал физической химии,* **86** №9 (2012) 1-5.
10. Н.Н.Гаджиева, Ф.Н.Нурмамедова. *Окисление и накопление молекулярного водорода в системе бериллий-вода при радиационно-термическом воздействии, Физикохимия поверхности и защита материалов,* **48** №4 (2012) 1-6.
11. H.Yoshida, K.Ashibe, K.Ono, Enoeda. *Measurements of Be Breakway Reaction between Berillium and water Vapour for ITER Blanket Design, Jpn Atomic Energy Research Institute,* JAERI-M-92-083, (1992) 120.
12. *N.N.Gadzhieva, F.N.Nurmamedova. Radiation oxidation of beryllium in water medium, Russian Journal of Physical Chemistry,* **86** №9 (2012) 1-5.
13. N.N.Gadzhieva, F.N.Nurmamedova. *Oxidation and accumulation of molecular hydrogen in the system beryllium-water under radiation-thermal exposure, Russian Journal Physical Chemistry of Surfaces and protection materials,* **48** №4 (2012) 1-6.
14. N.N.Gadzhieva, F.N.Nurmamedova, A.A.Garibov, Sh.S.Ismailov. *A microscopic investigation of the surface of radiation-thermal oxidized beryllium, J. Problems of Atomic Science and*

Technology, Series Radiation materials, **81** №5 (2012) 21-26.

15. Т.С.Кошеров. *Исследование поверхностных структур и соединений на оксиде бериллия при действии радиации,* Деп. в Казгосинти. №6379-Ка95 *от (2.X.1995) 74-75.*

16. *Т.С.Кошеров. О механизме образования поверхностных структур и соединений на оксиде бериллия при действии радиации, Вестник НАН РК,* №3 (1995) 57-61.

Be-H_2O SİSTEMİNDƏ GEDƏN RADİASİYA-HETEROGEN PROSESLƏRİ

T.N.AĞAYEV, A.A.QƏRİBOV, S.Z.MƏLİKOVA, İ.A.FƏRƏC-ZADƏ, İ.Ə.MƏMMƏDYAROVA, G.T.İMANOVA, S.M.ƏLİYEV, S.A.SƏBZƏLİYEV, G.X.VEYSOVA

Metallik berilliumun səthində suyun parçalanmasının termiki və radiasiya-termiki prosesləri zamanı molekulyar hidrogenin əmələgəlmə kinetikası tədqiq edilmişdir. Suyun parçalanmasının radioliz və termoradioliz prosesləri zamanı radiasiya proseslərinin rolu müəyyənləşdirilmişdir. Radiasiya-termiki və termiki proseslərin sürətlərinin fərqi əsasında molekulyar hidrogenin radiasiya-kimyəvi çıxımı hesablanmışdır.

RADIATION-HETEROGENEOUS PROCESSES IN THE SYSTEM OF Be+H_2O

T.N.AGAYEV, A.A.GARİBOV, S.Z.MELIKOVA, I.A.FARADZH-ZADE, I.A.MAMEDYAROVA, G.T.IMANOVA, S.M.ALIYEV, S.A.SABZALIEV, G.X.VEYSOVA

The study of the kinetics of accumulation of molecular hydrogen under thermal and radiation-thermal processes of decomposition of water on the surface of the metal beryllium was undertaken. The study discovered the contribution of radiation processes in these contacts on radiolysis and thermoradiolysis and processes of water decomposition. On the basis of the difference between the rate of radiation-thermal and thermal processes, the value of the radiation-chemical yield of molecular hydrogen was determined and calculated.

PACS 621.315.61

THERMODYNAMIC ANALYSIS OF TRI-GENERATION SYSTEM

A.HASHIMOV, ALIREZA SALIMI RIKANI

Institute of Physics of NAS Azerbaijan
AZ 1143, Baku, H. Javid ave., 131
rikani1966@outlook.com

Received: 10.09.2016
Accepted: 09.01.2017

REFERAT
The main objective of this research is the thermodynamic analysis of system tyrants. This system from four components. Gas generators, gas turbines, cycle Guelder-rose and cycle of chilling. By means of physical, chemical and mathematical researches of generation of a trimaran is the main object. The analysis shows that for convenient and high-quality work of turvin the cycle Guelder-rose is the basic. For lowering of waste of CO_2 the cycle Guelder-rose is convenient. The issued gases from tourist's wines can be reused. The analysis shows that efficiency of the first of the second law to thermodynamics approximately increases 54% and 51%. Besides it is shown that withdrawal CO_2 decreased about 1.24%. Withdrawal of CO_2 is mathematically calculated

Keywords: thermodynamics, system, gas tourist's fault, withdrawal, warmth, increases.

INTRODUCTION

The amount of available energy resources and global warming are two important concerns toward the stability of the global energy generation in the future. Therefore, the design of small-scale refrigeration systems with primary drivers such as micro-turbines, spark ignition engines and other types of internal combustion engines has given lots of attention. Using the waste heat from primary driving systems, the systems can be widely used to produce cooling in residential and commercial areas. Power plays an important role in the development of human societies and scientists believe that the way of using the energy resources greatly contributes in nations' development [1].

In 1980, Dr. Alexander Kalina introduced a cycle with a two-component working fluid (water and ammonia) which was named "the Kalina cycle" in his honor. The Kalina cycle was developed as a combined cycle to be replaced by a simple Rankine cycle with a low thermal source temperature. The most important application of the Kalina cycle is the use of low temperature heat sources such as geothermal, biomass, and so on in power and refrigeration cogeneration cycles, and heat recovery from the exhaust gases of internal combustion engines and gas turbines [1].

The main objective of this study is to use energy of biomass for power generation, heating and cooling and assess carbon dioxide emissions to the environment. Also it is aimed to reduce fossil fuel consumption, particularly due to their damaging effect on the environment.

THERMODYNAMIC ANALYSIS OF TRI-GENERATION SYSTEM

Cycle performance was investigated based on burning rate (one kilogram per second). Efficiency of the first law of the gasification process, known as cold gas efficiency, is shown below

$$\eta_{cold-gas} = \frac{LHV_{gas}}{LHV_{biomass}}, \qquad (1)$$

where LHV_{gas} and $LHV_{biomass}$ are low heating value of exhaust gas and biomass, respectively. LHV_{gas} and $LHV_{biomass}$ are calculated based on one kilogram biomass. Despite the fact that gasifier is considered adiabatic and sensible exhaust heat is not considered to measure efficiency, the output is usually less than 100%. Cold gas efficiency can have an effect on determining the amount of

chemical energy derived from biomass gasification, however neglecting the sensible heat seems to be a weakness for the cold gas efficiency.

The problem can be solved considering exergy efficiency, which takes into consideration the chemical and physical energy of the produced gas.

$$\Psi = \frac{\bar{e}_{ch,gas} + \bar{e}_{ph,gas}}{\bar{e}_{ch,biomass}}. \quad (2)$$

First Law efficiency of cycle is obtained using specific gas turbine work output and Kalina cycle turbine, compressors, pumps and low calorific value of the biomass, as follows (3)

$$\eta_I = \frac{\dot{W}_{net,GT} + \dot{W}_{net,kalina} - \dot{W}_{pump} + \dot{W}_{Heating} + \dot{Q}_{cooling}}{\dot{m}_{biomass} LHV_{biomass}}, \quad (3)$$

where

$$\dot{W}_{net,GT} = \dot{W}_{net} - \dot{W}_{AC}.$$

Waste heat is done through exhaust gas of the cycle within cooling liquid in the refrigeration cycle. Combined triple generation input exrgy ($\dot{E}_{in}$) per kilo mole biomass is given as

$$\dot{E}_{in} = e^{ch}_{biomass} + w \times e^{ch}_{water} + 4.76 \times (m + \dot{m}) \times e^{ch}_{air}. \quad (4)$$

A portion of the exergy is converted into useful work, a portion is spent on heating and refrigeration, and the rest is destroyed because of the irreversibility in the components of the cycle or released as the exhaust gas. Exergy efficiency of the CCHP cycle is defined as follows

$$\varepsilon = \frac{\dot{W}_{net,GT} + \dot{W}_{net,kalina} + \dot{E}_{heating} + \dot{E}_{cooling}}{\dot{E}_{in}}, \quad (5)$$

where $\dot{E}_{cooling}$ is given as

$$\dot{E}_{cooling} = \dot{Q}_{cooling}\left(\frac{T_0 - T_{evap}}{T_{evap}}\right). \quad (6)$$

SYSTEM MODELING SOFTWARE

In this study, system modeling was performed using algebraic equation-solving program which is known as useful software to solve thermodynamic equations. This software is developed to solve algebraic equation systems, differential equations, and equations with complex variables in addition to do optimization, linear and non-linear interpolation, plotting the resulted charts.

There are two major differences between the EES and other applications using numerical methods:

EES is able to automatically detect the equations that must be solved together and reach soon to answer.

Thermodynamic and mathematical functions contained in the software simplify fluid, thermodynamics and heat transfer calculations. The software found to have capability to read programming language including C, Pascal and Fortran as well. One of the most important ability of the software is associated with ability to provide and read parametric tables where dependent variables are calculated based on independent variables. Also the results can be shown in the table.

RESULTS AND DISCUSSION

THERMODYNAMIC ANALYSIS OF CCHP

Different components of the studied cycle (gasifier, gas turbine, Kalina cycle and absorbent-refrigeration cycle) were validated and the results are provided as below.

The constituent of the produced gas emitted from wood gasification under 20% moisture and 1073 K temperature are provided. As compared to the results reported by other authors our findings were parallel with those reported by Zainal [5]. The total amount of hydrogen and carbon monoxide, which plays an important role in calorific value, found to be 42.08% which is in consistent with the values of empirical results (38.3%). Based on the results, the value of hydrogen was more but carbon monoxide was less than that of the empirical results.

1.A.R.Ganguly, L.Sarkar. *Energy and exergy analyses of an externally fired gas turbine (EFGT) cycle integrated with biomass gasifier for distributed power generation, Energy,* (2010) 35.341–50, doi:10.1016j. energy, 2009.09.031.
2.P.Tatsidjodoung, Dabat M-H, J.Blin. *Insights into biofuel development in Burkina Faso: Potential and strategies for sustainable energy policies, Renew Sustain Energy Rev.,* (2012) 16.
3.X. Zhang, M.He, Y.Zhang. *A review of research on the Kalina cycle, Renew Sustain Energy Rev.,* (2012) 16.
4.M.R.Hyre. *Gas turbine bottoming cycles : triple-pressure steam vs. Kalina*, (1995).
5.F.Ziegler, R.Kahn, F.Summerer, G.Alefeld. *Multi-effect absorption chillers, Int. J. Refrig.,* (1993) 16.
6.G.W.Huber, S.Iborra, A.Corma. *Synthesis of transportation fuels from biomass: chemistry, catalysts, and engineering, Chem. Rev.,* 106 (2006) 4044.

TRİMARANA NƏSİLLİ SİSTEMLƏRİN TERMODİNAMİK ANALİZİ

A.HƏŞIMOV, ALİREZA SALİMİ RİKANİ

Bu tətqiqatın əsas məqsədi trimarana sistemlərinin termodinamik analizidir. Trimaran sistem əsasən dörd komponenti təşkil edir : qaz generatorları, qaz turbinləri, kalina sikli və soyutma sikilləri. Fiziki, kimyəvi və riyazi analizdən istifadə edərək trimaran sistemləri təhlil edilmişdir. Analiz göstərmişdir ki, Kalina sikli qaz turbinlərinin faydalı işləməsi üçün daha sərfəlidir. CO_2 tullantisini azaltmaq, effektivliyi isə artırmaq üçün Kalina sikli daha əlverişli və boşaldılmış qaz turbinlərində yenidən işlənilə bilər. Analiz göstərir ki, termodinamikanın birinci və ikinci qanunun effektivliyi artır və təxminən 54 % və 51% olur. Bundan başqa təsdiq olunmuşdur ki, CO_2 qazInIn atmosferə tullantısı 1.24 % azalıb. Onun tullantısı riyazi olaraq hesablanmışdır.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СИСТЕМЫ ПОКОЛЕНИЯ ТРИМАРАНА

А. ГАШИМОВ, АЛИРЕЗА САЛИМИ РИКАНИ

Основная цель исследования - термодинамический анализ системы тримараны, состоящей из четырех компонент: газовые генераторы, газовые турбины, цикл Калина и цикл охлаждения. Физическими, химическими и математическими исследованиями показано, что система тримарана является основным объектом. Анализ показывает, что для удобной и качественной работы турбин цикл Калина является основным и приводит к снижению отходов CO_2. Выпускаемые газы из турбин можно повторно использовать. Анализ показывает, что эффективность первого и второго законов термодинамики примерно увеличивается на 54% и 51%. Показано, что отход CO_2 уменьшается примерно 1.24%. Математически вычеслен отход CO_2.

UOT 538.975; 537.226.4

$FeGa_2Se_4$ -ün DİELEKTRİK İTKİSİNİN TEZLİK VƏ TEMPERATURDAN ASILILIĞI

N.N.NİFTİYEV, O.B.TAĞIYEV*, F.M.MƏMMƏDOV**

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti
AZ 1000, Bakı, Ü. Hacıbəyov, 34
*AMEA Fizika institutu**
AZ 1143, Bakı, H. Cavıd pr., 131
*AMEA Kımya Problemləri İnstitutu***
AZ 1143, Bakı, H. Cavıd pr., 129
namiq7@bk.ru

Daxil olub: 10.09.2016
Çapa verilib: 10.01.2017

Açar sözlər: dielektrik itkisi, tezlik, zona mexanizmi, sıçrayış mexanizmi, aktivləşmə enerjisi

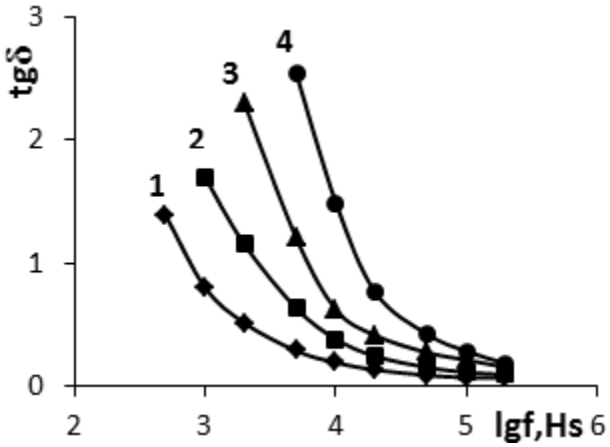
REFERAT

$FeGa_2Se_4$-ün dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlik və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi elektrik keçirici mexanizmi ilə əlaqədardır. $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün elektrik keçiriciliyi iki mexanizm ilə əlaqədar olur: zona və sıçrayış. Müxtəlif tezliklər üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmış və ΔE_1=0.22÷0,055eV; ΔE_2=0,51÷0,21eV qiymətləri tapılmışdır

Hal-hazırda d və f təbəqələri tam dolmayan elementlər daxil olan üçlü xalkogenid birləşmələr çoxkomponentli yarımkeçiricilər sinfinə aid olub, qeyri-adi fiziki xassələri və praktik tətbiqləri sayəsində intensiv tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr arasında fotoelektronikanın yeni nəsil cihazlarının funksional imkanlarını genişləndirmək üçün böyük potensiala malik olan, fiziki prosesləri az öyrənilmiş AB_2X_4 (burada A - Mn, Fe, Co, Ni; B - Ga, In; X - S, Se, Te) tipli maqnit yarımkeçiriciləri xüsusi maraq kəsb edir [1-15]. Hal-hazırda elektrik keçiriciliyin xarici maqnit sahəsində nizamlanan maddənin maqnit quruluşundan asılılığına əsaslanan yeni elmi istiqamətlərdən biri olan spintronika intensiv olaraq inkişaf edir. Bununla əlaqədar olaraq maqnit yarımkeçiricilərin axtarış aktivliyi yuksəlmişdir. Bu birləşmələrin əsasında lazerlər, işıq modulyatorları, fotodedektorlar, termorezistorlar, düzləndiricilər və s. funksional qurğular yaratmaq perspektivlidir. Bu birləşmələrə müxtəlif aşqarlar daxil etməklə onların fiziki xassələrini dəyişmək olar. Artıq $MnIn_2S_4$ və $FeIn_2S_4$ monokristallarından fotorezistor hazırlanmış və hər iki birləşmədən nanostruktur alınmışdır. $FeIn_2Se_4$ monokristalından istifadə edərək heterokeçid yaradılmışdır. Hal-hazırkı işdə qeyd edilən birləşmələr sinfinə aid $FeGa_2Se_4$-ün dielktrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. $FeGa_2Se_4$ birləşməsinin bəzi fiziki xassələri [16-21] işlərində öyrənilmişdir. $FeGa_2Se_4$ kristalı stexiometrik miqdarda yüksək təmizlikli elementlərdən (99,99) alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla analiz nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, $FeGa_2Se_4$ kristalik qəfəs parametri c=5,54Å olan kubik quruluşa malik olur[16]. Dielektrik itkisinin tangens bucağını ölçmək üçün qalınlığı ~0,5mm olan kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazirlanmış və ölçülmələr E7-20 ($25\div10^6$Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçmə gərginliyi verilmişdir.

Şəkil 1-də müxtəlif temperaturlarda itki bucağının tangensinin ($tg\delta$) dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən asılılıq qrafiki verilmişdir. Şəkildən görünür ki, tədqiq olunan temperaturlarda ($294\div359$K) tezlik artdıqca ($5\cdot10^2\div3\cdot10^5$Hs) itki bucağının tangensinin qiyməti azalır və temperatur yüksəldikdə $tg\delta$-nın qiyməti artır. Bildiyimiz kimi dielektrik itkisini təsvir etmək üçün itki bucağının tangensindən istifadə edilir. İtki bucağı tangensi ədədi qiymətcə keçirici cərəyanın yerdəyişmə cərəyanına nisbətinə bərabərdir. $tg\delta$ dielektriki mak-

roskopik xarakterizə edtməklə dəyişən elektrik sahəsində fiziki məna kəsb edir.



Şəkil 1
$FeGa_2Se_4$ kristalı üçün müxtəlif temperaturlarda tgδ~lgf aslılığı. T(K): 1-294, 2-309, 3-339, 4-354.

Dielektriklərdə itki bucağının tangensini belə ifadə etmək olar [22]

$$tg\delta = \frac{I_a}{I_r} = \frac{I}{\omega C_R R} = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0\omega}, \qquad (1)$$

burada I_a – R müqavimətinə malik naqildən keçən aktiv cərəyanın, I_r-isə C tutumlu kondensatordan keçən reaktiv cərəyanın qiymətidir. ω=2πf - tezlik, σ - elektrikkeçiriciliyi, ε-dielektrik nüfuzluğu, ε_0 - elektrik sabitidir.

$FeGa_2Se_4$ kristalında ε və σ tezlikdən asılı olaraq az dəyişdiyi üçün itki bucağının tangensinin tezliklə tərs mütənasib tgδ~1/ω asılılığı ödənilir. Aktiv keçiricilik kifayət qədər yüksək olduğu üçün qrafikdə relaksasiya maksimumu müşahidə edilmir (Şəkil 1.)

Məlumdur ki, dielektrik və yarımkeçiricinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı $\sigma \sim \exp(-\Delta E_\sigma / kT)$ və polyarizasiyanın relaksasiya müddəti $\tau \sim \exp(\Delta E_\mu / kT)$ olduğunu nəzərə alsaq tgδ~f(T) asılılığı aşağıdakı kimi təyin olunar [23]

$$tg\delta(T) \sim \left[\frac{1}{\omega}\exp(-\Delta E_\sigma / kT) + \omega\exp(\Delta E_\mu / kT)\right], \qquad (2)$$

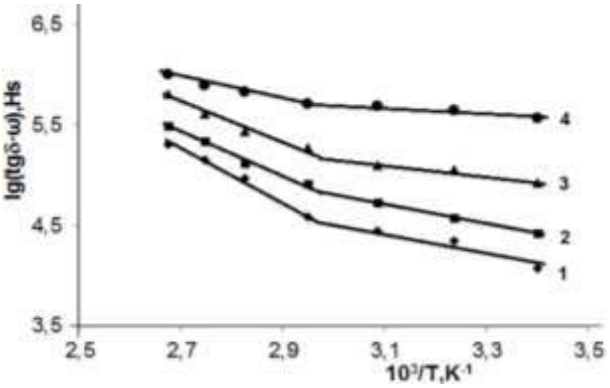
burada ΔE_σ və E_μ - uyğun olaraq elektrik keçiriciliyinin və yüyürüklüyün aktivləşmə enerjisidir. (2)-dən görünür ki, dielektrik və ya pis keçirən yarımkeçiricinin dielektrik itkisinin tangens bucağı aşağıtezlikli oblastda ω=const olduqda temperatur artdıqca arta, azala və sabit qala bilər. Yəni $\Delta E_\sigma \neq \Delta E_\mu$ olar.

Qeyd edildiyi kimi tədqiq olunan birləşmələrdə temperatur artdıqca tgδ-nin artması onu göstərir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi əsasən (2) ifadəsinin I üzvündən, yəni keçiricilik cərəyanından təyin olunur. Ona görə də (2) dən yazmaq olar

$$tg\delta(T) \sim \frac{1}{\omega}\exp(-\Delta E_\sigma / kT). \qquad (3)$$

(3)-dən görünür ki, aşağı tezlikli oblastda $(\omega\tau << 1)$ elektrik keçiriciliyinin əsas rol oynadığı dielektrik itkisi lg(tgδ·ω)~f(1/T) koordinat sistemində düz xətt asılılığı olmalıdır. Uyğun düz xəttin meyl bucağı keçiriciliyin aktivləşmə enerjisini xarakterizə etməlidir.

Şəkil 2-də $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün müxtəlif tezliklərdə lg(tgδ·ω)~f(1/T) koordinat sistemində lg($tg\delta \cdot \omega$)-nın 10^3/T-dən asılılıq qrafiki təsvir edilmişdir. Şəkildən görünür ki, asılılıq müxtəlif meyllərə malik iki düz xətdən ibarətdir.



Şəkil 2
$FeGa_2Se_4$ kristalı üçün müxtəlif tezliklərdə lg(tgδ·ω)~10^3/T aslılığı.
f (Hz): 1 - 10^4, 2 - $5\cdot10^4$, 3 - $2\cdot10^5$, 4 -10^6.

Düz xətt meyllərindən $\Delta E^{tg\delta}$ aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır. Aşağı temperaturlu oblastda $10^4 \div 10^6$Hz tezlik intervalında tezlik artdıqca aktivləşmə enerjisi 0,22eV-dan 0,055eV-a qədər azalır. Yuxarı temperaturlu oblastda isə həmin

tezlik intervalında aktivləşmə enerjisinin qiyməti 0,21÷0,51eV oblastında dəyişir. Bu qiymətlər $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün $\lg\sigma \sim 10^3/T$ asılılığından da tapılmışdır [18]. Bu onu göstərir ki, dielektrik itkisi elektrik keçirici mexanizmi ilə əlaqədardır. Hər iki oblastda aktivləşmə enerjisinin tezlikdən asılı olaraq dəyişməsi onu göstərir ki, $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün elektrik keçiriciliyi iki mexanizm ilə əlaqədar olur: zona və sıçrayış [24].

Beləliklə, $FeGa_2Se_4$ birləşməsinin dielektrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi keçiricilik cərəyanından təyin olunur. $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün elektrik keçiriciliyi iki mexanizm ilə əlaqədar olur: zona və sıçrayış. Müxtəlif tezliklər üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmış və ΔE_1=0.22÷0,055eV; ΔE_2=0,51÷0,21eV qiymətləri tapılmışdır.

1. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. *Оптическое поглощение монокристаллов $MnGa_2S_4$ в поляризованном свете, Оптика и спектроскопия*, **121** (2016) 402-404.
2. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов. *Диэлектрические свойства монокристаллов $MnGa_2S_4$ в переменном электрическом поле, ФТП,* **48** (2014) 217-219.
3. И.В.Боднарь, М.А.Новикова, С.В.Труханов. *Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $(FeIn_2S_4)_{1-x}(In_2S_3)_x$, ФТП,* **47** (2013) 580 -585.
4. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. *Оптическое поглощение в монокристаллах $MnIn_2S_4$, Оптика и спектроскопия*, **113** (2012) 73-76.
5. И.В.Боднарь. *Концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов $Mn_xFe_{1-x}In_2S_4$, ФТП,* **46** (2012) 44-47.
6. И.В.Боднарь, С.В.Труханов. *Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $Fe_xMn_{1-x}In_2S_4$, ФТП,* **45** (2011) 1464-1469.
7. В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, М.А.Осипова, И.В.*Боднарь. Обнаружение твердых растворов $(In_2S_3)_x(MnIn_2S_4)_{1-x}$ и создание фоточувствительных структур на их основе, ФТП,* **44** (2010) 48-52.
8. И.В.Боднарь, В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь. *Фоточувствительные структуры на монокристаллах $MnIn_2S_4$: создание и свойства, ФТП,* **43** (2009) 1549–1552.
9. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. *Влияние сильного электрического поля на электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$, $MnIn_2S_4$ и $MnGaInS_4$, ФТП,* **43 (**2009)1172-1174.
10. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, Ф.А.Казымова. *Электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$ на переменном токе, Письма в ЖТФ,* **35** (2009) 79-83.
11. V.Sagredo, G.Attolini, N.Musayeva. *$Mn_{1-x}Fe_xIn_2Se_4$ single crystals and their electrical properties, Materials Engineering and Technology,* **2** (2009) 29-37.
12. K.Rushchanskii, H.Haeuseler, D.Bercha. *Band structure calculations on the layered compounds $FeGa_2S$ and $NiGa_2S_4$, J. of physics and chemistry of solids,* **63** (2008) 2019-2028.
13. M.Quintero, M.Morocoima, E.Guerrero, J.Ruiz. *Temperature variation of lattice parameters and thermal expansion coefficients of the compound* $MnGa_2Se_4$, *Physica status solidi (a),* **146** (2006) 587-593.
14. C.Xiangying, Z.Zhongjie, Z.Xingta, et al. *Hydrothermal synthesis of porous $FeIn_2S_4$ microspheres and their elektrochemical properties, J. of Crystal Growth,* **277** (2005) 524-528.
15. R.Sharma, A.Rastogi, S.Kohli and et al. *Growth phasses in the formation of semiconducting manganese indium sulphide thin film and their effekt on the optical absorption, Physica B,* **351** (2004) 45-52.
16. М.Р.Аллазов, П.К.Бабаева, П.Г.Рустамов. *Исследование диаграммы состояния и некоторых физических свойств физических системы* Ga_2Se_3-FeSe, *Неорган. матер.,* **15** (1979) 1177-1180.
17. M.Pardo, J.Flahaut. *Systeme Ga_2Se_3-FeSe. Etude crystallographique de phase, Mater. Res. Bull.,* **15** (1980) 1043-1048.
18. Н.Н.Нифтиев, О.*Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов. Электрические свойства $FeGa_2Se_4$ на переменном токе, ФТП,* **48** (2014) 1469-1470.
19. Н.Н.Нифтиев. *Электрические свойства $FeGa_2Se_4$, Украйн. физ. журн.,* **48** (2003) 585-586.
20. И.В.Боднарь, и др. *Инфракрасные спектры отражения монокристаллов $FeGa_2Se_4$, Международная научно-техническая конференция, приуроченная к 50-летию МРТИ–*

БГУИР (Минск, 18–19 марта 2014 года) 12-13.
21. İ.Bodnar, S.Pauliukavets, S.Thukhanov. *Structural, mössbauer and magnetic investigations of the $FeGa_2Se_4$ single crystals, Physics, chemistry and application of nanostructures* (2015) 148-151.
22. Ю.М.Поплавко. *Физика диэлектриков, М., Высшая школа,* (1980) 400.
23. N.N.Niftiyev, O.Б.Tağıyev, A.A.Nəbiyev, Ф.M.Məmmədov, F.A.Kazımova. *$FeGa_2S_4$–ün dielektrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı, Transactıons of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physıcal-technical and Mathematical sciences, Physıcs and Astronomy,* **XXXI** №2 (2011) 78-81.
24. В.В.Брыксин. *Частотная зависимость прыжковой проводимости в рамках метода эффективной среды для трехмерных систем, ФТТ,* **22** (1980) 2441-2449.

THE DEPENDENCE OF DIELECTRIC LOSS of $FeGa_2Se_4$ ON THE FREQUENCIES AND TEMPERATURE

N.N.NIFTIYEV, O.B.TAGHIYEV, F.M.MAMMADOV

The results of study of the dielectric loss tangent of angle in $FeGa_2Se_4$ at different frequencies and temperatures have been presented. It has been found that in the studied temperature range, the dielectric losses have been due to the mechanism of conductivity. Conductivity of crystals of $FeGa_2Se_4$ has been associated with two mechanisms: band and hopping. It has been calculated activation energy at different frequencies and found the ΔE_1=0.22÷0,055eV and ΔE_2=0,51÷0,21eV.

ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В $FeGa_2Se_4$ ОТ ЧАСТОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Н.Н.НИФТИЕВ, О.Б.ТАГИЕВ, Ф.М.МАМЕДОВ

Приводятся результаты исследования тангенса угла диэлектрических потерь в $FeGa_2Se_4$ при различных частотах и температурах. Установлено, что в исследованном температурном интервале диэлектрические потери обусловлены механизмом электропроводности. Электропроводность кристаллов $FeGa_2Se_4$ связана с двумя механизмами: зонным и прыжковым. Рассчитаны энергии активации при различных частотах, и найдено значение ΔE_1=0.22÷0,055eV и ΔE_2=0,51÷0,21eV.

Редактор: д.н. по физике Ш.Гасанов

UOT 621.315.61

TULLANTI SULARIN AĞIR METALLARDAN TƏMİZLƏNMƏSİ ÜSULLARI

A.M.HƏŞİMOV, N.M.HÜSEYNƏHLİ, Ş.M.ƏHƏDZADƏ

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı, H. Cavid pr.131
shafag79@rambler.ru

Daxil olub: 10.09.2016
Çapa verilib: 26.01.2017

Açar sözlər: adsorbsiya, metallar, sorbsiya, kationlar, qarışma müddəti

REFERAT
Işdə pH kationlarının məhlullardan ayrılma faizi, kationların məhlullardan təmizlənmə göstəricisinə adsorbentin miqdarının təsiri və kationların təmizlənmə miqdarına məhlulun qarışma müddətinin təsiri təcrübi yolla təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, Pb^{+} ionlarının ayrılma faizində maksimum, Cu^{2+} ionlarında isə minimum səmərəlik müşahidə olunur, kationların məhlullardan təmizlənmə göstəricisinə adsorbentin miqdarının təsiri özünü Mn^{2+}, Pb^{2+}, Cu^{2+} metallarında daha yaxşı göstərir.

GIRIŞ

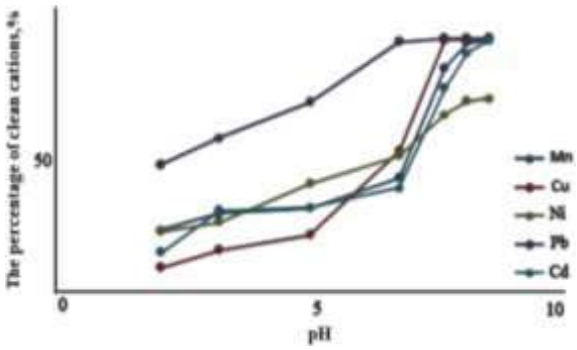
Məlumdur ki, sənayenin inkişaf etməsi, tullantı sularının təmizlənməsi sahəsində düzgün idarəetmə işlərinin aparılmaması və çirklənmiş su və digər maye tullantıları insan həyatı üçün təhlükəli problemlər yarada bilər. Sənayedə tullantı sularının təmizlənməsi məqsədilə münasib laboratoriya metodlarının layihələndirilməsi, sənaye və pilot layihələrin hazırlanması bu sahədə ən mühüm məsələlərdən biridir. Bundan əlavə maye tullantılarının təmizlənməsi böyük miqdarda suyun yenidən sənaye və kənd təsərrüfatının istifadəsinə qaytara bilər.

Tullantı sularının təmizlənməsi məqsədilə müxtəlif tipli adsorbentlərdən istifadə olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, adsorbentlərin udma qabiliyyətinin gücləndirilməsi əsas məsələlərdən biridir. Ona görə də bu sahədə aparılan sorbsiya prosesləri mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Səth adsorbasiyası bir maddənin qaz və ya maye fazasında başqa bir sərt səthin üzrinə toplaşmasını əks etdirən bir prosessdir. Sorbsiyasının iki növü mövcuddur: kimyəvi və ya fiziki sorbsiya [1].

TƏCRÜBİ HISSƏ VƏ NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKIRƏSİ

Şəkil 1-də və uyğun olaraq Cədvəl 1-də pH kationlarının məhlullardan ayrılma faizi göstərilmişdir. NaOH və HCl elementlərindən pH-ı nizama salmaq üçün istifadə olunmuşdur.



Şəkil 1
Kationların ayrılmasında pH sorbent səmərəliliyinin miqdarının təsiri. pH: 25mL Mn^{2+} məhlul, pb^{2+}, Cu^{2}, Cd^{2+} Qatılıq: hər kationa 5mg/L, həllolma müddəti 60 dəq.

Məlumdur ki, pH sorbsiya prosesinə təsir edən mühüm faktorlardan biridir[3;4].

Dəmir ionlarının pH ilə absorbsiyası, həmçinin absorbsiyaya səbəb olan ionlaşmış qruplar pH sahəsini müəyyən edir [5].

Ümumilikdə pH sahəsi iki hissəyə bölünür:

1. Absorbsiyanın kəskin artmasıma səbəb olan pH sahəsi;
2. Absorbsiyanın zəif artdığı pH sahəsi.

Qeyd etmək lazımdır ki, pH sahəsinin ən yaxşı tənzimlənməsi əyilmənin maksimum olduğ yerdə təyin olunur [6].

Bu parametrlərin kationların üzərindəki absorbsiyanın miqdarına təsirini müəyyənləşdirmək məqsədilə 9÷17pH diapazonunda təcrübələr aparılmışdır.

Cədvəl 1

Kationlarının məhlullardan ayrılma faizi

Kationların ayrılma faizi (%)					
Cu^{2+}	Pb^{2+}	Mn^{2+}	Ni^{2+}	Cd^{2+}	pH
8/60 ± 1/61	49/43 ± 4/91	23/67 ± 4/93	22/95 ± 0/45	14/59 ±2/30	**1/7**
15/37 ± 2/50	60/15 ± 0/47	30/00 ± 2/32	26/57 ± 0/83	31/25 ± 2/19	**3**
21/42 ± 3/05	74/33 ± 1/02	32/22 ± 2/67	41/93 ± 0/10	32/48 ± 3/38	**5**
54/76±2/47	98/33 ±1/42	44/11 ± 2/16	53/05 ± 5/75	40/27 ± 2/39	**7**
98/99 ± 0/81	99/83 ± 0/01	87/87 ± 2/50	69/44 ± 3/39	79/75 ± 3/31	**8**
99/31 ± 0/37	99/77 ± 0/04	97/91 ± 1/16	74/61 ± 2/88	94/01 ± 3/46	**8/5**
99/62 ± 0/35	99/78 ± 0/06	99/08 ± 1/73	75/96 ± 3/65	99/09 ± 1/01	**9**

Bu məhlullar müxtəlif pH sahəsində kadmium, nikkel, marqans, qurğuşun və mis metallarının hər bir hissəsinin 1qr absorbsiyadan və 5ml məhlul 5mg L ibarət olaraq təyin (9,8/5,8,7,5,3,1/7) olunur.

Şəkil 1-də müşahidə olunduğu kimi absorbsiya prosesi nəticəsində Mn, Cu, Ni, Pb, Cd kationlarının ayrılması turşu mühitində aparılmışdır və burada pH=7 olduqda daha çox artım müşahidə olunmuşdur. Bu o halda baş verir ki, qurğuşun ionlarının ayrılma prosesinin səmərəliliyi hətta pH turşularında belə digər metallardan çox olur və pH=7 də özünün ən yüksək həddinə çatır.

Bütünlüklə oksidləşmiş pH-larda olan absorbsiyalarda Cu ionları üçün minimum səmərəlik müşahidə olunur. Bu, mis komplekslərinin su molekulları ilə kifayət qədər sıx əlaqədə olmasından asılıdır.

Ümumiyyətlə, digər elementlərin nisbi sabitliyini aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$Mn(II) < Fe(II) < Co(II) < Ni(II) < Cu(II) > Zn(II). \quad (1)$$

Bütün bunlar o zaman olur ki, hidroksid ionları qələvi bir mühitdə bir çox metallarla kompleks halında qarşılıqlı əlaqədə olub çökə bilər.

Qeyd etmək lazımdır ki, ağır metalların ayrılmasında çöküntü ehtimalı olan əksər kimyəvi proseslərdə səthi absorbsiyanın böyük rolu vardır.

Metal ionları su məhlullarında hidrolizasiya ola bilər. Metalların səthi absorbsiyasına daxil olan bu proses

$$M^{2+} + nH_2O \leftrightarrow M(H_2O)_n^{2+},$$
$$M(H_2O)_n^{2+} \leftrightarrow [M(H_2O)_{n-1}(OH)]^+ + H^+$$

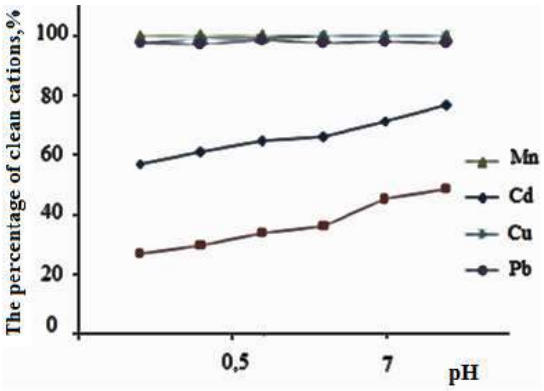
və yaxud ümumi olaraq

$$M^{2+} + nH_2O \leftrightarrow [M(H_2O)_{n-1}(OH)]^+ + H^+$$

kimi qeyd olunur.

Müxəlif metllar üzərində aparılan araşdırmalar göstərir ki, əksər növlər pH<6/0, $^+M(OH)$ və M^{2+} və pH>6/0 da $M(OH)_2$ kimi olur.

Şəkil 2-də və Cədvəl 2-də kationların məhlullardan təmizlənmə göstəricisinə adsorbentin miqdarının təsiri göstərilmişdir.



Şəkil 2

Kationların aradan qaldırılmasında absorbentlərin təsir miqdarı. Absorbent miqdarının araşdırma şəraiti: pH=8, 25mL məhlul Mn^{2+}, Pb^{2+}, Cu^{2+}, Ni^{2+}, Cd^{2+} möhkəmlik 5mg/L, kationun hər hissəsi üçün, qarışma müddəti 60dəq.

Qeyd edək ki, adsorbentin ən yaxşı sellektivliyi özünü Mn^{2+}, Pb^{2+}, Cu^{2+} metallarında daha yaxşı göstərir.

Şəkil 2-dən və Cədvəl 2-dən göründüyü kimi absorbent miqdarının artımı yüzdə 0/2qr-dan 1/2qr qədər Ni^{2+} Cd^{2+} ionları artmışdır. Absorbent miqdarının artımı səthin artmasına səbəb olur ki, bu da daha çox absorbsiya əldə etməyə imkan verir [9]. Həmçinin kationların təmizlənməsini artırmış olur [7]. Bütün bunları o zaman əldə etmək mümkündür ki, Mn^{2+}, Pb^{2+}, Cu^{2+} ionlarını tamamilə təmizləmək üçün adsorbentin minimal miqdarı

kifayət etmiş olsun və nisbi xətalar 5/50-dən az olsun.

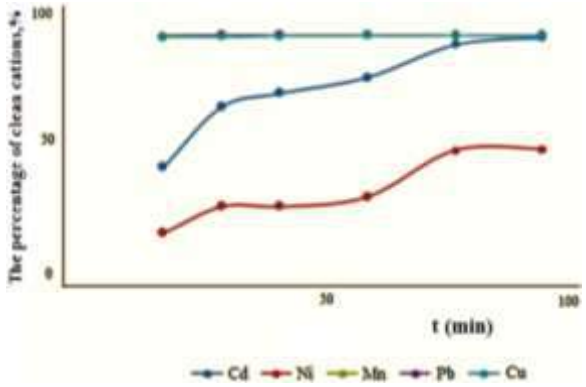
Çox güman ki, bu sellektivlik ionların fiziki-kimyəvi xüsusiyyətlərindən, o cümlədən elektroneqativ və kation ionlarının şüalanmasından asılıdır [8].

Cədvəl 2

Adsorbent miqdarının kationların məhlullardan təmizlənmə göstəricisinə təsirinin araşdırılması (n=3)

Kationların aradan qaldırılması (%)					
Cu^{2+}	Pb^{2+}	Mn^{2+}	Ni^{2+}	Cd^{2+}	Adsorbent miqdarı
97/88 ± 0/42	97/86 ± 0/82	99/75 ± 0/05	27/18 ± 4/06	56/87 ± 2/68	**0/2**
99/27 ± 0/23	99/88 ± 0/06	99/89 ± 0/00	29/85 ± 3/45	61/05 ± 0/27	**0/4**
99/11± 0/59	98/37± 1/09	99/88± 0/06	33/88± 5/02	64/72± 2/54	**0/6**
99/99 ± 0/13	97/71 ± 0/88	99/98 ± 0/01	36/27 ± 5/39	66/1± 0/71	**0/8**
99/99 ± 01/0	98/28 ± 1/07	99/97 ± 0/01	45/29 ± 0/64	71/46 ± 1/04	**1/0**
99/99 ± 0/00	97/72 ± 1/52	99/97 ± 0/02	48/67 ± 1/85	76/85 ± 2/11	**1/2**
97/88 ± 0/42	97/86 ± 0/82	99/75 ± 0/05	27/18 ± 4/06	56/87 ± 2/68	**0/2**

Şəkil 3-də və Cədvəl 3-də kationların təmizənmə miqdarına məhlulun qarışma müddətinin təsiri göstərilmişdir.



Şəkil 3

Adsorbent effektliyinə məhlulun qarışma müddətinin verdiyi təsir.

Absorbentlərdə kationların əmələ gəlməsi üçün lazım olan sürət və metalların təmizlənməsi üçün nəzərdə tutulan optimal sürətin əldə olunmasında məhlulun qarışma təsirinin öyrənilməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Bu analizdə adsorbentin məhlul ilə qarışmasında 10 dəqiqədən 75 dəqiqəyə qədər olan müddət araşdırılmışdır. Alınmış nəticələr uyğun olaraq Şəkil 3-də və Cədvəl 3-də təqdim olunmuşdur.

Mn^{2+}, Pb^{2+}, Cu^{2+} ionları reaksiya başladıqdan 10 dəqiqə sonra tamamilə təmizlənir. Ni^{2+}, Cd^{2+} ionları isə 60 dəqiqədən sonra faiz etibarı ilə maksimum dərəcədə təmizlənir və nəticədə reaksiya üçün optimal zaman 60 dəqiqə seçilir.

Cədvəl 3

Kationların təmizlənmə miqdarına məhlulun qarışma müddətinə təsiri(n=3)

Kationların aradan qaldırılması (%)					
Cu^{2+}	Pb^{2+}	Mn^{2+}	Ni^{2+}	Cd^{2+}	Adsorbent miqdarı
99/67 ± 0/28	99/74 ± 0/18	99/11 ± 0/80	22/00± 3/12	47/99 ± 0/32	**10**
99/52 ± 0/31	99/90 ± 0/07	99/87 ± 0/11	32/37 ± 3/77	71/67 ± 2/39	**20**
99/69 ± 0/20	99/80 ± 0/17	99/84 ± 0/27	32/50 ± 0/69	74/05 ± 2/40	**30**
99/89 ± 0/03	99/93 ± 0/10	99/87 ± 0/09	34/01 ± 3/15	76/22 ± 2/84	**45**
99/99 ± 08/0	99/89 ± 0/07	99/76 ± 0/37	54/64 ± 2/46	96/20 ± 0/73	**60**
99/97 ± 0/11	99/96 ± 0/12	99/92 ± 0/22	55/06 ± 1/17	98/9 ± 0/71	**75**

1.D.Feng, C.Aldrich. *Adsorption of heavy metals by biomaterials drived from the marine alga Ecklonia Maxima, Hydrometallurgy J.*, **73** (2004) 1-10.
2.R.H.Waring, G.B.Steventon, S.C.Mitchell. *Molecules of Death 2th ed. Published by Imperial College Press.*, (2007) 430.
3.X.H.Feng, L.M.Zhai, W.F.Tan, F.Liu, J.Z.He. *Adsorption and redox reactions of heavy metals on synthesized Mn oxide minerals, Environmental Pollution J.*, **147** (2007) 366–373.
4.S.H.Lin, R.S.Juang. *Removal of free and chelated Cu(II) ions from water by a nondispersive solvent extraction process, Water Research J.*, **36** (2002) 3611–3619.
5.R.A.Hites. *Elements of Environmental Chemistry*, Indiana University, John Wiley & Sons, INC., Publication, (2007) 204.
6.C.H.Mollabar. *Handbook of solvent extraction*, Krieger Publication Company, (1991).
7.M. Mohammadi, G.H.Haghnia. *Study of possibility of heavy metals in industrial waste by sand, soil and organic matter, Water and waste magazine J.*, **4** (2009) 71-81.
8.H.R.Shaterian, M.Ghashang. *Silica sulfuric acid as an efficient catalyst for the preparation of 2H-indazolo[2,1-b]phthalazine-triones, Applied Catalysis A: J.*, **345** (2008) 128-133.
9.N.M.Hüseynəhli, M.Ə.Həsənov, K.B.Qurbanov, N.M.Hüseynəhli. *Bioadsorbsiya üsulu vasitəsilə sənaye tullantı sularının ağır metallardan təmizlənməsi*, Energetikanın problemləri *J.*, **4** (2014) 37-42.

METHODS OF WASTEWATER TREATMENT OF HEAVY METALS

A.M.HASHIMOV, N.M.HOSSEINAHLI, Sh.M.AHADZADEH

The effect of the amount of adsorbent and stirring the solution at the time the process of wastewater treatment of heavy metals has been studied. Purification of heavy metals carried out in an acidic medium and found that the maximum clearance was at pH = 7.

МЕТОДЫ ОЧИСТКИ СТОЧНЫХ ВОД ОТ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ

А.М.ГАШИМОВ, Н.М.ГУСЕЙНАГЛИ, Ш.М.АХАДЗАДЕ

Изучено влияние количества адсорбента и времени перемешивания раствора на процесс очистки сточных вод от тяжелых металлов. Очистка от тяжелых металлов проведена в кислотной среде и установлено, что максимальная очистка происходит при pH=7.

УДК 539.1, 530.1

ТЕОРИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ И КОЭФФИЦИЕНТОВ ВИГНЕРА ГРУППЫ SO(2,1)

Б.А.РАДЖАБОВ

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси
НАН Азербайджана, AZ2243, г. Шамаха
balaali.rajabov@mail.ru

Получена: 06.12.2016
Принята к печати: 25.01.2017

Ключевые слова: коэффициент Вигнера, спиновые частицы, мир анти-де Слитера.

РЕФЕРАТ
В статье изучены представления группы $SO(2,1)$, имеющие важное применение в космологии, теории элементарных частиц и математической физике. Классифицированы непрерывные унитарные представления основной непрерывной и дополнительной, а также дискретной серии. Вычислены коэффициенты Вигнера этих представлений, и приведены их явные выражения через билетаральные ряды от единичного аргумента. Полученные результаты применимы для изучения спиновых частиц в мире анти-де Ситтера.

ВВЕДЕНИЕ

Представления группы $SO(2,1)$ возникают в самых разных физических и математических задачах [1], в частности, как группа движений в общей теории относительности [2], в дуальных моделях адронных реакций [3]. С другой стороны, группа $SO(2,1)$ является нормальным делителем неоднородной группы $ISO(2,1)$-группы движений псевдо-евклидового 3-мерного пространства, которая является стационарной подгруппой поверхности транзитивности, а именно, конуса группы де Ситтера $SO(3,2)$.

Группа $SU(1,1)$- группа псевдо-унитарных матриц второго порядка и $SL(2,R)$- группа вещественных унимодулярных матриц второго порядка, являются универсальными накрывающими группами группы $SO(2,1)$ и локально изоморфны ей. Представления групп $SU(1,1)$ и $SL(2,R)$ изучены в [4-5] методами интегральной геометрии и инвариантных билинейных форм. В настоящей работе мы приводим изложение теории представлений группы $SO(2,1)$ с помощью обобщенных функций и методом инвариантных билинейных форм.

НЕПРИВОДИМЫЕ УНИТАРНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Группа $SO(2,1)$ является связной компонентой единицы группы движений 3-мерного псевдо-евклидового пространства, оставляющей инвариантной квадратичную форму

$$[k,k] = k_0^2 - k_1^2 - k_2^2.$$

Она 3-х параметрическая, так же как и группа $SO(3)$ - группа вращений 3-х мерного евклидового пространства.
Введем следующую систему координат на верхней поле гиперболоида $[k,k] = 1, k_0 > 0$

$$[k,k] = (\cosh\alpha, \sinh\alpha \sin\varphi, \sinh\alpha \cos\varphi).$$

Поскольку верхняя пола гиперболоида $[k,k]=1, k_0>0$, является транзитивной поверхностью, то выбирая в качестве фиксированной точки $k=(1,0,0)$ для элементов группы $SO(2,1)$ можно получить следующее разложение

$$g=r(\varphi_1)h(\alpha)r(\varphi_2),\quad g\in SO(2,1), \tag{1}$$

где $r(\cdot)$- вращение в плоскости (k_1,k_2), $h(\alpha)$- гиперболическое вращение в плоскости (k_0,k_2).

Представления группы $SO(2,1)$ будем строить в пространстве $\mathcal{F}^\sigma$ бесконечно дифференцируемых однородных функций, определенных на верхней поле конуса с выколотой вершиной, $[k,k]=0, k_0>0$ и степени однородности σ

$$F(ak)=a^\sigma F(k),\quad a>0, \tag{2}$$

$$T(g)F(k)=F(g^{-1}k),\quad g\in SO(2,1). \tag{3}$$

Введем следующую систему координат на конусе $[k,k]=0, k_0>0$

$$k=\omega(1,\sin\varphi,\cos\varphi),\quad \omega>0,\quad 0\le\varphi<2\pi. \tag{4}$$

Тогда с помощью (2)-(4) можно установить изоморфизм между пространством $\mathcal{F}^\sigma$ и пространством бесконечно дифференцируемых функций на окружности S^1

$$F(k)=\omega^\sigma f(\varphi);\qquad f(\varphi)=F(k)|_{\omega=1}. \tag{5}$$

Для пространства бесконечно дифференцируемых функций на окружности сохраним обозначение $\mathcal{F}^\sigma$. Роль канонического разложения играет обычное Фурье-разложение

$$f(\varphi)=\sum_{m=-\infty}^{+\infty} f_m e^{im\varphi}. \tag{6}$$

Очевидно, что сужение представления (3) на подгруппу вращений на плоскости (k_1,k_2), есть аддитивная группа на окружности

$$T\big(r(\varphi_1)\big)f(\varphi)=f(\varphi-\varphi_1). \tag{7}$$

Сужение представления (3) на подгруппу гиперболических вращений в плоскости (k_0,k_2) задается следующими формулами

$$T\big(h(\alpha)\big)f(\varphi)=\omega_\alpha^\sigma f(\varphi_\alpha), \tag{8}$$

где

$$\omega_\alpha=\cosh\alpha-\sinh\alpha\cos\varphi,$$
$$\sin\varphi_\alpha=\frac{\sin\varphi}{\omega_\alpha},$$
$$\cos\varphi_\alpha=\frac{-\sinh\alpha+\cosh\alpha\cos\varphi}{\omega_\alpha}. \tag{9}$$

Неприводимые унитарные представления непрерывной основной серии получаются введением следующего скалярного произведения в пространстве $\mathcal{F}^\sigma$

$$\left(f^{(1)}, f^{(2)}\right) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \overline{f^{(1)}(\varphi)}\, f^{(2)}(\varphi)\, d\varphi \quad , \tag{10}$$

где черта над функцией обозначает комплексное сопряжение.

Очевидно, что функции $e^{im\varphi}$ образуют ортонормированный канонический базис относительно скалярного произведения (10).

Из (7)-(9) и (11) следует, что скалярное произведение (10) остается инвариантным, если степень однородности σ представляется в виде

$$\sigma = -\frac{1}{2} + i\rho, \qquad -\infty < \rho < +\infty. \tag{11}$$

Унитарность и неприводимость других серий представлений в этом пространстве изучаются с помощью построения инвариантных эрмитово-билинейных функционалов

$$\left(f^{(1)}, f^{(2)}\right) = \frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} K(\varphi_1, \varphi_2)\overline{f^{(1)}(\varphi_1)}\, f^{(2)}(\varphi_2)\, d\varphi_1 d\varphi_2 \quad , \tag{12}$$

здесь $K(\varphi_1, \varphi_2)$ - обобщенная функция над пространством $\mathcal{F}^\sigma \otimes \mathcal{F}^\sigma$.

Из условия инвариантности, а также формул (7)-(9) следует, что $K(\varphi_1, \varphi_2)$- функция существует лишь при выполнении условия $\overline{\sigma} = \sigma$ и имеет вид

$$K(\varphi_1, \varphi_2) = c[1 - \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]^{-\sigma-1}, \tag{13}$$

здесь c - произвольная постоянная.

Таким образом инвариантная эрмитово-билинейная форма в пространстве $\mathcal{F}^\sigma \otimes \mathcal{F}^\sigma$ будет иметь вид

$$\left(f^{(1)}, f^{(2)}\right) = \frac{c}{4\pi^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{\overline{f^{(1)}(\varphi_1)}\, f^{(2)}(\varphi_2)}{[1 - \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]^{\sigma+1}}\, d\varphi_1 d\varphi_2 \quad , \tag{14}$$

где σ - действительное число.

Для того, чтобы найти канонический вид формы (14) и изучить невырожденность, неприводимость представлений необходимо найти разложение Фурье для ядра этого интегрального представления. Поскольку это разложение нам понадобится и при изучении эквивалентности представлений их коэффициентов Вигнера мы рассмотрим сразу комплексные значения σ.

ФУРЬЕ-РАЗЛОЖЕНИЕ ФУНКЦИИ $(1 - \cos\psi)^\lambda$

Будем искать Фурье-разложение функции $(1 - \cos\psi)^\lambda$, где $\lambda \in \mathbb{C}$ комплексное число:

$$(1 - \cos\psi)^\lambda = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_m e^{im\psi}. \tag{15}$$

$$a_m = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} (1 - \cos\psi)^\lambda e^{im\psi}\, d\psi \quad . \tag{16}$$

Исходя из ряда Тейлора для $(1 - \cos\psi)^\lambda$

$$(1-\cos\psi)^{\lambda}=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-\lambda)_n}{n!}(\cos\psi)^n$$

и формулы Гаусса для гипергеометрической функции от единичного аргумента [6-7], для коэффициентов a_m можно получить следующее выражение

$$a_m=\frac{2^{\lambda}\Gamma(\lambda+1/2)}{\sqrt{\pi}\Gamma(m+\lambda+1)}(-\lambda)_m. \tag{17}$$

В этих формулах мы воспользовались обозначением $(-\lambda)_m$ для символа Покгаммера [7]. Таким образом разложение (17) принимает вид

$$(1-\cos\psi)^{\lambda}=\frac{2^{\lambda}\Gamma(\lambda+1/2)}{\sqrt{\pi}}\sum_{m=-\infty}^{+\infty}\frac{(-\lambda)_m}{\Gamma(m+\lambda+1)}e^{im\psi}. \tag{18}$$

Отсюда видно, что интеграл (18) сходится при $Re\lambda>-1/2$. При $Re\lambda<-1/2$ интеграл надо понимать в смысле регуляризованного значения [8].

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ И ДИСКРЕТНАЯ СЕРИИ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ

Из (18) видно, что для обеспечения регуляризации формы (14) достаточно выбрать произвольную постоянную c в виде

$$c=\frac{1}{\Gamma(-\sigma-1/2)},$$

поскольку для данной формы $\lambda=-\sigma-1$. Окончательно, для инвариантной эрмитово-билинейной формы в пространстве $\mathcal{F}^{\sigma}\otimes\mathcal{F}^{\sigma}$ имеем следующее интегральное представление

$$\left(f^{(1)},f^{(2)}\right)=\frac{1}{4\pi^2\Gamma(-\sigma-1/2)}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{\overline{f^{(1)}(\varphi_1)}f^{(2)}(\varphi_2)}{[1-\cos(\varphi_1-\varphi_2)]^{\sigma+1}}d\varphi_1 d\varphi_2, \tag{19}$$

здесь σ - вещественное число.

Исходя из формул (6) и (18) можно получить канонический вид функционала (21)

$$\left(f^{(1)},f^{(2)}\right)=\frac{2^{-\sigma-1}}{\sqrt{\pi}}\sum_{m=-\infty}^{+\infty}a_m\,\overline{f_m^{(1)}}f_m^{(2)}, \tag{20}$$

где

$$a_m=\frac{(\sigma+1)_m}{\Gamma(m-\sigma)}. \tag{21}$$

Из (23) следует, что для положительной определенности формы (20) необходимо и достаточно, чтобы выполнялось условие

$$\frac{m+\sigma+2}{m-\sigma+1}>0,$$

для всех целых m и действительных σ. Это условие выполняется лишь при -1< σ <0. Очевидно, что при нецелых σ форма (20) невырожденная. Таким образом имеет место

Теорема.
Представление (7)-(9) в пространстве $\mathcal{F}^{\sigma}$ является неприводимым унитарным представлением относительно скалярного произведения (20) для -1< σ<0. Это представление называется дополнительной серией.

Для целых значений σ форма (20)-(21), очевидно, вырождается.

1. $\sigma = 1,2,\ldots,$

Форма (20) вырождается на подпространстве $\mathcal{F}_0^{\sigma}$, где

$$\mathcal{F}_0^{\sigma} = \{a_m = 0,\ \ m = \sigma, \sigma-1, \sigma-2, \ldots, -\infty\},$$

пространство $\mathcal{F}_0^{\sigma}$ состоит из функций вида

$$f(\varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\sigma} f_m e^{im\varphi} \ = e^{i\sigma\varphi} \sum_{m=0}^{+\infty} f'_m e^{-im\varphi}$$

2. $\sigma = -1,-2,-3,\ldots,$

Форма (22) вырождается на подпространствах $\mathcal{F}_-^{\sigma}$ и $\mathcal{F}_+^{\sigma}$, где

$$\mathcal{F}_+^{\sigma} = \{a_m = 0,\ \ m = -\sigma, -\sigma+1, -\sigma+2, \ldots, +\infty\}$$
$$\mathcal{F}_-^{\sigma} = \{a_m = 0,\ \ m = \sigma, \sigma-1, \sigma-2, \ldots, -\infty\}.$$

Пространство $\mathcal{F}_+^{\sigma}$ состоит из функций вида

$$f(\varphi) = \sum_{m=-\sigma}^{+\infty} f_m e^{im\varphi} \ = e^{i\sigma\varphi} \sum_{m=0}^{+\infty} f'_m e^{im\varphi} \ .$$

Пространство $\mathcal{F}_-^{\sigma}$ состоит из функций вида

$$f(\varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\sigma} f_m e^{im\varphi} \ = e^{i\sigma\varphi} \sum_{m=0}^{+\infty} f'_m e^{-im\varphi} \ .$$

Таким образом, мы получаем неприводимые представления для неотрицательных σ в фактор-пространстве $\mathcal{F}^{\sigma}/\mathcal{F}_0^{\sigma}$, а для отрицательных σ в фактор-пространстве $\mathcal{F}^{\sigma}/(\mathcal{F}_+^{\sigma} \oplus \mathcal{F}_-^{\sigma})$, соответственно. Это – представления дискретной серии.

КОЭФФИЦИЕНТЫ ВИГНЕРА ГРУППЫ SO(2,1)

В этом разделе будем изучать инвариантные три-линейные функционалы в пространстве $\mathcal{F}^{\sigma_1} \otimes \mathcal{F}^{\sigma_2} \otimes \mathcal{F}^{\sigma_3}$. Аналогично, (12), инвариантные три-линейные формы будем искать в виде

$$\left(f^{(1)}, f^{(2)}, f^{(3)}\right) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} K^{(3)}(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3) f^{(1)}(\varphi_1) f^{(2)}(\varphi_2) f^{(3)}(\varphi_3) d\varphi_1 d\varphi_2 d\varphi_3, \tag{22}$$

здесь $K^{(3)}(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$- обобщенная функция над пространством $\mathcal{F}^{\sigma_1} \otimes \mathcal{F}^{\sigma_2} \otimes \mathcal{F}^{\sigma_3}$. Можно показать, что ядро полилинейной формы (22) с точностью до постоянной имеет следующий вид

$$K^{(3)}(\varphi_1,\varphi_2,\varphi_3)=c\frac{[1-\cos(\varphi_1-\varphi_2)]^{\beta_3}}{\Gamma(\beta_3+1/2)}\frac{[1-\cos(\varphi_2-\varphi_3)]^{\beta_1}}{\Gamma(\beta_1+1/2)}\frac{[1-\cos(\varphi_1-\varphi_2)]^{\beta_3}}{\Gamma(\beta_3+1/2)}, \quad (23)$$

здесь

$$\beta_1=\frac{\sigma_1-\sigma_2-\sigma_3-1}{2}, \quad (24.1)$$

$$\beta_2=\frac{\sigma_2-\sigma_1-\sigma_3-1}{2}, \quad (24.2)$$

$$\beta_3=\frac{\sigma_3-\sigma_2-\sigma_1-1}{2}. \quad (24.3)$$

Коэффициенты Вигнера определяются как значение функционала (22) на элементах канонического базиса

$$\begin{pmatrix}\sigma_1 & \sigma_2 & \sigma_3\\ m_1 & m_2 & m_3\end{pmatrix}=\frac{c}{(2\pi)^3}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{[1-\cos(\varphi_1-\varphi_2)]^{\beta_3}}{\Gamma(\beta_3+1/2)}\frac{[1-\cos(\varphi_2-\varphi_3)]^{\beta_1}}{\Gamma(\beta_1+1/2)}\frac{[1-\cos(\varphi_1-\varphi_2)]^{\beta_3}}{\Gamma(\beta_3+1/2)}\times e^{im_1\varphi_1}e^{im_2\varphi_2}e^{im_3\varphi_3}d\varphi_1 d\varphi_2 d\varphi_3, \quad (25)$$

где $\beta_1,\ \beta_2,\ \beta_3$ определены в (25).

Используя разложение (18) и ортонормированность экспонент можно показать, что последнее выражение отлично от нуля лишь при выполнении условия

$$m_1+m_2+m_3=0 \quad (26)$$

и после необходимых интегрирований и преобразований приводится к виду

$$\begin{pmatrix}\sigma_1 & \sigma_2 & \sigma_3\\ m_1 & m_2 & m_3\end{pmatrix}=c\frac{2^{-(\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3+3)/2}}{\pi^{3/2}}\times\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{(-\beta_1)_{n-m_1}}{\Gamma(n-m_1+\beta_3+1)}\frac{(-\beta_1)_{n+m_3}}{\Gamma(n+m_3+\beta_1+1)}\frac{(-\beta_2)_n}{\Gamma(n+\beta_2+1)}, \quad (27)$$

здесь мы учли, что

$$\beta_1+\beta_2+\beta_3=-\frac{\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3+3}{2}.$$

Формулу (30) можно привести к следующему виду

$$\begin{pmatrix}\sigma_1 & \sigma_2 & \sigma_3\\ m_1 & m_2 & m_3\end{pmatrix}=\frac{c}{\sqrt{2^{\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3+3}\pi}}\frac{(-\beta_3)_{-m_1}(-\beta_1)_{m_3}}{\Gamma(\beta_2+1)\Gamma(-m_1+\beta_3+1)\Gamma(m_3+\beta_1+1)}\times\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{(-\beta_3-m_1)_n(-\beta_1+m_3)_n(-\beta_2)_n}{(-m_1+\beta_3+1)_n(m_3+\beta_1+1)_n(\beta_2+1)_n}$$

Последнее выражение с точностью до постоянной совпадает с билетаральным рядом [6]

$$ {}_3H_3\left[\begin{matrix} -\beta_3, & -\beta_1, & -\beta_2; \\ \beta_3+1, & \beta_1+1, & \beta_2+1; \end{matrix} 1\right] = \frac{\Gamma(\beta_1+1)\Gamma(\beta_2+1)\Gamma(\beta_3+1)\Gamma(\beta_1+\beta_2+\beta_3+1)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2+1)\Gamma(\beta_1+\beta_3+1)\Gamma(\beta_2+\beta_3+1)}. \quad (28) $$

Выражение для ${}_3H_3$-функции значительно упрощается в случае $m_1 = m_2 = m_3$=0. Для этого случая с помощью [6] имеем

$$ {}_3H_3\left[\begin{matrix} -\beta_3, & -\beta_1, & -\beta_2; \\ \beta_3+1, & \beta_1+1, & \beta_2+1; \end{matrix} 1\right] = \frac{\Gamma(\beta_1+1)\Gamma(\beta_2+1)\Gamma(\beta_3+1)\Gamma(\beta_1+\beta_2+\beta_3+1)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2+1)\Gamma(\beta_1+\beta_3+1)\Gamma(\beta_2+\beta_3+1)}. \quad (29) $$

Произвольную постоянную с определим таким образом, чтобы удовлетворялось следующее условие

$$ \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & \sigma_3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 1. \quad (30) $$

Тогда из (31)-(33) для постоянной c получим

$$ c = \sqrt{2^{\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3+3}\pi}\,\frac{\Gamma(\beta_1+\beta_2+1)\Gamma(\beta_1+\beta_3+1)\Gamma(\beta_2+\beta_3+1)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2+\beta_3+1)} $$

Окончательно, для коэффициентов Вигнера с учетом (27) получаем следующее выражение

$$ \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & \sigma_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{m_1}\delta_{m_1+m_2+m_3,0}}{\Gamma(\beta_2+1)\Gamma(-m_1+\beta_3+1)\Gamma(m_3+\beta_1+1)}\frac{\Gamma(\beta_1+\beta_2+\beta_3+1)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2+1)\Gamma(\beta_1+\beta_3+1)\Gamma(\beta_2+\beta_3+1)} \times \frac{(-\beta_1)_{m_3}}{(1+\beta_3)_{m_1}}{}_3H_3 $$
$$ \left[\begin{matrix} -\beta_3-m_1, & -\beta_1+m_3, & -\beta_2; \\ -m_1+\beta_3+1, & m_3+\beta_1+1, & \beta_2+1; \end{matrix} 1\right], \quad (31) $$

здесь, β_1, β_2, β_3 определяются из (27.1)-(27.3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очень интересно сравнение полученных для группы $SO(2,1)$ результатов с теорией представлений собственной группы Лоренца $SO(3,1)$ [9-10]. Как видно из анализа в пункте 4, представления группы $SO(2,1)$, несмотря на уменьшение размерности, имеют более сложную и богатую структуру. С другой стороны, в отличие от группы Лоренца коэффициенты Вигнера выражаются не в виде гипергеометрического ряда, а в виде билетерального ряда от единичного аргумента.

С учетом того, что $SO(2,1)$ является нормальным делителем стационарной подгруппы 3-мерного конуса, который является поверхностью транзитивности группы де Ситтера $SO(3,2)$, полученные результаты будут играть существенную роль при изучении спиновых частиц в мире анти-де Ситтера.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность участникам семинара ШАО за обсуждение полученных результатов.

1. A.D.Alhaidari. *Graded extensions of $SO(2,1)$ Lie algebra and the search for exact solutions of Dirac equation by point canonical transformations, arXiv:* math-ph/0112004,(2002) 14.
2. Gaetano Vilasi and Patrizia Vitale. *On the $SO(2,1)$ symmetry in General Relativity,* arXiv: gr-qc/0202018v.1, (2002) 10.
3. Й.А.Вердиев. *Группа $SO(2,1)$ и дуальность, Ядерная физика*, **20** (1974) 819-826.
4. И.М.Гельфанд, М.И.Граев, Н.Я.Виленкин. *Интегральная геометрия и связанные с ней вопросы теории представлений, М: ФМ*, (1962) 656.

5. Н.Я.Виленкин. *Специальные функции и теория представлений групп, М: Наука*, (1965) 588.
6. L.J.Slater. *Generalized hypergeometric functions – Cambridge*, (1966) 273.
7. Г.Бейтмен, А.Эрдейи. *Высщие трансцендентные функции, М: Наука*, **1** (1973) 294.
8. И.М.Гельфанд, Г.Е.Шилов. *Обобщенные функции и действия над ними (Обобщенные функции, выпуск 1, изд. 2-е), М: Физматлит*, (1959) 471.
9. И.М.Гельфанд, Р.А.Минлос, З.Я.Шапиро. *Представления группы вращений и группы Лоренца, М: Физматгиз,* (1958) 368.
10. М.А.Наймарк. *Линейные представления группы Лоренца, М.: ФМ*, (1958) 376.

SO(2,1) QRUPUNUN TƏSVİRLƏRİ VƏ VİQNER ƏMSALLARI

B.Ə.RƏCƏBOV

Məqalə SO(2,1) qrupunun təsvirlərinin öyrənilməsinə və Viqner əmsallarının hesablanmasına həsr olunmuşdur. SO(2,1) qrupu kosmologiya, elementar zərrəciklər fizikası və riyazı fizikada geniş tətbiq olunur. SO(2,1) qrupunun unitar gətirilməyən təsvirlərinin əsas, əlavə və diskret seriyaları öyrənilmişdir. Bu qrupun Viqner əmsallarının biletral sıralar vasitəsi ilə aşkar ifadəsi tapılmışdır.Alınmş nəticələrin anti-de Sitter fəzasında spinli elementar zərrəciklərin öyrənilməsi üçün tətbiq olunması nəzərdə tutulur.

THEORY OF REPRESENTATIONS AND WIGNER COEFFICIENTS OF GROUP SO(2.1)

B.A.RAJABOV

The representations of SO (2,1), which has important applications in cosmology, elementary particle theory and mathematical physics, have been examined. Continuous unitary representations of the principal continuous, supplementary and more, as well as discrete series have been obtained. Wigner coefficients of these representations and their explicit expressions by the biletaral series have been given. The results could be used in study the spin of the particles in the world anti-de Sitter space.

Редактор: проф. Ш.Нагиев

УДК 534.338

ИЗМЕНЕНИЕ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ЗВЕЗДЫ MWC 361

Н.З.ИСМАИЛОВ, С.А.АЛЫШОВ, Ш.К.ИСМАИЛОВА

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана
AZ 5626, Шамаха, пос.Ю.Мамедалиева,
ismailovn@yahoo.com

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

РЕФЕРАТ
Приведены результаты спектральных исследований спектрально-двойной звезды типа Be Хербига MWC 361. Наблюдаемые фазы орбитального периода соответствуют минимуму кривой лучевых скоростей системы. Эмиссионный спектр водорода Hα и Hβ показывает минимальное состояние излучения. В спектре звезды впервые нами обнаружены линии межзвездного происхождения DIB λλ 5780, 5797ÅÅ. Ослабление интенсивностей излучения в эмиссионных линиях водорода объясняется тем, что в наблюдаемое время компоненты были максимально удалены друг от друга и при этом возмущающее влияние со стороны первичного компонента слабое.

Ключевые слова: звезды типа Ae/Be Хербига, эмиссионный спектр, переменность, MWC 361.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящее время одним из важных вопросов в исследовании звезд типа Ae/Be Хербига является структура околозвездного диска и природа ее взаимодействия с центральной звездой. С целью исследования этого вопроса нами выполняется наблюдательная программа по этой группе молодых звезд. В настоящей работе приведены результаты исследований спектра одной из спектрально-двойных молодых звезд MWC 361 (HD200775). Это одна из ярчайших звезд типа Be Хербига и известна как спектрально-двойная с орбитальным периодом около 1345 дней [1]. Данные разных авторов по решению кривой лучевых скоростей системы значительно отличаются друг от друга, что делает необходимым уточнение кривой лучевых скоростей отдельных компонент системы ([1-6]). Спектральные наблюдения были выполнены в фокусе Кассегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана. Применялся эшелле-спектрометр, работающий на базе спектрографа UAGS [7,8]. В качестве светоприемника использовалась ПЗС матрица с 530x580 элементами. Наблюдения программных звезд были выполнены в диапазоне λλ4700÷6700ÅÅ. Спектральное разрешение составляет R=14000. Уровень сигнала к шуму в области линии Hα в среднем составлял S/N=80÷100, а в области линии Hβ S/N=10÷20. За май-сентябрь 2016г. получено 15 пар эшелле-спектрограмм звезды. Метод наблюдений и обработки материала более подробно излагается в работе [8].

Ошибка в измерении интенсивности из-за проведения континуума в зависимости от уровня S/N составляла 0.5÷1% в области линии Hα и до 2÷4% в области линии Hβ. Предельное значение эквивалентной ширины, которую можно измерить с разбросом 3σ составляет 0.03Å. Средняя ошибка измерений лучевых скоростей по отдельным линиям в спектрах звезд-стандартов, не превышает ±1.5÷2.5 км/с.

Наши наблюдения выполнены за июнь-сентябрь 2015 г. и соответствуют фазам 0±0.3 по кривым лучевых скоростей, приведенным разными авторами (Таблица1), в верхней строке приведены ссылки на работы авторов, по которым получены элементы орбиты системы, во второй строке приведены фазы, вычисленные нами по элементам, приведенным разными авторами, а в третьей строке среднее значение этих фаз.

Таблица 1

Фазы наших наблюдений, вычисленные нами по эфемеридам, приведенным разными авторами.

Автор	[20-1]	[21-2]	[22-3]	[25-6]	[24-5]	[23-4]
Интервал	0.988-0.057	0.255-0.335	0.832-0.900	0.734-0.799	0.829-0.897	0.798-0.865
Средняя	0.026	0.299	0.870	0.769	0.866	0.835

Были измерены спектральные параметры линий Hα, Hβ, HeI λ5876Å, D1,D2 NaI, SiII λλ6347, 6371ÅÅ, [OI]λλ 6300, 6363ÅÅ. Впервые в спектре звезды нами были обнаружены диффузные межзвездные полосы (DIBs) λλ 5780 и 5797ÅÅ.

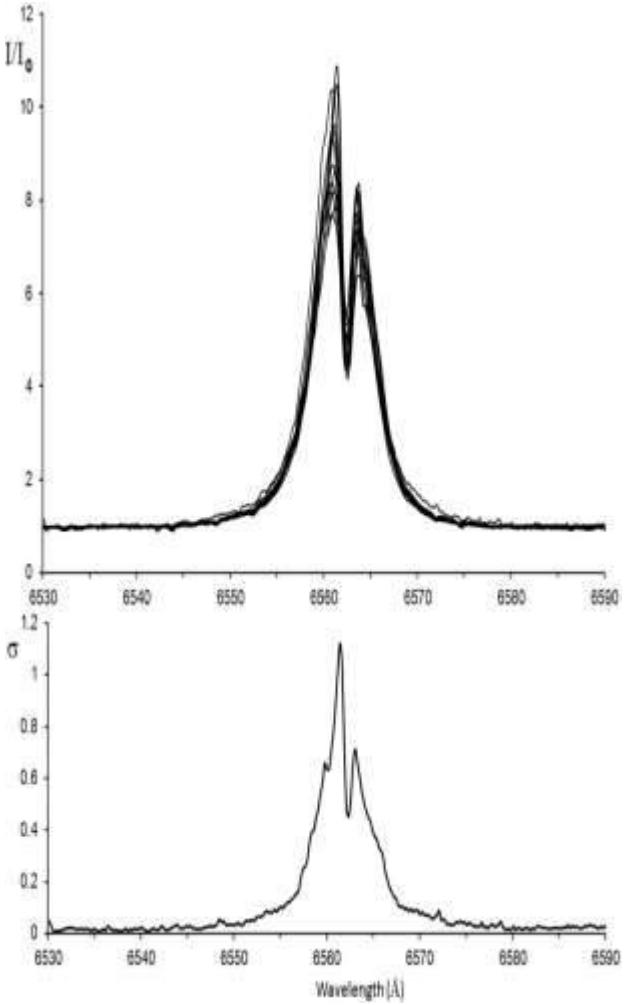


Рис.1

Профили линии Hα за разные ночи наблюдений наложены друг на друга (верхняя панель). На нижней панели приводится величина σ среднеквадратичное отклонение от среднего остаточной интенсивности.

На Рис.1 в верхней панели приведены наложенные друг на друга профили эмиссионной линии Hα, полученные в разные ночи наблюдений. В нижней панели на Рис.1 приводится величина среднеквадратичного отклонения от среднего относительной интенсивности для этих профилей в зависимости от длины волны. Как видно из этого рисунка, изменение интенсивности происходит, в основном, на вершине компонентов, у синего на 33%, у красного на 26%. Аналогичная структура и ее изменение наблюдена также и в линии Hβ.

На Рис.2 приведены диаграммы изменений лучевых скоростей (слева) и эквивалентных ширин (справа) отдельных компонент эмиссии Hα. На левой панели обозначения соответствуют: Vr1, Vr2 смещение отдельных эмиссионных пиков, Vra смещение абсорбции между пиками, и Vr1/2 смещение линии на уровне половины интенсивности. Среднее значение этих параметров по нашим наблюдениям получены -68, 50, -2 и -25км/с, соответственно. Как видно из Рис.2, лучевые скорости отдельных компонент линии показали флуктуации, доходящие до 20км/с. Средняя лучевая скорость на уровне половины интенсивности соответствует 20км/с. Согласно данным [1], такая скорость получается в фазе 0.0 по кривой лучевых скоростей, построенной по линии Hα и по фотосферным линям. По данным же [3], такое смещение должно происходить около фазы 0.90.

На правой панели Рис.2 обозначения соответствуют: W1 эквивалентная ширина синего эмиссионного компонента линии Hα, W2 красного компонента, W полной эквивалентной ширины. Среднее значение полной эквивалентной ширины линии Hα по нашим наблюдениям имеет значение около 65Å. Как показано в работе Погодина и др. [1], эквивалентные ширины линии Hα за весь орбитальный период плавно меняются в пределах

50÷120Å и достигают минимума при JD 2451500 (при фазе 0.75). Следовательно, мы наблюдаем относительно спокойное состояние излучения в линии Hα. Кроме того, по нашим наблюдениям видно, что существует волнообразное изменение эквивалентных ширин эмиссии Hα с характерным временем около 35÷40 дней.

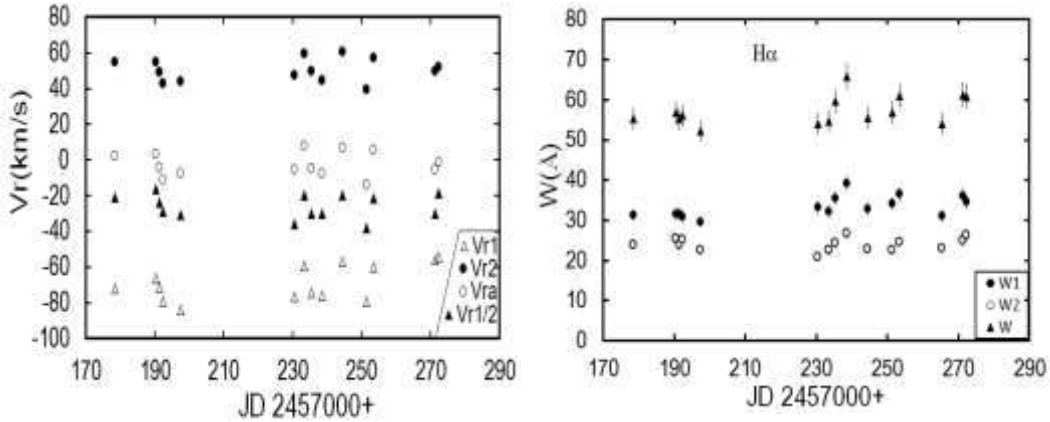


Рис.2

Изменение лучевых скоростей (левая панель) и эквивалентных ширин (правая панель) отдельных компонент эмиссионной линии Hα. Обозначения соответствуют: Vr1, Vr2 смещение отдельных пиков, Vra смещение абсорбции между компонентами, и Vr1/2 смещение линии на уровне половины интенсивности, эквивалентные ширины синего и красного компонентов W1 и W2 и W полная эквивалентная ширина эмиссии Hα.

На Рис. 3 приведены разные участки спектра звезды. Третий сверху участок содержит эмиссионных линий Si II λ6347, 6371 ÅÅ, [OI] 6363Å. На второй панели приведен спектральный участок, содержащий запрещенную линию [OI] λ 6300Å. Как видно, линии Si II λ6347, 6371ÅÅ имеют два пика и по структуре напоминают профиль линии Hα. Судя по Рис.3, красное крыло линий Si II, возможно, имеет более сложную структуру. Интересно, что в работе [1] приведены профили линий иона Si II λλ 4128, 4131ÅÅ, которые в отличие от наших данных имеют чисто абсорбционный профиль.

Между указанными линиями Si II λλ 6347 и 6371ÅÅ в слабом виде наблюдается линия [OI] λ 6363Å. Эта линия достаточно уверенно выделяется от шума. Определение эквивалентных ширин для слабых линий весьма чувствительно к проведению уровня континуума, поэтому эквивалентные ширины этой линии определялись с относительно более высокой погрешностью (до 20÷30%). Лучевые скорости линии определены по смещению эмиссионного пика. Линия [OI] λ6300Å показывает диффузную эмиссию, и никакая структура в этой линии не выделяется (второй участок сверху на Рис.3).

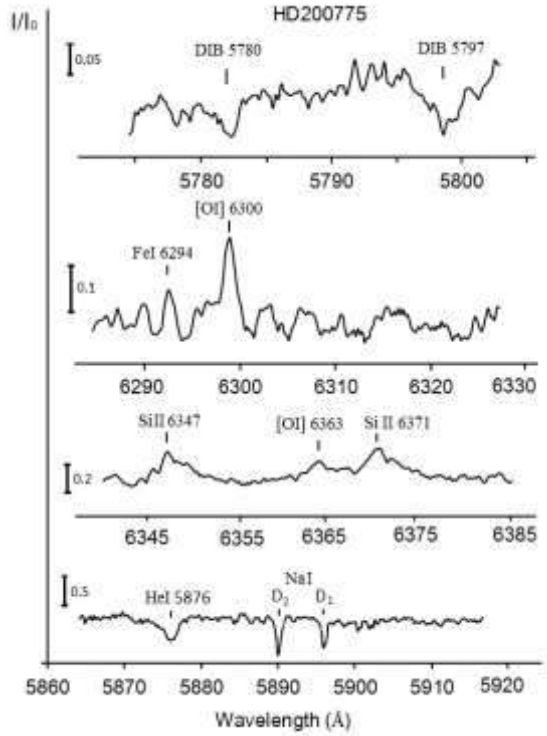


Рис.3

Разные участки спектра звезды.

На Рис. 4 приведена временная зависимость лучевых скоростей (левая панель) и эквивалентных ширин (правая панель) эмиссионной линии Si II λ 6371Å. Как видно из Рис.3, параметры линии меняются от ночи к ночи. После JD 2457230 наблюдается увеличение эквивалентных ширин и смещение значений лучевых скоростей в красную часть спектра. Незначительное уменьшение эквивалентных ширин в это же время наблюдается и в полном значении эквивалентной ширины линии Hα (Рис.2).

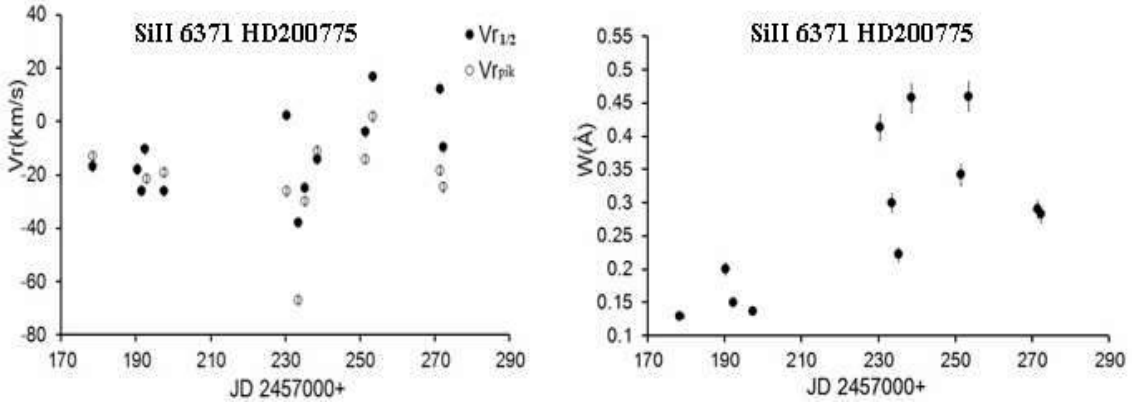


Рис.4

Временная зависимость лучевых скоростей (левая панель) и эквивалентных ширин (правая панель) эмиссионной линии Si II λ 6371 ÅÅ. Открытые кружки на левой панели соответствуют смещению интенсивного пика, темные кружки, смещению центра линии на уровне половины интенсивности.

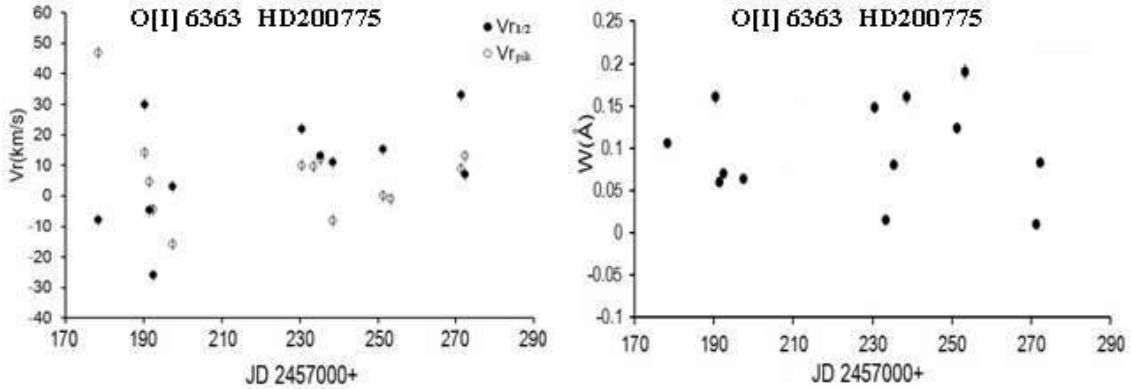


Рис.5

То же, что на Рис.3 для линии [OI] λ 6363Å.

Как видно из этого рисунка, лучевые скорости в спокойном состоянии излучения имеют среднее значение около -10км/с, но после даты JD 2457230 преобладает смещение Vr в красную часть спектра. После указанной даты средняя скорость составляет +10км/с. Эквивалентные ширины показывают значительный разброс, хотя среднее значение по всем наблюдениям значительно не меняется. Значение эквивалентной ширины этой линии хорошо согласуется с данными [9].

Профиль линии HeI λ5876Å является чисто абсорбционным и ничем не отличается от прежних профилей, полученных в наших наблюдениях [2]. Как отмечено в [2],

профиль линии показывает изменение крутизны и ширины красного или синего крыла. В представленных здесь наших спектрограммах наблюдается расширение у синих крыльев линии. По-видимому, такое изменение связано с орбитальным движением компонент в двойной системе. Это говорит о том, что вторичный компонент системы также дает определенный вклад излучения в линию гелия. Это подтверждает вывод, полученный Бисяриной и др. [3], что вторая компонента системы также является B-звездой.

На Рис.6 приведен график, показывающий изменение со временем лучевых скоростей и эквивалентных ширин в линии He I λ5876Å. Среднее значение лучевых скоростей по этой линии 7км/с, при эквивалентной ширине 0.7Å. Как видно, наблюдается небольшой разброс значений как в Vr, так и в W_λ.

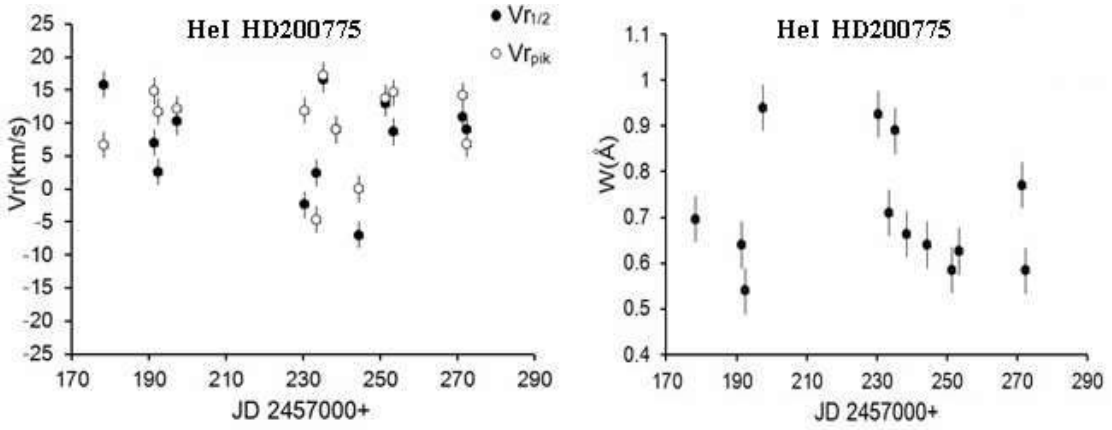


Рис.6

То же, что на Рис.3 для линии HeI λ5876 Å.

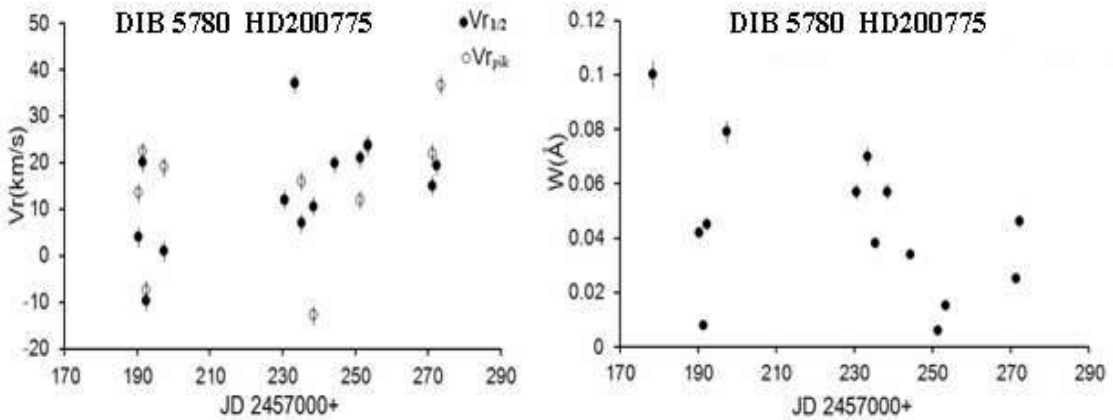


Рис.7

То же, что на Рис.3 для полос DIB λ 5780, 5797ÅÅ

В спектре звезды наблюдаются узкие линии D1, D2 Na I околозвездного происхождения со средним смещением -12±2.0км/с в синюю часть спектра. Среднее значение эквивалентных ширин линий D1, D2 Na I нами получены 0.29±0.03 и 0.27±0.04, соответственно.

В спектре звезды нами впервые были наблюдены линии межзвездного происхождения DIB λ 5780, 5797ÅÅ (Рис.3). Первая из этих полос в отдельные даты наблюдений

весьма ослабляется и едва не выделяется от шума. Вторая полоса наблюдается более уверенно. Среднее значение параметров этих линий таковы: лучевые скорости 13±18, 5±22км/с, и эквивалентные ширины 0.044±0.03Å и 0.035±0.015Å, соответственно. Причина таких изменений в DIB линиях не совсем ясна. Возможно, мы наблюдаем изменение в физических условиях в околозвездной среде.

На Рис.7 показан график изменения со временем лучевых скоростей и эквивалентных ширин полос DIB λ 5780, 5797ÅÅ. Как видно, наблюдаемый характер изменений такой же, как у линий Si II и [OI]. Это свидетельствует о том, что часть этих линий может иметь околозвездное происхождение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, наши спектральные наблюдения спектрально-двойной системы типа Ae/Be Хербига MWC361 интересны тем, что они были получены в момент минимума кривой лучевых скоростей. По данным разных авторов долгота периастра системы ω=200÷250°[3]. При такой ориентации орбиты минимум кривой лучевых скоростей указывает прохождения звезды около апоастра. Второй компонент системы при этом находится достаточно далеко от спутника. Мы предполагаем, что основной причиной плавного изменения эквивалентных ширин линий Hα и Hβ является возмущение, которое возникает при приближении компонент системы около периастра. Значения эквивалентных ширин линий водорода минимальные, что подтверждает наше предположение. Кроме того, нами впервые наблюдено изменение эмиссии в линии водорода с характерным временем 35÷40 дней. На фоне 3.6–летного орбитального периода такие изменения не могут быть связаны с орбитальным движением отдельных компонент системы. Мы полагаем, что такого рода переменность может быть связана с физической активностью отдельных компонент.

Наблюдения показали, что после JD 2457230 произошли значительные изменения в околозвездной структуре звезды. Стало наблюдаться смещение некоторых эмиссионных линий SiII λλ6347, 6371ÅÅ, [OI] λλ6300, 6363ÅÅ, и абсорбционных полос DIB λλ5780, 5797ÅÅ в красную часть спектра, а также были увеличены в этот момент их эквивалентные ширины. Наши результаты показали, что существует быстрая переменность как эмиссионного, так и абсорбционного спектра звезды с характерным временем в несколько дней. Это может быть показателем неравномерной аккреции вещества на внешние части околозвездного диска. Слабое изменение как в запрещенных линиях кислорода, так в полосах межзвездного происхождения DIB λλ5780, 5797ÅÅ свидетельствует об изменении со временем физических условий в самых внешних частях околозвездной структуры.

1. M.A.Pogodin, A.S.Miroshnichenko, A.E.Tarasov, et al. *A new phase of activity of the Herbig Be star HD 200775 in 2001: Evidence for binarity. Astron.Astrophys., 417 (2004) 715-723.*
2. *N.Z.Ismailov. The Herbig Ae/Be Star HD 200775 as a Spectroscopic Binary Astron. Report., 47 (2003) 206-213.*
3. *А.П.Бисярина, А.М.Соболев, С.Ю.Горда, С.Ю.Парфенов. Оптический спектральный мониторинг двойной звезды Be Хербига HD 200775: новый максимум активности и уточнение периода двойной системы, Астрофиз. Бюлл.,* **70** (2015) 316-327.
4. E.Alecian, C.Catala, G.A.Wade et al. *Characterization of the magnetic field of the Herbig Be star HD200775 MNRAS,* **385** (2008) 391-403.
5. J.D.Monnier, J.-P.Berger, R.Millan-Gabet et al. *Few Skewed Disks Found in First Closure-Phase Survey of Herbig Ae/Be Stars Ap. J.,* **647** (2006) 444-463.
6. M.Benisty, K.Perraut, D.Mourard et al. *Enhanced Hα activity at periastron in the young*

and massive spectroscopic binary HD 200775 A&A., **555** (2013A) 113.
7. N.Z. Ismailov, *G.R.Bahaddinova, O.V.Kalilov, Kh.M.Mikailov. Spectral variability of IL cephei, Astrophys.Bull.*, **68 (**2013) 196-207.
8. Kh.M.Mikailov, V.M.Khalilov, I.A.Alekberov. *Tsirk. ShAO,* **109** (2005) 21-29.
9. J.Hernandez, N.Calvet, C.Bricen, L.Hartmann, P.Berlind, *Spectral Analysis and Classification of Herbig Ae/Be Stars, AJ.*, **127** (2004) 1682-1701.

MWC 361 ULDUZUNUN ŞÜALANMA SPEKTRİNDƏ DƏYİŞMƏLƏR

N.Z.İSMAYİLOV, S.A.ALIŞOV, Ş.K.İSMAYİLOVA

İşdə Be Herbiq tipli spektral-qoşa MWC 361 ulduzunun spectral tədqiqinin nəticələri verilir. Müşahidə olunan orbital periodun fazaları sistemin şüa sürəti əyrisində minimuma uyğun gəlir. Hidrogenin Hα və Hβ xətlərində şüalanmasının aşağı səviyyədə olduğu göstərilmişdir. İlk dəfə ulduzun spektrində DIB λλ 5780, 5797 ÅÅ zolaqları müşahidə edilmişdir.Hidrogen xətlərinin şüalanma intensivliyinin zəifləməsi onunla izah olunur ki, müşahidə vaxtı komponentlər bir-birindən maksimal uzaqdan keçir və bu zaman birinci komponentin həyəcanlandırıcı təsiri zəifləmiş olur.

VARIATIONS IN THE EMISSION SPECTRUM OF MWC 361

N.Z.ISMAILOV, S.A.ALISHOV, Sh.K.ISMAILOVA

Results of spectral researches of spectral-binary Be Herbig type star MWC361 have been presented. Observed orbital period phases corresponded to the minim of the radial velocity curve of the system. Emission hydrogen lines Hα and Hβ have been shown the low condition of radiation. First time in the spectrum we have discovered diffuse interstellar bands DIB λλ 5780, 5797ÅÅ. The weakening of the radiation intensities in the hydrogen emission lines due to the fact that in the observed time components have been moved off on the maximal distance each from other while perturbing influence of the primary component has been weak.

Редактор: к. ф.-м. н. Б.Рустамов

УДК 524.358

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ HD 206267

Д.Н.РУСТАМОВ, А.Ф.АБДУЛКЕРИМОВА

Шамахинская астрофизическая обсерватория им.Н.Туси НАН Азербайджана
AZ 5624, г. Шамаха, пос.Ю.Мамедалиева,
janmamed@yahoo.com

Получена: 14.12.2016
Принята к печати: 26.01.2017

РЕФЕРАТ. Приводятся результаты спектральных исследований спектрально-двойной звезды HD 206267. Построена кривая лучевых скоростей. Выявлено изменение в противофазе лучевых скоростей и эквивалентных ширин линии H_α, независимость эквивалентных ширин линии H_β от фазы орбитального периода. Выявлена асимметрия профилей линий H_α и H_β и изменение этих асимметрий с течением времени. Обнаружена переменность ширины линий H_α и H_β на различных уровнях остаточной интенсивности.

Ключевые слова: рентгеновский источник Cep X-4, тесные двойные системы, линия H_α и H_β

ВВЕДЕНИЕ

Спектральная двойная звезда HD206267 (HR 8281, O6.5V+O9V, V = 5.6) является одной из звезд нашей программы исследования массивных тесных двойных систем (МТДС), находящихся на различных стадиях эволюции. Согласно современным представлениям [1], эволюция МТДС происходит по следующему сценарию

$$O_1 + O_2 \rightarrow WR_1 + O_2 \rightarrow C + O_2 \rightarrow C + WR_2 \rightarrow C + C\,.$$

В начальной стадии система состоит из двух O звезд (O_1+O_2). При дальнейшей эволюции более массивная компонента этой системы (предположим O_1) заполняет свою полость Роша и истечением через внутреннюю точку Лагранжа интенсивно теряет массу. В результате сильной потери массы, звезда O_1 превращается в звезду типа Вольфа-Райе (WR), образуется система WR+O. Через некоторое время звезда WR в этой системе взрывается как сверхновая, и образуется O звезда с компактной компонентой (C+O_2). В зависимости от начальной массы компактный объект может быть нейтронной звездой или черной дырой. При последующей эволюции звезда O_2 в двойной системе C+O_2, интенсивно теряя массу через внутреннюю точку Лагранжа, становится звездой типа WR, и образуется двойная система C+WR_2. Спустя некоторое время звезда WR_2 взрывается как сверхновая, и в зависимости от характера взрыва может образоваться двойной (C+C) или одиночный компактный объект.

Становятся ясным, что O_1+O_2 двойные системы являются потенциальными прародителями WR+O систем. Нами были выполнены несколько работ по спектральным и фотометрическим исследованиям МТДС, находящихся на стадии C+WR_2 [2,3]. В данной работе приводятся результаты спектральных исследований спектрально-двойной ТДС системы HD206267, находящейся на стадии (O_1+O_2). Звезда HD206267 обладает некоторыми интересными особенностями. Одной из этих особенностей является то, что эта система является членом кратной звездной системы типа трапеции - Trap 857 [4]. Системы типа трапеции весьма похожи на рассеянные скопления и отличаются от них лишь тем, что число членов в трапеции мало. Отметим, что трапеция Trap 857 является членом молодого (возраст ~3 миллиона лет) рассеянного звездного скопле-

ния Trumpler 37. Это скопление, в свою очередь, входит в ассоциацию Cep OB2.

Звезда HD206267 является ярким компонентом A (V=5.6) трапеции Trap 857, и в научной литературе эта звезда часто обозначается как HD 206267A. Остальные три компоненты этой трапеции более слабые: B (V = 13.6, спектральный класс неизвестен), C (V=8.1, BIV), D (V=8.0, B2IV). Компоненты B, C и D находятся на расстояниях 1″.6, 11″.7 и 19″.9 от компоненты A, соответственно. Компонента A известна как спектрально-двойная и, в целом, классифицируется как O6.5 V. Согласно результатам спектральных исследований, в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах компонента A состоит из трех звезд: A_1 (O5V), A_2 (более ранняя чем B1 или O9) и A_3 (O7V или O8V) [5]. Звезды A_1 и A_2 образуют спектрально- двойную систему с 3.709784 дневным периодом. Однако гравитационная связь третьей звезды A_3 со звездами A_1 и A_2 пока окончательно не установлена [5].

В связи с обнаружением рентгеновского излучения Cep X-4 (GS 2138+56) из окрестности этой звезды в 1972 г. [6] интерес к этой звезде сильно возрос. Звезда HD 206267 находилась на расстоянии всего на 5′ вне "окна ошибки". Спектральный тип этой звезды и ее двойственность позволяют рассмотреть ее как источник рентгеновского излучения. Спектральные исследования этой звезды были проведены в работах [7-9]. Основной целью этих работ были поиск признаков в пользу отождествления этой звезды с рентгеновским источником Cep X-4, например, поиск возможных сильных эмиссионных линий как признака интенсивной потери массы.

Однако в этих работах в области длин волн λλ3750-6680ÅÅ никаких эмиссионных линий не было обнаружено. Также не найдены признаки быстрого переноса массы или других эффектов, которые могли бы дать рентгеновское излучение. Спектр звезды HD 206267, охватывающий спектральную область λλ3650÷4950ÅÅ, исследован всесторонне в работе [9]. Автор [9] полагает, что вокруг главной компоненты присутствует протяженная оболочка с неравномерной плотностью. Согласно [9], лучевая скорость главного компонента изменяется в пределах ±80км/с.

Другой отличительной особенностью этой звезды является ее высокий темп потери массы. Согласно [10], звезда HD 206267 отличается большой скоростью звездного ветра. Для O звезд раннего подтипа скорости ветра заключены в пределах от ~1000 до 3000км/с [10]. В частности, для O6-7 звезд скорости ветра заключены в пределах от 1425 до 2420км/с. Однако для звезды HD 206267 скорость ветра определена равной 3225км/с, т.е. терминальная скорость ветра является максимальной среди 181 исследованных O звезд [10].

Отметим, что к настоящему времени не найдено убедительных признаков в пользу отождествления звезды HD 206267 с рентгеновским источником Cep X-4, и этот вопрос на сегодняшний день остается открытым.

Спектральные наблюдения звезды HD 206267 в красной области спектра почти не проведены. Было получено только несколько спектрограмм для выяснения присутствия эмиссии в линии H_α. Результаты были отрицательными, эмиссия в линии H_α не обнаружена. Основной целью данной работы является исследование характера переменности спектральных линий, выявление возможных эмиссий.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Спектральные наблюдения звезды HD 206267 были проведены в 2011-2014гг. в кассегреновском фокусе 2-м телескопа ("Zeiss-2000") Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАН Азербайджана. Спектрограммы были получены и обработаны с использованием пакетов программ DECH20 и DECH20T, разработанных в Специальной Астрофизической Обсерватории (САО) Российской Академии Наук [11]. Было получено 50 эшелле-спектрограмм звезды HD 206267. Время экспозиции составляло 15 минут для всех эшелле-спектрограмм. При наблюдениях использовался эшелле-спектрометр с ПЗС матрицей (530x580 пикселов). Линейный размер матрицы 9.5×13.9mm (в пиксе-

лях 18×24μm^2), а дисперсия в рассматриваемой нами спектральном диапазоне 10.5Å/mm. Спектральный диапазон λλ4000÷7000ÅÅ, спектральное разрешение R=13600, отношение сигнала к шуму S/N~100. Аппаратура наблюдений подробно описана в [12]. Было получено по две эшелле-спектрограммы в каждую ночь. С помощью усреднения двух эшелле-спектрограмм, полученных одна за другой в течение каждой ночи, были удалены следы космических лучей. Помимо спектров исследуемой звезды были получены спектр дневного излучения, спектры плоского поля и спектры сравнения. Нахождение трех теллурических линий (λ6547.693Å, λ6548.622Å, λ6552.627Å) в первом порядке позволило определить лучевую скорость линии H_α с высокой точностью, так как эта линия также находится в первом порядке. Были отождествлены следующие спектральные линии: H_α, H_β, HeII 5411, HeI 5875, NaI (5889,953Å и 5895,923Å).

Целью данной работы является исследование переменности спектральных линий, определение параметров (эквивалентных ширин и лучевых скоростей) этих линий, построение кривой лучевой скорости. Лучевые скорости линий H_β, HeII 5411, HeI 5875 и H_α определены стандартной методикой, а лабораторные длины волн этих линий принимались равными, λ4861.337Å, λ5411.52Å и λ5875.618Å и λ6562.816Å, соответственно.

Среднеквадратичные ошибки для позиционных измерений 3км/с, для эквивалентных ширин 10%.

Результаты измерения эквивалентных ширин и лучевой скорости, отождествляемых спектральных линий, приведены в Таблице1. В первом и втором столбцах приведены юлианские даты наблюдения (середина экспозиции) и фазы орбитального периода P=3^d.709784, а в остальных столбцах определенные нами параметры (эквивалентная ширина и лучевая скорость) различных спектральных линий. При вычислении фазы начальной эпохи принималось значение JD_0 = 2441818.64, как в работе [8].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

ПЕРЕМЕННОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Отметим, что наблюдаемый спектр звезды HD 206267 достаточно хорошо соответствует спектрам ранних O звезд, находящихся вблизи главной последовательности. Переменность спектральных линий в спектре звезды HD 206167 впервые была исследована в работе [8]. Авторы работы [8] обнаружили слабую эмиссию в линии NIIIλ4634-4641Å, которая обнаруживается во всех фазах периода, и слабую эмиссию в красном крыле линии HeII λ4686Å, когда главная звезда удаляется, т.е. при фазах 0.95÷0.20 орбитального P=3.709784 дневного периода (T_0=2441818.64). Эти эмиссии могут образоваться в оболочке, окружающей главную компоненту.

Одной из задач данной работы было исследование спектральной переменности спектральных линий. С этой целью построены профили линий, полученные в различные ночи, и выявлена переменность этих профилей. Выявлено, что профили линий H_α, полученные в разные ночи, отличаются друг от друга. Профиль этой линии довольно сложный. В некоторых случаях наблюдаются узкие абсорбционные компоненты в ядре этой линии. Присутствие этих линий в спектре данной звезды, скорее всего, обусловлено наличием оболочки вокруг главной компоненты. Крылья линий H_α и H_β являются асимметричными.

С целью выяснения характера переменности профилей линии было получено 10 эшелле-спектрограмм в течение двух ночей (21/22.07.2011 и 03/04.09.2011, по 5 эшелле-спектрограмм в каждую ночь) исследуемой звезды при фазе орбитального периода от 0.002 до 0.173. Исследование спектральной переменности линий H_α и H_β по этим эшелле-спектрограммам были представлены в работе [13].

Таблица 1.

Определенные нами лучевые скорости и эквивалентные ширины линий по эшелле-спектрограммам звезды HD 206267.

JD24500 00+..	ϕ	H_α		H_β		HeI 5875.618		HeII 5411.52	
		V_r км/с	W_λ Å	V_r км/с	W_λ Å	V_r км/с	W_λ Å	V_r км/с	W_λ Å
5745.388	0.06	-66.12	2.00	-42.99	1.55	10.71	0.76	-62.58	0.59
5749.379	0.14	-42.15	2.29	-13.42	1.57	12.34	0.72	-14.96	0.64
5757.342	0.28	19.63	1.80	59.96	1.28	30.66	0.73	58.44	0.71
5762.360	0.63	-65.99	2.26	-49.62	1.71	3.89	0.62	-26.59	0.58
5764.319	0.16	-49.31	1.95	-21.56	1.45	4.60	0.65	7.98	0.59
5764.340	0.17	-41.47	2.09	-34.16	1.50	2.52	0.70	5.85	0.68
5764.366	0.17	-46.85	1.94	-23.53	1.31	5.42	0.64	20.50	0.71
5768.409	0.26	9.89	1.76	22.91	1.43	24.48	0.60	55.09	0.69
5769.416	0.54	-29.11	2.30	10.82	1.29	18.42	0.61	48.68	0.68
5771.341	0.06	-62.53	2.22	-42.99	1.31	14.27	0.58	-61.97	0.53
5771.364	0.06	-65.39	1.99	-50.49	1.21	5.10	0.61	-52.42	0.54
5807.228	0.73	-95.02	2.07	-88.28	1.26	-1.77	0.56	-90.64	0.56
5807.251	0.74	-97.23	2.10	-74.90	1.15	-8.48	0.67	-93.05	0.61
5807.262	0.74	-91.72	2.21	-75.67	1.29	-7.94	0.62	-76.10	0.54
6850.318	0.90	-116.48	1.76	-113.86	1.39	5.88	0.67	-80.29	0.77
6855.154	0.21	-10.04	1.85	16.44	1.60	22.06	0.64	67.31	0.75
6874.157	0.33	54.64	1.87	65.01	1.61	30.01	0.69	78.13	0.88
6874.179	0.33	51.26	1.80	69.08	1.41	30.75	0.67	74.66	0.86
6874.201	0.34	58.18	1.88	58.92	1.50	25.22	0.69	75.49	0.84
6875.167	0.60	-70.95	2.42	42.35	1.6	10.31	0.83	-59.09	0.72
6876.185	0.87	-121.93	1.96	-128.66	1.42	-8.94	0.72	-82.43	0.62
6877.165	0.14	-28.76	2.25	-27.16	1.68	10.44	0.62	-17.65	0.63
6878.192	0.41	51.36	1.86	55.43	1.53	23.63	0.69	82.37	0.80
6891.130	0.90	-109.09	1.95	-102.64	1.29	15.46	0.90	-75.41	0.71
6892.152	0.18	-43.32	2.16	18.11	1.50	25.23	0.85	25.57	0.72
6893.162	0.45	29.75	2.10	64.07	1.64	29.85	0.90	70.37	0.83

Как сообщено в работе [13], в течение первой ночи (21/22.07.2011) нами обнаружено появление дискретных абсорбционных компонент (ДАК) в ядре линии H_α, в фиолетовом крыле этой линии выявлена слабая эмиссия. Однако при 03/04.09.2011 линии ДАК не обнаружены.

АСИММЕТРИЯ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ H_α И H_β

Исследовали асимметрию линий H_α и H_β по пяти эшелле-спектрограммам, полученным в первую ночь (21/22.07.2011). Причиной выбора этой ночи является факт обнаружения ДАК в ядре линии H_α в течение этой ночи. Для нас было интересным возможное отражение этого факта в профилях линий H_α и H_β. С целью исследования асимметрии линий H_α и H_β построены биссектрисы этих линий. Биссектрисы были построены соединением средних точек ширины линий на разных уровнях остаточной интенсивности (0.80, 0.85, 0.90 и 0.95). На Рис.1 и Рис.2 показаны построенные нами биссектрисы линий H_α и H_β. Как видно из этих рисунков для линий H_α и H_β наблюдается противоположная асимметрия, т.е. когда линия H_α асимметрична с фиолетовой стороны, то линия H_β асимметрична с красной стороны и наоборот. Асимметрия обеих линий, в основном, наблюдается при значениях остаточной интенсивности больше 0.90 (крылья линий).

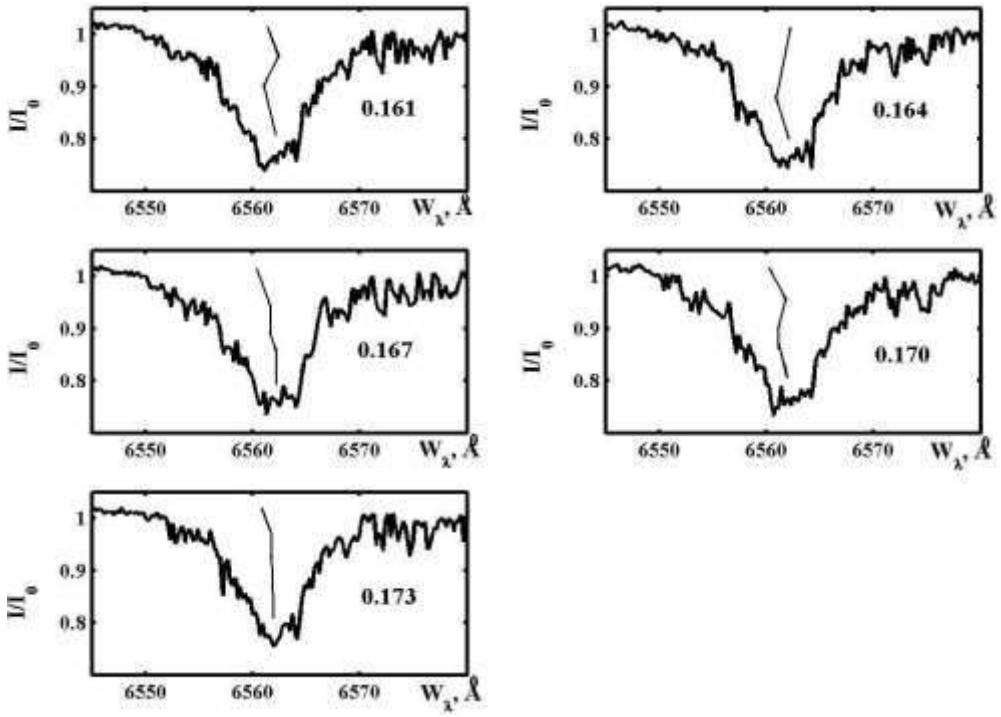


Рис.1

Биссектрисы линии Hα. Для каждого профиля указаны соответствующие фазы орбитального P=3.709784 дневного периода.

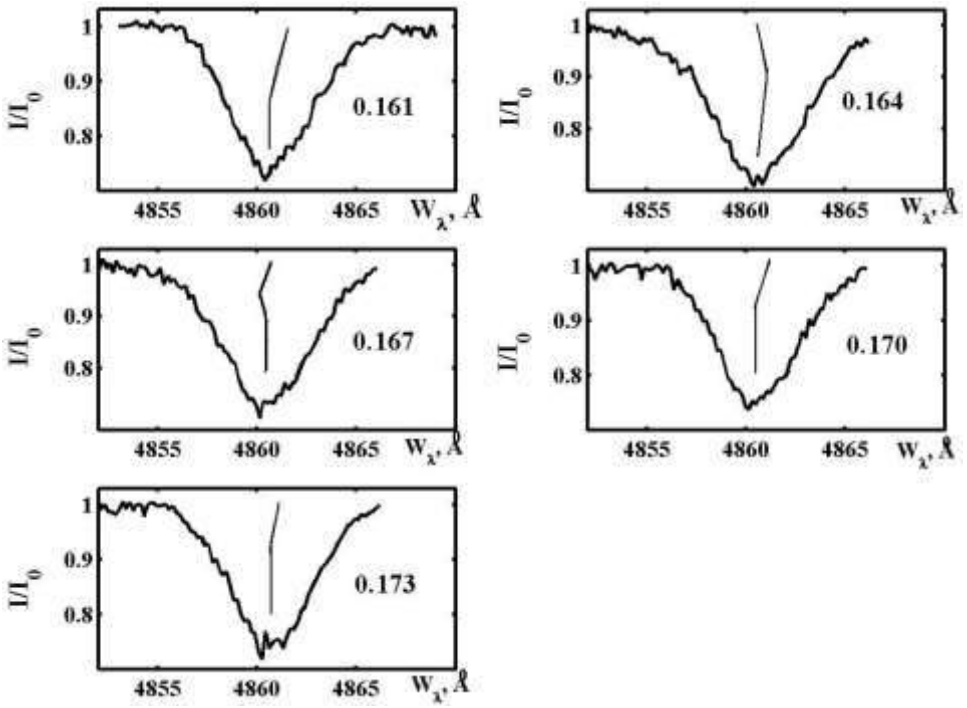


Рис.2

Биссектрисы линии Hβ. Для каждого профиля указаны соответствующие фазы орбитального P=3.709784 дневного периода.

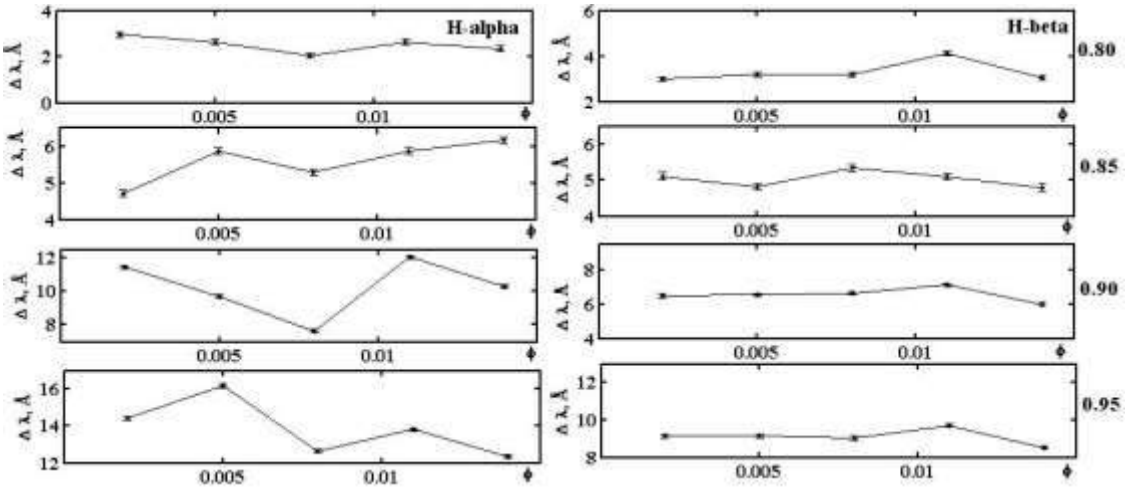


Рис.3

Изменение ширины линий H_α и H_β на разных уровнях остаточной интенсивности (0.80, 0.85, 0.90 и 0.95) в зависимости от фазы 3.709784 дневного орбитального периода, когда в ядре линии H_α не наблюдаются дискретные абсорбционные компоненты.

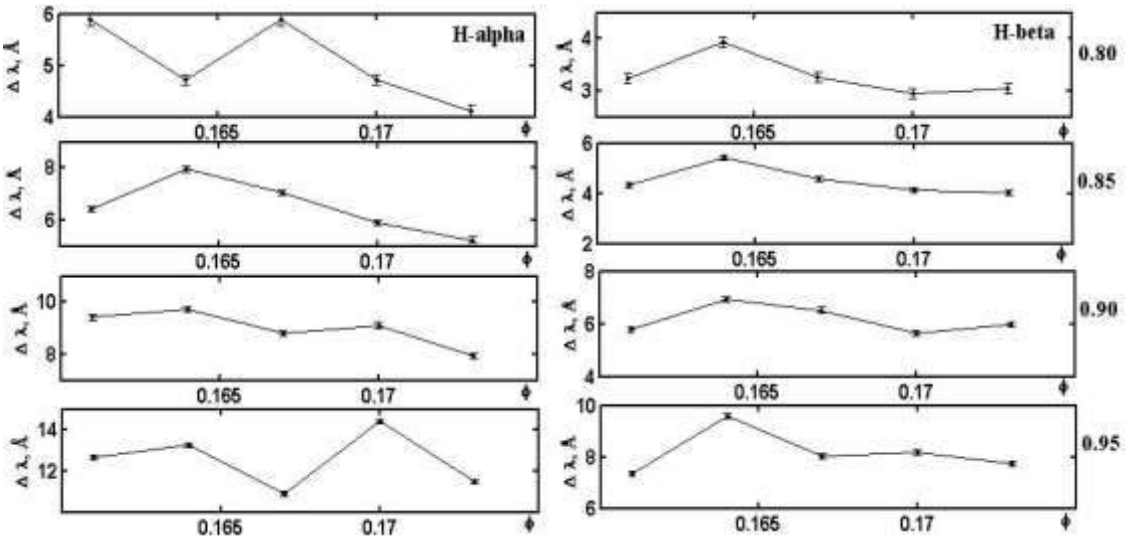


Рис.4

Изменение ширины линий H_α и H_β на разных уровнях остаточной интенсивности (0.80, 0.85, 0.90 и 0.95) в зависимости от фазы 3.709784 орбитального периода, когда в ядре линии H_α наблюдаются дискретные абсорбционные компоненты.

Ниже значения остаточной интенсивности от 0.90 (ядро линий) профили обеих линий примерно симметричны.

Построена зависимость ширины линии на различных уровнях остаточной интенсивности от фазы P=3.709784 дневного орбитального периода для двух ночей (21/22.07.2011 и 03/04.09.2011). Как отмечено выше, в течение каждой ночи получено по пять эшелле-спектрограмм, в первую ночь нами обнаружены линии ДАК в ядре линии H_α, а во вторую ночь этих линии не выявлено. Рис.3 относится к случаю, когда в ядре линии H_α не обнаружено дискретных абсорбционных компонент (03/04.09.2011), Рис.4 - к случаю, в котором в ядре линии H_α выявлены дискретные абсорбционные компоненты (21/22.07.2011). Из сравнения этих рисунков можно заключить:

1. В тех случаях, когда не наблюдается ДАК (Рис.3), ширины H_β почти не изменяются со временем, однако ширины линий H_α подвергаются значительным изменениям, изменения ширины линий H_α и H_β не взаимосвязаны.
2. В тех случаях, когда наблюдается ДАК (Рис.4), обнаруживается значительная переменность обеих линий (H_α и H_β), ширины обеих линий меняются почти синхронно (если не учитывать уровень остаточной интенсивности 0.80).
3. В обоих случаях (Рис.3 и Рис.4) наибольшие изменения ширины линий H_α и H_β наблюдаются на уровнях остаточной интенсивности 0.90 и 0.95, т.е. на крыльях линий.

КРИВЫЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Используя измеренные лучевые скорости (Таблица 1), построены кривые лучевых скоростей по линиям H_α, H_β, HeI 5875.618, HeII 5411.52, т.е. зависимость лучевых скоростей этих линий от фазы 3.709784 дневного орбитального периода (Рис.5). Начальной эпохой считали JD_0=2441818.64, как в работе [8]. На Рис.6 показаны зависимости эквивалентных ширин линий H_α, H_β, HeI 5875.618, HeII 5411.52 от фазы 3.709784 дневного орбитального периода. Согласно [9] лучевая скорость главной компоненты изменяется в пределах ±80км/с по водородным и HeII линиям. Из Рис.5 видно, что лучевая скорость главной компоненты изменяется приблизительно от +80км/с до -110км/с по линиям H_α, H_β, от +60км/с до -100км/с по линии HeII 5411.52 и от +30км/с до -10км/с по линии HeI 5875.618. Следовательно, амплитуда изменения лучевых скоростей главной компоненты не очень сильно отличается по линиям H_α, H_β, HeII 5411.52, однако по линии HeI 5875.618 получается значительно меньшая амплитуда. Этот наблюдательный факт может быть связан с тем, что различные линии формируются в разных областях оболочки окружающей главную звезду. Из сравнения Рис.5 и Рис.6 можно заключить: лучевая скорость и эквивалентная ширина линии H_α изменяются в противофазе, эквивалентная ширина линий H_β и HeI 5875.618 не зависит от фазы орбитального периода, лучевая скорость и эквивалентная ширина линии HeII 5411.52 меняются синхронно.

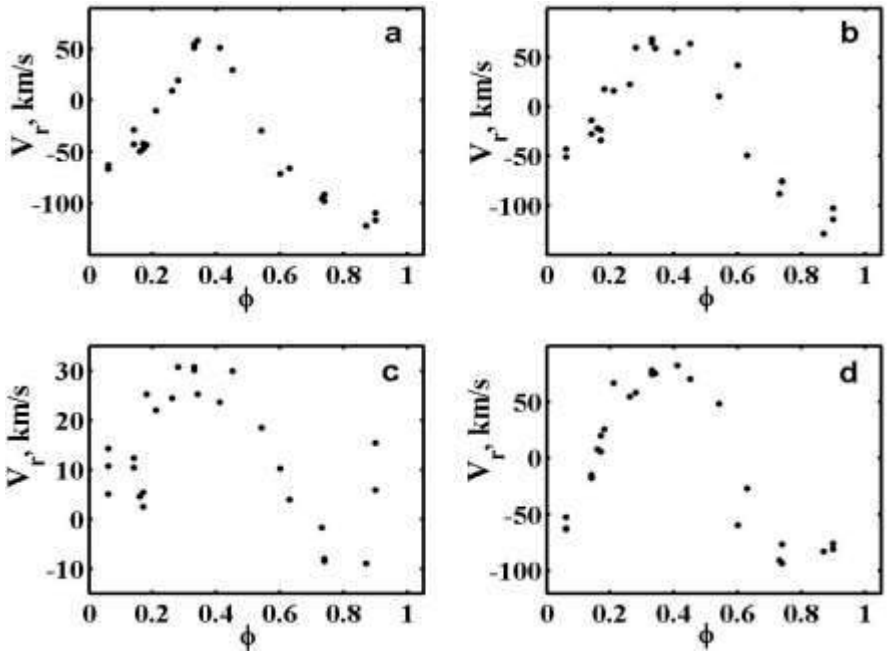


Рис.5
Кривые лучевых скоростей, построенные по линиям H_α (a), H_β (в), HeI 5875.618 (c), HeII 5411.52 (d).

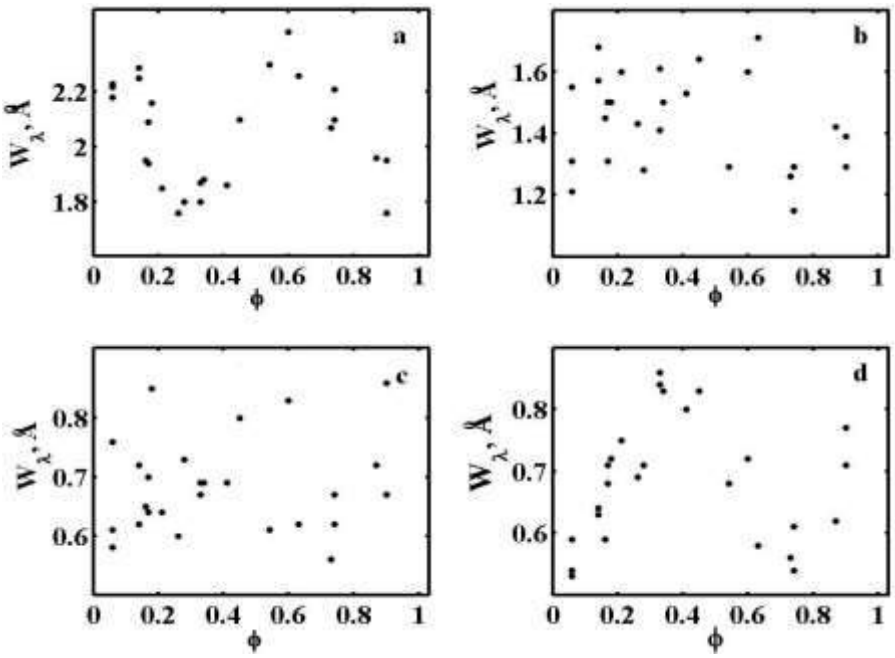


Рис.6

Зависимость эквивалентных ширин линий H_α (a), H_β (в), HeI 5875.618 (c), HeII 5411.52 (d) от фазы орбитального P=3.709784 дневного периода.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Сильные ядра линий H_α и H_β, слабая эмиссия в красном крыле линии HeII 4686, эмиссия в фиолетовом крыле линии H_α могут являться проявлением присутствия иррегулярных уплотнений в оболочке, окружающей главную звезду.

В спектре исследуемой звезды, в рассматриваемой нами спектральной области, сильных эмиссионных линий не обнаружено, т.е. не выявлено признаков сильной потери массы. Однако впервые выявлена неизменяющая со временем слабая эмиссионная компонента в фиолетовом крыле линии H_α [13].

По нашим исследованиям звезды HD 206267 не обнаружены те спектральные особенности, согласно которым эту звезду можно отождествить с источником рентгеновского излучения. Отметим, что согласно наблюдениям "Einstein" звезда HD 206267 проявляет признаки источника рентгеновского излучения [14]. Однако обнаруженная интенсивность рентгеновского излучения для этой звезды ($4.1\cdot10^{32}$ эрг/с) характерна для O звезд, и нельзя рассматривать эту звезду как оптический кандидат рентгеновского источника Cep X-4.

Из наших спектральных исследований спектрально-двойной звезды HD206267 впервые были получены следующие результаты:

1. Обнаружена стабильная слабая эмиссия в фиолетовом крыле линии H_α [13].
2. Выявлены линии ДАК в ядре линии H_α. Отметим, что линии ДАК, как обычно, наблюдаются в УФ спектрах горячих звезд. Только у нескольких звезд линии ДАК обнаружены в линии H_α. Линии ДАК в ядре линии H_α в спектре звезды HD 206267 обнаружена нами впервые [13].
3. По нашим исследованиям не найден спектральный признак (например сильная эмиссия), согласно которому эту звезду можно отождествить с источником рентгеновского излучения Cep X-4.
4. Выявлена асимметрия линий H_α и H_β, и изменение этих асимметрий с течением времени (примерно одного часа).

Отметим, что для линий H_α и H_β обнаружена противоположная асимметрия, т.е. когда линия H_α асимметрична с фиолетовой стороны, линия H_β асимметрична с красной стороны и наоборот.

5. В тех случаях, когда не наблюдается ДАК, ширины H_β почти не изменяются со временем, однако ширины линий H_α подвергаются значительным изменениям, изменение ширины линий H_α и H_β не взаимосвязаны.
6. В тех случаях, когда наблюдается ДАК, обнаруживается значительная переменность обеих линий (H_α и H_β), ширины обеих линий меняются почти синхронно (если не учитывать уровень остаточной интенсивности 0.80).
7. В обоих случаях (когда линии ДАК наблюдаются или нет) наибольшие изменения ширины линий H_α и H_β наблюдаются на уровнях остаточной интенсивности 0.90 и 0.95, т.е. на крыльях линий
8. Лучевая скорость главной компоненты изменяется приблизительно от +80км/с до -110км/с по линиям H_α, H_β, от +60км/с до -100км/с по линии HeII 5411.52 и от +30км/с до -10км/с по линии HeI 5875.618. Амплитуда изменений лучевых скоростей главной компоненты не очень сильно отличается по линиям H_α, H_β, HeII 5411.52, однако по линии HeI 5875.618 получается значительно меньшая амплитуда. Этот наблюдательный факт можно интерпретировать формированием различных линий в разных областях оболочки, окружающей главную звезду.
9. Лучевая скорость и эквивалентная ширина линии H_α изменяются в противофазе, эквивалентная ширина линий H_β и HeI 5875.618 не зависит от фазы орбитального периода, лучевая скорость и эквивалентная ширина линии HeII 5411.52 меняются синхронно.

Отметим, что фотометрические наблюдения этой звезды к настоящему времени не проведены. Проведение этих наблюдений является крайне необходимым для уточнения значений параметров орбит этой двойной системы.

1. А.Г.Масевич, А.В.Тутуков. *Эволюция звезд, теория и наблюдения. М. Наука,* (1988) 224.
2. Д.Н.Рустамов, А.М.Черепащук. *Спектральные и фотометрические исследования звезд типа Вольфа-Райе WR 134 = HD 191765, Астрон. журн.,* **89** (2012) 843-856.
3. Д.Н.Рустамов, А.М.Черепащук. *Звезда WR HD 192163 как возможный эволюционный предшественник маломассивной рентгеновской двойной систем, Астрон. журн.,* **88** (2011) 380-392.
4. H.A.Abt, *The ages and dimensions of Trapezium systems. Astrophys.Journal,* **304** (1986) 688-694.
5. D.J.Stickland. *Spectroscopic binary orbits from ultraviolet radial velocities, Observatory,* **115** (1995)180-185.
6. M.P.Ulmer, W.A.Baity, W.A.Wheaton, L.E.Peterson. New *Transient Source, Cepheus X-4, Observed by OSO-7,* Astrophys. J., **184** (1973) L117-L120.
7. G.Hensberge, R.H.Hammerschlag. *HD 206267, a candidate star for the transient X-ray source Cepheus X-4?, Astronomy and Astrophys.,* **39** (1975) 157-158.
8. D.Crampton, R.O.Redman. *Binary O star HR 8281, Astron.Journal,* **80** (1975) 454-457.
9. Т.С.Галкина. *Спектральные наблюдения HD 206267, отождествляемой с рентгеновским источником Cep X-4, Изв. Крымской Астрофиз. Обсерв.,* **63** (1981) 86-92.
10. R.K.Prinja, M.J.Barlow, I.D.Howarth. *Terminal velocitc.ies for a large sample of O stars, B supergiants, and Wolf-Rayet stars, Astrophys. Journal,* **361** (1990) 607-620.
11. Г.А.Галазутдинов. *Обработка астрономических спектров в ОС Windows с помощью программ DECH, Препринт САО РАН,* **92** (1992) 1.
12. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов. *Эшелле-спектрометр фокуса кассегрена 2-х метрового телескопа ШАО НАН Азербайджана. Циркуляр ШАО,* **109** (2005) 21-29.
13. Д.Н.Рустамов, А.Ф.Абдулкеримова. *Линия Hα в спектре спектрально-двойной звезды HD 206267. Transactıons of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physıcal-technical and Mathematical sciences, Physıcs and Astronomy,* **XXXVI** №2 (2016) 146-152.

14. G.C.Stewart, A.C.Fabian. *The influence of mass loss on the observed X-ray spectra of early-type stars, Monthly Notice. Roy. Astron. Sos.,* **197** **(**1981) 713-720.

SPEKTRAL QOŞA HD 206267 ULDUZUNUN SPEKTRAL DƏYİŞKƏNLİYİ

C.N.RÜSTƏMOV, A.F.ABDULKƏRİMOVA

Spektral qoşa HD 206267 ulduzunun spektral tədqiqinin nəticələri verilmişdir. Şüa sürətləri əyriləri qurulmuşdur. H_α xəttinin şüa sürəti ilə ekvivalent eninin əka fazada dəyişdiyi, H_β xəttinin əkvivalent eninin isə orbital periodun fazasından asılı olmaması müəyyən edilmişdir. H_α və H_β xətlərinin asimmetrik olması və bu asimmetriyanın, eləcə də bu xətlərin qalıq intensivliyin müxtəlif səviyyələrindəki enlərinin zamana görə dəyişkənliyi aşkar edilmişdir.

THE SPECTRAL VARIABILITY OF THE SPECTRAL BINARY STAR HD 206267

J.N.RUSTAMOV, A.F.ABDULKERİMOVA

The results of spectral studies of spectroscopic binary star HD 206267 have been presented. The radial velocity curve have been plotted. The antiphase variation of radial velocities and equivalent widths of H_α, independency of the equivalent widths of the line H_β from the phase of the orbital period have been observed. Asymmetry of the profiles of H_α and H_β and variability of these asymmetries over time has been revealed. The variability of widths of lines H_α and H_β at different levels of residual intensity have been revealed

Редактор: проф. Н.Исмаилов

УДК 534.338

SPECTRAL VARIABILITY OF THE SUPERGIANT STAR HD14143

Y.M.MAHARRAMOV, A.M.KHALILOV, A.R.HASANOVA

Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi of NAS Azerbaijan
AZ 5626, Shamakhy district, Yu.Mammadaliyev settlement
y_meherremov@rambler.ru

Received: 14.12.2016
Accepted: 26.01.2017

REFERAT

Variations in the H_α, H_β, HeI(5875.72Å) and CII(6578.05Å, 6582.88Å) lines in the spectrum of the star HD14143 are investigated using observations carried out in 2013 with the 2-m telescope at the Shamakhy Astrophysical Observatory. It has been revealed an anti-correlation between the variability of the radial velocity and spectral parameters of the absorption and emission components of the H_α line in the spectrum of the star HD14143. In addition, such anti-correlation has also been found out between the variability of the radial velocities of HeI and CII lines. At the same time the variability of the radial velocities of the absorption component of the H_α and CII lines, as well as H_β and HeI lines correlate with each other.

Key words: Supergiants Star, the H_α line, HD14143

INTRODUCTION

The supergiant star HD14143 belongs to the stars with P Cyg profile of the H_α line. According to [1-4], its spectral class is B2Ia, apparent magnitude is m_v=6.66 mag, mass is $M/M_\odot$=28, radius is $R/R_\odot$=52.9, luminosity is log $L/L_\odot$=5.42, effective temperature is T_{eff}=18000K, mass-loss is $M=1.05\cdot10^{-6}M_\odot$/year, acceleration of gravity at the surface is log$g$=2.25, rotation speed is υ sin$i$=76km/s, distance is D=2.18kpc, respectively. It is believed that this star belongs to Per OB1 association [5].

However, according to other authors [6-8], the stellar parameters are somewhat different for HD14143 are:

M_{bol}=-8.6, T_{eff}=17500K, T_{eff}=20000K, $R/R_\odot$=50.9, $R/R_\odot$=47.1, $R/R_\odot$=52, $M/M_\odot$=32, $M=0.30\cdot10^{-6}M_\odot$/year, log$g$=2.47, log$g$=2.30, log$L/L_\odot$=5.51, log$L/L_\odot$=5.34, B-V=0.50, $E(B-V)$=0.65.

All earlier researchers of HD14143 performed only the determination of physical parameters of the supergiant star HD14143. Unfortunately, there are only little investigation concerning to the spectral and photometric observations of HD14143.

Note that due to the variable stellar wind and mass-loss rate, variations of the intensity, radial velocities, and P Cygni profiles of lines of hydrogen, helium, and high-ionization ions are observed in the spectra of hot supergiants. From this point of view a study of the H_α line is an especial interest. It is known that the H_α line in the spectra of B supergiants has a clear PCyg-type profile.

Generally, researchers noted that, the profile of H_α line in the spectra of HD14143 indicates variable structure, but the sequence of observations of all researchers was irregular and inadequate to trace in detail the changes in the spectra. Therefore they noted that more and systematic observations are needed to investigate this supergiant.

In the present paper, which is a sort of continuation of the above studies, we analyzed variations of the H_α and H_β lines. In addition, we also investigated the variabilities of the HeI(5875.72Å) and CII(6578.05Å, 6582.88Å)

lines which formed deeper effective layers in the atmosphere of this star.

Our main aim is to study the observed peculiarities of these lines in the spectra. We believe our results will be of interest for further studies of this remarkable star.

OBSERVATIONS AND PROCESSING

Spectral observations of the supergiant HD14143 in 2013 were carried out using a CCD detector in the echelle spectrometer mounted at the Cassegrain focus of the 2-m telescope of the Shamakhy Astrophysical Observatory [9]. The spectral resolution was R=15000 and the spectral range was λλ4700÷6700Å. The Echelle spectra were processed with the standard technique using the DECH20 and DECH20t software [10].

Two spectra of the target star were obtained on each night. The signal-to-noise ratio was S/N =150÷200. The average exposure was 1200÷1500s, depending on the weather conditions.

In addition to the observations of the target star, in order to check the stability of the instrument we also obtained numerous spectra of standard stars, the day background, and comparison spectra.

The measurement error for the equivalent widths (W) does not exceed 5%, and error of the radial velocity (Vr) is of the order of ±2km/s. Appropriate heliocentric corrections were included during data processing.

The profiles of the H_α line in the spectra of this star shows normal P Cyg profile in mainly. Our observations and measurements show that the most variability in the spectrum of HD14143 is displayed by the equivalent width, radial velocity and profiles of the H_α line. Table 1 shows that the radial velocity and equivalent width of the absorption component of the H_α line varied between -227÷-159km/s and 0.15÷043Å, the emission component varied between -11÷+15km/s and 0.22÷0.94Å, and H_β line varied between -115÷-69km/s and 0.77÷1.01Å, respectively. In addition, the depths of the absorption components of the H_α and H_β lines varied between 0.06÷0.15 and 0.22÷0.30, and the residual intensity of the emission component of the H_α line varied between 1.10÷1.31, respectively.

As is shown from the measurements, in the radial velocity and spectral parameters of the H_α line, as well as the H_β line significant changes happened, but the variability of the depth of the H_β line is weaker.

In Table 1 the values of the radial velocity and spectral parameters of the H_α line and Figure 1 show that the intensity of emission component of the H_α line is stronger than the absorption one and both of the them changed substantially during observations.

We analyzed the spectra on December 29-30, 2013, and it is revealed that the second weaker components were observed in the violet side of the absorption component of H_α line. Table 1 shows that the depth and equivalent width of the absorption component of the H_α line are decreased and the residual intensity and equivalent width of the emission component of this line are increased substantially at that time.

Figure 1 and Table 1 also show that when the second weaker components were observed at the absorption component of H_α line, the H_β line contours were shifted toward the violet, and its depth and equivalent width are relatively decreased.

Fig.1 and Table 2 show that at that time the HeI line is displaced to the relatively violet side, but the CII lines shifted toward the red of the spectrum.

We also investigated the CII lines and determined that the radial velocity of these lines vary between -46÷-25km/s. On the other hand, Figure 1 clearly shows that small components are observed and disappeared on the profiles of CII lines.

Unfortunately, the sequence of our observations was irregular, as well as because of a small number and due to low resolution we could not reveal in detail the structure of the H_α and CII profiles.

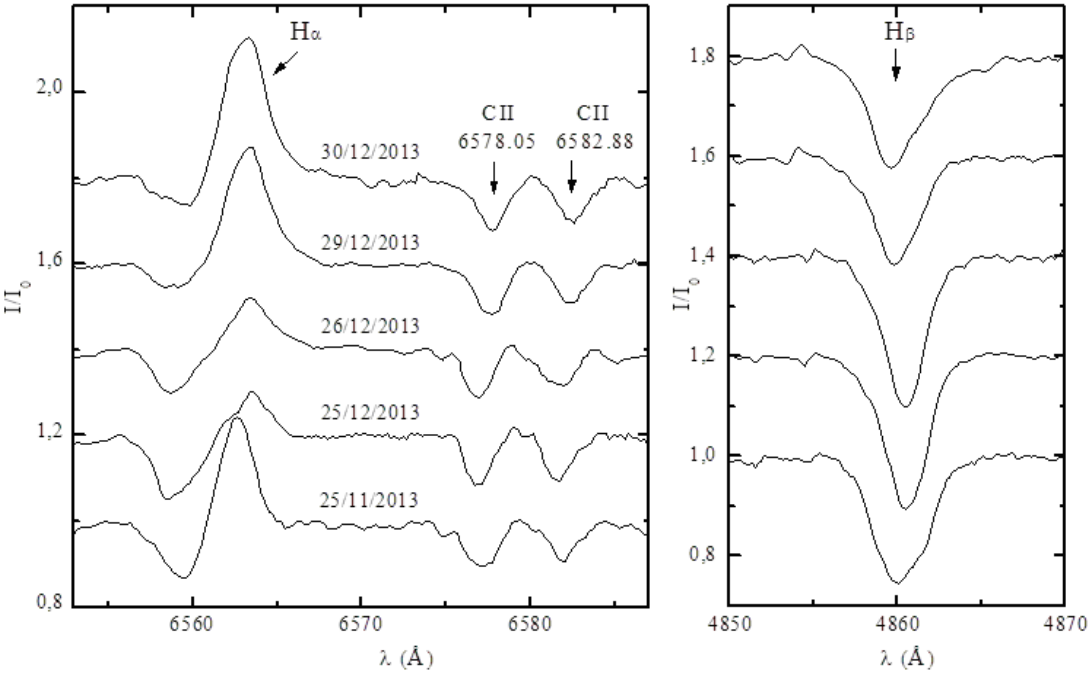


Fig.1

Profiles of the Hα, CII and Hβ lines in the spectra of HD14143 observed in 2013.

Table 1

Measurements of the parameters of the Hα and Hβ lines.

JD	Hα (abs)			Hα (em)			Hβ		
	Vr (km/s)	W (Å)	R_v	Vr (km/s)	W (Å)	r_v	Vr (km/s)	W (Å)	R_v
2456621.54	-159	0.35	0.13	-11	0.53	1.24	-91	1.01	0.25
2456652.30	-211	0.43	0.15	17	0.22	1.10	-69	0.97	0.30
2456653.28	-202	0.28	0.10	14	0.31	1.12	-69	0.97	0.30
2456656.31	-210 -185	0.15	0.07	11	0.82	1.27	-102	0.77	0.22
2456657.30	-227 -154	0.13	0.06	7	0.94	1.31	-115	0.94	0.23

And closer investigation of the HeI and NaID lines showed that the radial velocities of these lines vary between -72÷-55km/s and -27.5±2.5km/s, respectively but profiles remain unchanged.

In addition, the results of all measurements in the spectra HD14143 presented on a time scale in Fig.2 and Fig.3. It has been revealed an anti-correlation between the radial velocity and spectral parameters of the absorption and emission components of the Hα line, respectively (Fig.2). At the same time, such anti-correlation has been found out between the radial velocities of the HeI and CII lines (Fig.3d, e).

The variability of radial velocity, equivalent widths and depths of Hβ line indicate repeating features too. But it shows that sometimes the variability of these quantities correlate with each other, but sometimes not (Fig. 3a, b, c).

Besides this, it has been revealed correlation between the variability of the radial velocities of the absorption component of the Hα and CII lines, as well as between Hβ and HeI lines.

Table 2

Measurements of parameters of the CII, HeI and NaI lines.

JD	Vr (km/s)				
	CII 6578.05Å	CII 6582.88Å	HeI 5875.72Å	NaI D1	NaI D2
2456621.54	-46	-46	-61	-30	-25
2456652.30	-52	-54	-55	-31	-27
2456653.28	-51	-52	-58	-30	-27
2456656.31	-33	-38	-62	-29	-28
2456657.30	-31	-34	-72	-28	-25

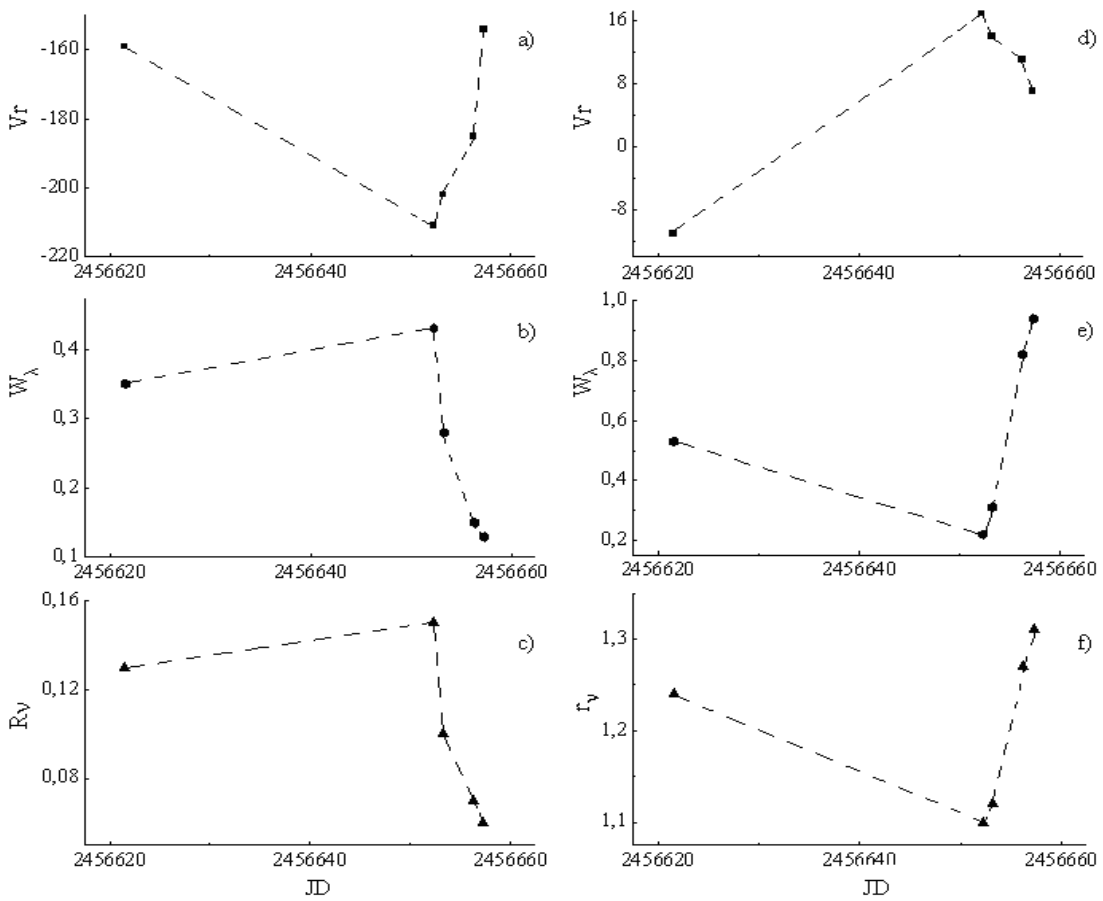


Fig.2

Variation with time of the radial velocities, equivalent widths, and depths (or residual intensities) in the Hα line in the spectra of HD14143. a), b), c) in the absorption; d), e), f) in the emission.

DISCUSSION

We have found out that the intensity, radial velocity and other spectral parameters of the absorption and emission components of the Hα observed in the atmosphere of the star HD14143 are significantly variable.

Table 1, Table 2 and Fig.1 show that on December 29-30, 2013, when the second weaker components were observed at the absorption component of the line Hβ and

the HeI(5875.72Å) lines shifted toward the violet, but the CII(6578.05Å, CII6582.88Å) lines shifted toward the red of the spectrum. This event can be explained by the complicated structure of the stellar wind.

On the other hand the formation small details in the profile of CII lines, as well as occasional shifts or disappearances of these components are interesting observational facts. As seen the deeper layers of the atmosphere of the star HD14143 is an active variability. Detailed to investigate it is necessary to obtain many systematic observations with high resolution.

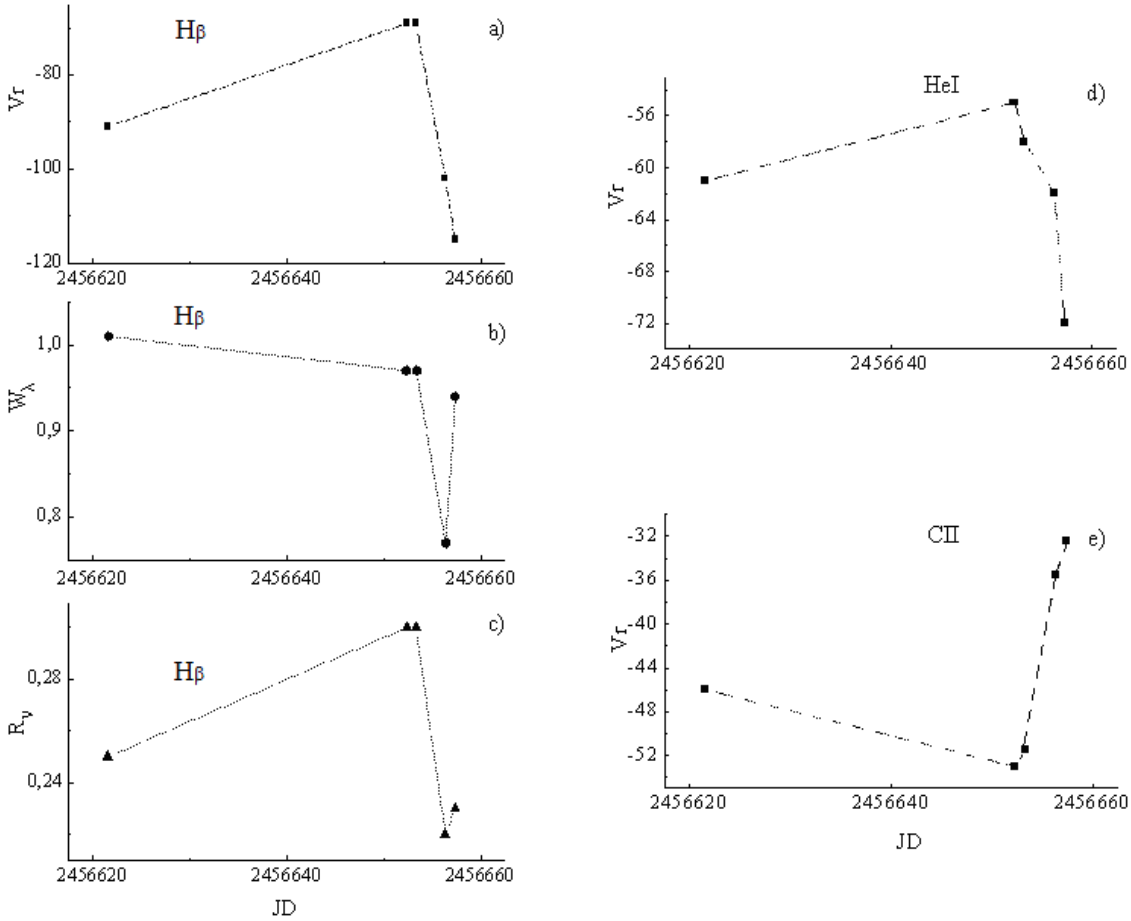


Fig.3

Variations of the radial velocities, and spectral parameters in the Hβ, HeI and CII lines

In addition, as we noted above there are correlations between the variabilities of the radial velocities and spectral parameters of the Hα, CII, Hβ, and HeI lines, respectively. Variabilities occur synchronously, or sometimes in an antiphase. We assume that these variabilities are caused by the pulsation or can be formed by the strong variable wind in the upper atmosphere of this star, i.e., in layers where the stellar wind is generated [11-14].

But a number of the observational materials is not enough, therefore it is not possible to reveal the quasiperiodicity of this variability.

CONCLUSIONS

As a result of spectral investigating of the star HD14143 the following results have been received:

1. The violet and red displacement of lines HeI5875.72Å and CII6578.05Å, CII6582.88Å

lines correspondingly, when the line H_α display double structure of absorption.

2. The appearance and disappearance of the weak components in the lines of CII.

3. It has been revealed an anti-correlation between the variabilities of the radial velocity and spectral parameters of the absorption and emission components of H_α line in the spectra of the star HD14143. There is such anti-correlation between the variability of radial velocities of the HeI and CII lines. In addition, it has been revealed that the variabilities of the radial velocities of the absorption component of the H_α and CII lines, as well as H_β and HeI lines correlate each other.

We assume that these variabilities are caused by the pulsation or can be formed by the strong variable wind in the upper atmosphere of this star, i.e., in layers where the stellar wind is generated.

This work was supported by the scientific program for the priority fields of research of the National Academy of Sciences of Azerbaijan.

1. M.J.Barlow, M.Cohen. *Infrared photometry and mass loss rates for OBA supergiants and of stars, The Astrophysical J.,* **213** (1977) 737-755.
2. M.Kraus, M.Borges Fernandes, J.Kubat. *Parameters of galactic early B supergiants: The influence of the wind on the interstellar extinction determination, Astronomy and Astrophysics,* **499** (2009) 291-299.
3. M.S.Vardya. *Dimensional approach to mass loss: O and B-type stars, Astrophysics and Space Science,* **107**(1984) 141-153.
4. P.A.Crowther, D.J.Lennon, N.R.Walborn. *Physical parameters and wind properties of galactic early B supergiants, Astronomy and Astrophysics,* **446** (2006) 279-293.
5. D.J.Lennon, P.L.Dufton, A.Fitzsimmons. *Galactic B-supergiants II. Line strengths in the visible – Evidence for evolutionary effects, Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.,* **97** (1993) 559-585.
6. H.J.G., L.M.Lamers. *Mass loss from O and B stars, The Astrophysical Journal,* **245** (1981) 593-608.
7. R.P.Kudritzki et al. *The wind momentum-luminosity relationship of galactic A and B supergiants, Astronomy and Astrophysics,* **350**(1999) 970-984.
8. S.P.Tarafdar. *A unified formula for mass-loss rate of O to M stars, The Astrophysical Journal,* **331**(1988) 932-938.
9. Kh.M.Mikailov, V.M.Khalilov, I.A.Alekberov. *Cassegrain Echelle Spectrometer of the 2-meter Telescope of ShAO NAS Azerbaijan, Tsirk. Shamakhy Astrophys. Observ.,* **109** (2005) 21-29.
10. G.A.Galazutdinov. *Stellar Echelle Spectrum Processing System, Preprint SAO,* №92 (1992).
11. V.V.Sobolev. *Moving Envelopes of Stars, Leningrad,* (1947) 77.
12. V.V.Sobolev. *Course in Theoretical Astrophysics, Moscow, Izdatel'stvo Nauka,* (1985) 503.
13. K.De Jager. *The Brightest Stars, Mir, Moscow,* (1984) 493.
14. J.P. Cox. *Theory of Stellar Pulsation, Mir, Moscow,* (1983) 326.

HD14143 İFRATNƏHƏNG ULDUZUNUN SPEKTRAL DƏYİŞKƏNLİKLƏRİ

Y.M.MƏHƏRRƏMOV, Ə.M.XƏLİLOV, Ə.R.HƏSƏNOVA

Məqalədə Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunda 2013 - cü ildə alınmış HD14143 ulduzu spektrlərində H_α, H_β, HeI(5875.72Å) və CII(6578.05Å, 6582.88Å) xətlərində dəyişkənliklər tədqiq olunmuşdur.

Müəyyən edilmişdir ki, HD14143 ulduzu spektrlərində H_α-nın udulma və şüalanma komponentlərində uyğun olaraq şüa sürəti və spektral parametrlərin zamana görə dəyişmələri arasında əks korrelyasiya vardır. Bundan əlavə, HeI və CII xətlərində şüa sürətlərinin dəyişmələrində də belə əks korrelyasiya aşkar edilmişdir. Eyni zamanda H_α xəttinin udulma komponentində və CII xətlərində, o cümlədən H_β xətti ilə HeI xəttində şüa sürətinin dəyişmələri bir-biri ilə korrelyasiya təşkil edir.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЗВЕЗДЫ СВЕРХГИГАНТА HD14143

Я.М.МАГЕРРАМОВ, А.М.ХАЛИЛОВ, А.Р.ГАСАНОВА

Приводятся результаты исследования переменностей линий H_α, H_β, HeI(5875.72Å) и CII(6578.05Å, 6582.88Å) в спектре звезды HD14143. Наблюдения были проведены 2013г. на кассегреновском фокусе 2-м телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерваторит им. Н.Туси НАН Азербайджана.

Выявлена анти-корреляция между лучевыми скоростями и спектральными параметрами абсорбционных и эмиссионных компонентов линии H_α в спектре звезды HD14143. Такая же анти-корреляция обнаружена между лучевыми скоростями линий HeI и CII. В то же время, в абсорбционном компоненте H_α и в линиях CII, а также в линиях H_β и HeI изменения лучевых скоростей коррелируются попарно.

Редактор: проф. Дж.Гулузаде

УДК 523.532

КРИВЫЕ БЛЕСКА 50 КОМЕТ, ПОСТРОЕННЫЕ С УЧЕТОМ УСЛОВИЙ ИХ ВИДИМОСТИ И АПЕРТУР ТЕЛЕСКОПОВ

А.С.ГУЛИЕВ, У.Д.ПОЛАДОВА

Шамахинская асторофизическая обсерватория НАН Азербайджана
AZ5626, г. Шемаха, пос. им. Ю. Маммедалиева
ulviyye_laman@yahoo.com

Получена: 10.09.2016
Принята к печати: 26.01.2017

Ключевые слова: комета, кривые блеска, визуальные параметры.

РЕФЕРАТ
Построены кривые блеска 50 долгопериодических и периодических комет. Проведено сравнение кривых блеска комет для 3-х случаев: классический (формула Орлова), с учетом условий их видимости, дополнительно с учетом апертур телескопов, в которых они наблюдались. Показано, что полученные результаты хорошо согласуются с реальными наблюдениями.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из задач кометной астрономии является изучение закономерностей изменения блеска (кривые блеска) комет при их сближении с Солнцем. Кривые блеска комет строят с использованием визуальных оценок блеска комет. Из кривых блеска определяются фотометрические параметры, прогнозируется их блеск на следующих возвращениях кометы [1].

Очевидно, что блеск комет, в первую очередь, зависит от геоцентрического (Δ) и гелиоцентрического (r) расстояния комет. Кроме этих факторов блеск комет зависит от состояния Солнца в период наблюдений, в частности, от активности Солнца. С другой стороны, с приближением комет к Солнцу вследствие увеличения температуры активность ядер комет увеличивается, что приводит увеличению блеска. В этот период наблюдений блеск комет сильно зависит от физических и химических особенностей строения их ядра. Изучением законов изменения блеска комет можем выяснить: природу свечения комет, выявление вековых изменений блеска периодических комет и их дезинтеграцию, возможную связь колебаний блеска комет в связи с изменениями солнечной активности [2, 3].

В 1667 году И.Ньютон впервые предложил формулу для определения интегрального блеска комет. Он полагал, что кометы излучают вследствие отражения света Солнца. Поэтому их блеск должен иметь обратно пропорциональную зависимость от расстояния кометы от Солнца и от Земли

$$I = Io\, \Delta^{-2}\, r^{-2}. \qquad (1)$$

В последующие годы выяснялось, что блеск комет действительно изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от Земли (Δ), однако с изменением расстояний от Солнца (r) блеск комет изменяется, быстрее чем r^{-2}. Поэтому в 1893 году венский астроном И.Голечек предложил для определения блеска кометы следующую формулу

$$I = Io\, \Delta^{-2}\, r^{-n}, \text{ где } n > 2. \qquad (2)$$

Развивая идеи Голечека, в 1911г. С.В.Орлов предложил более современную формулу для определения блеска комет

$$m = H_0 + 2.5 n \lg r + 5 \lg \Delta. \qquad (3)$$

С.В.Орлов полагал, что значение показателя степени n, характеризующее изменение блеска с изменением радиус-вектора, можно определить непосредственно из однородных оценок блеска комет. H_0 - блеск кометы выраженный в звездных величинах и редуцированный для геоцентрического и гелиоцентрического расстояния кометы равным 1а.е.

(Δ=r=1a.e.), n - фотометрический параметр кометы. H_0 называется также абсолютной звездной величиной кометы. Из многочисленных измерений установлено, что показатель степени (n) при r, принимает значение от 2 до 6 и больше. Среднее значение, для всех наблюдавшихся комет, равно 3.3. Статистически обработав кривые блеска 46 комет и определив их абсолютные величины, С.Н.Всехсвятский пришел к выводу, что показатель степени n=4. Поэтому им был введен параметр H_{10}, который вычисляется формулой

$$H_{10}=m-10\lg r-5\lg\Delta. \qquad (4)$$

Этот параметр, в основном, используется при определении блеска комет после ее открытия по первым оценкам блеска.

В работах [4,5] нами были определены физические параметры 100 долгопериодических комет с использованием формулы (3) и установлено, что остаточная дисперсия формулы (3) является достаточно высокой, следовательно формула (3) нуждается в уточнении.

НОВАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВИЗУАЛЬНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН КОМЕТ С УЧЕТОМ УСЛОВИЙ ИХ ВИДИМОСТИ И АПЕРТУР ТЕЛЕСКОПОВ, КОТОРЫМИ ОНИ НАБЛЮДАЛИСЬ

Мы полагаем, что кроме параметров Δ и r визуальная звездная величина комет зависит от угла между направлениями Земля-Солнца и Земля-Комета (элонгация кометы– ψ) и от апертуры применяемых инструментов (диаметра-D). Угол ψ определяется формулой

$$\psi = Arc\cos\frac{1+\Delta^2-r^2}{2\Delta}. \qquad (5)$$

Учитывая вышеизложенное, нами предложена новая формула для определения визуальных звездных величин комет, где учитываются условия их видимости (ψ) и апертуры инструментов (D), которые используются для наблюдения.

Целью данной работы является вычисление визуальных величин долгопериодических и периодических комет с использованием предложенной новой формулы и сравнение этих результатов с реальными наблюдаемыми значениями визуальных величин комет.

Нами рассмотрены 3 случая:

а) классический случай – визуальная величина зависит от Δ и r. Точность аппроксимации с помощью линейной зависимости предложена в виде

$$m_1 = k_{11}\lg r + k_{12}\lg\Delta + b_1. \qquad (6)$$

в) визуальная величина зависит от Δ, r и ψ. Точность аппроксимации с помощью линейной зависимости предложена в виде

$$m_2 = k_{21}\lg r + k_{22}\lg\Delta + k_{23}\lg cosec\,\Psi + b_2. \qquad (7)$$

с) визуальная величина зависит от Δ, r. Ψ и D Точность аппроксимации с помощью линейной зависимости предложена в виде

$$m_3 = k_{31}\lg r + k_{32}\lg\Delta + k_{33}\lg cosec\,\Psi + k_{34}\lg(D/D_0) + b_3, \qquad (8)$$

где, k_{11}, k_{12}, k_{13}...- коэффициенты пропорциональности, b_1, b_2, b_3 –свободные члены, Ψ-элонгация кометы, D - диаметр (апертура) инструмента, D_0=6.78см, называется стандартной апертурой и используется для нормировки.

Методом наименьших квадратов определены остаточные дисперсии формул (6), (7) и (8). Остаточная дисперсия является общей суммой квадратов отклонений расчетных значений (m) от реальных наблюдений ($m_{набл}$)

$$S_{ост} = \sum (m_{набл} - m)^2$$

Отметим, что меньшая остаточная дисперсия говорит в пользу использования данной формулы для определения блеска комет. Согласно нашим определениям, самая большая остаточная дисперсия обнаружена для формулы (6), при применении формулы (7) остаточная дисперсия уменьшалась, а в случае формулы (8), предложенной нами, остаточная дисперсия оказалась наименьшей. Этот результат показывает, что формула (8) является наиболее приемлемой для определения визуальных звездных величин комет.

В данной работе формула (8) применялась к 50 кометам. На Рис.1 - Рис.4 показаны 4 построенные нами кривые блеска для комет в 4-х случаях: реальные наблюдения (a), классический случай (b), с учетом условий их видимости (c), с учетом условий их видимости и апертуры телескопа, которым проводилось наблюдение комет (d). Как видно из этих рисунков, те случаи, в которых учитываются условия видимости и апертуры телескопов (d), хорошо соответствуют реальным наблюдениям (a).

Значения звездных величин комет из реальных наблюдений взяты из работы [6].

Известно, что блеск одной и той же кометы, измеряемый телескопами разной апертуры отличается. Значения блеска комет, определяемые по телескопам с большими апертурами, больше по сравнению с определяемыми по телескопам с меньшими апертурами [7]. По многочисленным наблюдениям автор работы [8] пришел к заключению, для получения реального значения блеска, в значения блеска комет, измеряемых по рефлекторам и рефракторам, необходимо внести поправки 0.019 и 0.066 для каждого сантиметра, соответственно.

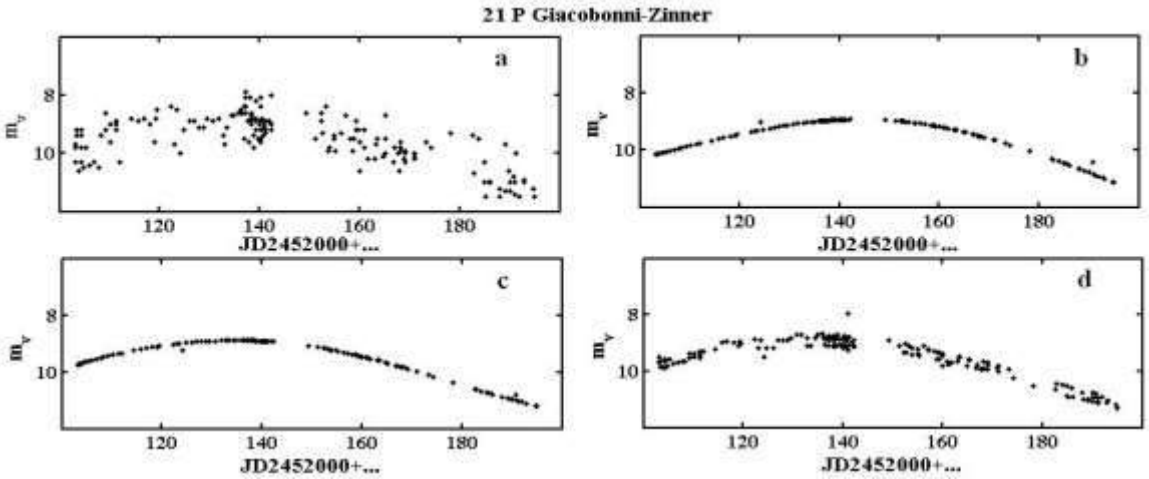


Рис.1

Кривые блеска кометы 21 P Giacjbonni-Zinner: реальные наблюдения (a), классический случай (b), с учетом условий видимости (c), с учетом условий видимости и апертуры телескопа (d).

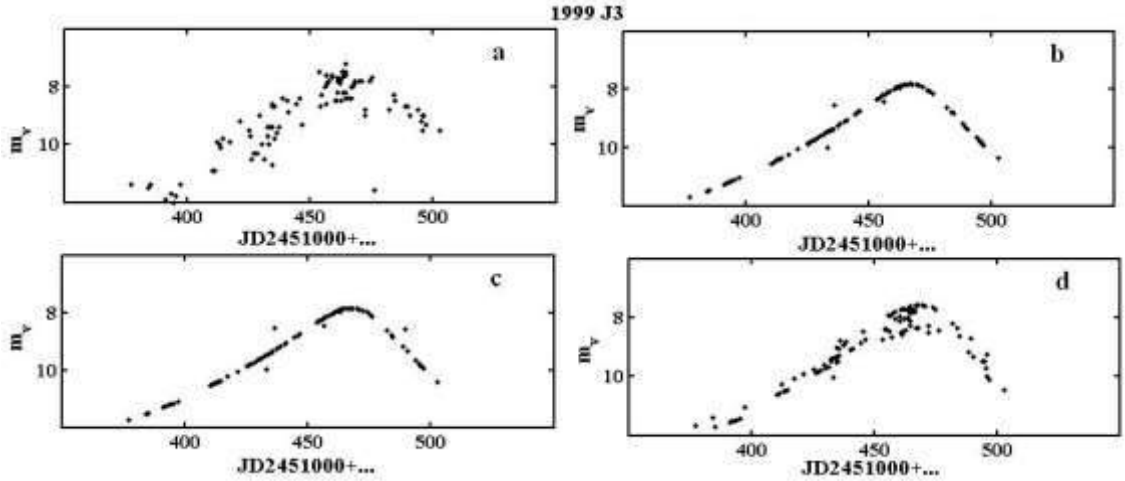


Рис.2

То же самое, что и на Рис.1, для кометы 1999 J3.

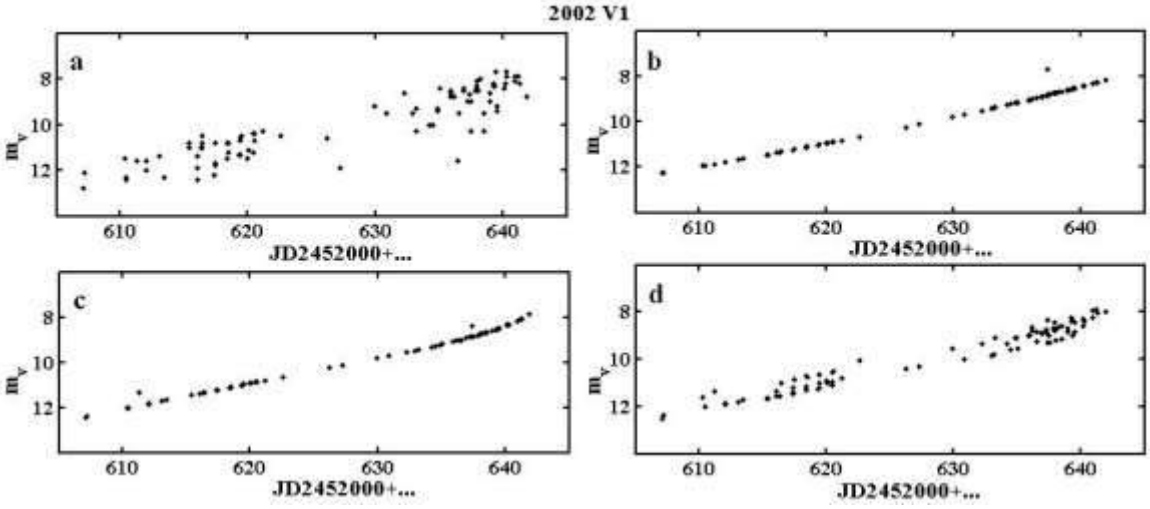


Рис.3

То же самое, что и на Рис.1, для кометы 2002 V1.

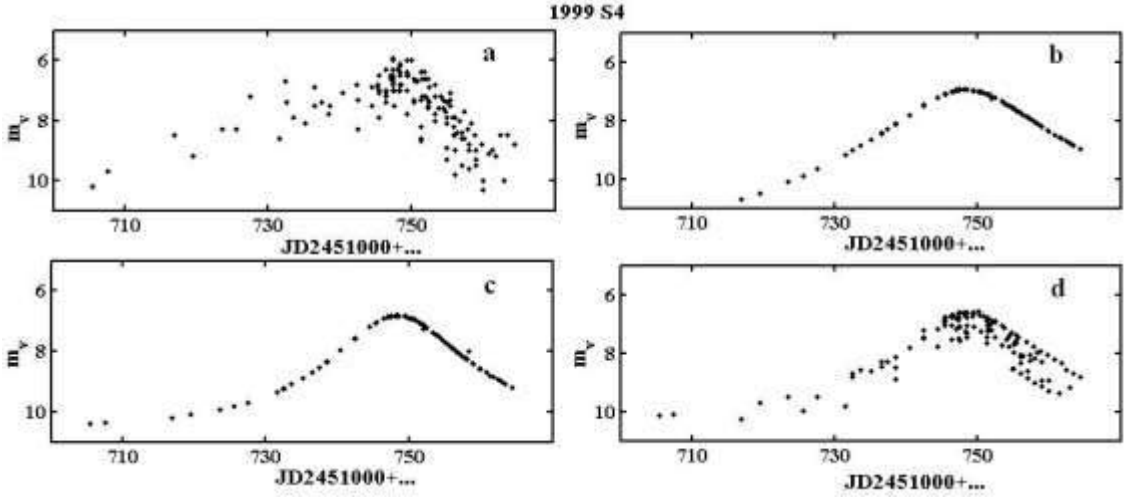


Рис.4

То же самое, что и на Рис.1, для кометы 1999 S4.

Отметим, что при учете условий видимости по формуле (8) для третьего члена нами рассмотрены следующие варианты

$\lg\cos\Psi$, $\lg\sin\Psi$, $\lg\sec\Psi$, $\lg\cos ec\Psi$.

В случае $\lg\cos ec\Psi$ получена наименьшая остаточная дисперсия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построены кривые блеска 50 комет с учетом условий их видимости и апертуры телескопов, которыми проведились наблюдения комет, при этом получено лучшее согласие с реальными наблюдениями.

1.К.И.Чурюмов. *Эволюционные физические процессы в кометах, М.: изд. ИКИ РАН*, (1992)104.
2.A.S.Guliyev, U.J.Poladova. *Comet dezintegration and meteor streams., Proceedings of the International Meteor Conference La Palma,Canary Island,Spain*, (2012)139-142.
3.A.S.Guliyev, G.I.Kokhirova, U.D.Poladova. *Comet outbursts and the meteor showers, Proceedings of the International Conference held at the Adam Mickiewicz University in Poznan, Poland*, (2013) 263-267.
4.А.С.Гулиев, У.Д.Поладова, К.И.Чурюмов, Л.В.Чубко. *Физические величины 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1980-2004). Azərbaycan Astronomiya jurnalı,* **2**, № 1-2 (2007) 10-16.
5.A.S.Guliev, K.I.Churyumov, U.J.Poladova, L.C.Chubko. *Calculation of the physical parameters of 100 long periodic comets 1980-2004 with account of their elongation from the Sun. Asrtonomical School's Report, Киев*, **1-2** (2011)230-233.
6.*International Comet Quarterly Journal*, (1999-2007).
7.N.T.Bobrovnikoff. *Investigation of the brightness of comets. II. Contributions from the Perkins Observatory*, **16** (1942)189-300.
8.C.S.Morris. *On the aperture corrections for comet magnitude estimations, PASP*, **85** (1973) 471-477.

50 KOMETIN PARLAQLIQ ƏYRISININ ONLARIN GÖRÜNMƏ ŞƏRAITINI VƏ MÜŞAHİDƏ OLUNDUQLARI TELESKOPLARIN APERTURASINI NƏZƏRƏ ALMAQLA QURULMASI

Ə.S.QULİYEV, Ü.C.POLADOVA

50 uzundövrlü və periodik kometin parlaqlıq ərilərinin qurulmasının nəticələri verilmişdir.
Parlaqlıq əyriləri 3 hal üçün qurulmuş və müqayisə edilmişdir: klasik hal (Orlov düsturu), əlavə olaraq kometlərin görünmə şəraitini nəzərə almaqla və kometin müşahidə olunduğu teleskopun aperturasını da nəzərə almaqla. Göstərilmişdir ki, yalnız üçüncü halda qurulan parlaqlıq əyriləri real müşahidələr əsasında qurulan parlaqlıq əyrilərinə daha yaxın olur.

LİGHT CURVES OF 50 COMET DETERMİNED TAKİNG İNTO ACCOUNT THE CONDİTİON OF THEİR VİSİBİLİTY AND APERTURE OF TELESCOPE İN WHİCH THEY ARE OBSERVED

A.S.GULIEV, U.D.POLADOVA

The results of determination of the light curves of 50 long-period and periodic comets have been presented. The light curves of comets have been plotted and compared for 3 cases: a classic case (Orlov formula), taking into account conditions of their visibility, in addition taking into account the aperture of telescopes in which they have been observed. It has been shown that only third case has been in good agreement with the real observations.

Редактор: д. ф. по физике А.Атаю

UOT 523.532

İFRAT YENİ ULDUZLARDA QAÇAN OB ULDUZLARIN BƏZİ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

S.O.TAĞIYEVA, H.İ.NOVRUZOVA, G.B.MƏMMƏDXANOVA, N.A.ZEYNALOVA

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ1143, Bakı, H.Cavid pr.,131
lab31astro@gmail.com

Daxil olub: 10.09.2016
Çapa verilib: 26.01.2017

REFERAT
İfrat yeni ulduz qalıqlarında (İYUQ) qaçan OB ulduzların tədqiqi ifrat yeni partlayışı baş verən qoşa sistemlərin kütlə nisbətlərini təyin etməyə imkan verir. Bu metodla həm də baş ardıcıllıqda yerləşən >7-8 $M_{\odot}$ kütləli ulduzlar arasında spektral və sıx qoşa ulduzların payını təyin etmək mümkündür. Bu yolla pulsarların kosmik sürəti və spin periodları haqqında daha çox məlumat əldə etmək olar. İşdə məsafələri 3 kpk-dən az olan 48 IYUQ-nın mərkəzi hissələrində mövcud olan qaçan OB ulduzlara baxılmışdır. Baxılan nümunələrdən 16 IYUQ-dan heç birində O və B tip ulduz yoxdur və göstərilmişdir ki, pulsarlar (nöqtəvi mənbələr) yalnız spektral və sıx qoşa sistemlərdə yaranmır.İşdə IYUQ-larda olan qaçan B tip ulduza namizəd ola biləcək nümunələrin siyahısı verilmişdir. Bu namizədlərin spektral tədqiqi göstərilən problemin həllini təmin edə bilər

Açar sözlər: (ulduzlar) ifrat yenilər, OB ulduzlar,. kosmik surət.

GİRİŞ

Tək neytron ulduzlar (NU) formalaşdıqdan sonra çox müxtəlif xassələr göstərirlər. Onlar özlərini başlanğıc fırlanma periodları müxtəlif olan pulsarlar, rentgen pulsarlar, anormal rentgen pulsarlar, sönən radio sakit neytron ulduzlar (SRSNU) kimi aparır.

Müxtəlif fiziki xassələr göstərən, məlum IYUQ ilə genetik əlaqəsi olan tək neytron ulduz üçün onun əmələ gəldiyi ana ulduzun kütləsi mühüm əhəmiyyət daşımır və yalnız sıx qoşa sistemlərdə yaranan NU pulsar xassələri göstərir, hansı halda ki, onlar yüksək spin sürəti alırlar [1, 2]. Qeyd etmək lazımdır ki, İYUQ-da yerləşən SRSNU pulsarlarınkına təxminən bərabər olan P (spin periodu) və $\dot{P}$ (spin periodunun zamana görə törəməsi) malik olur. Buna görə də onlar da sıx qoşa sistemlərdə yaranmalıdır. Digər tərəfdən də, sıx qoşa sistemlərdə yaranan neytron ulduzların fəza sürəti pulsarların orta fəza sürətindən çox olmalıdır, çünki qoşa sistemdə olan belə neytron ulduzlar çox ehtimal ki, assimmetrik ifrat yeni partlayışı verir. Pulsarların orta kosmik sürəti ~250÷300km/san-dir [3,4]. Belə yüksək kosmik sürət asimmetrik ifrat yeni partlayışı nəticəsində yarana bilər. Belə halda O və B tip ulduzdan ibarət sıx qoşa sistemdə ulduzlardan biri yüksək sürət sayəsində qaçan ulduza çevrilə bilər. Əlbəttə ki, əgər sistem sıx qoşadırsa ulduzlardan biri partladıqda assimetriya da yarada bilər və bu da sistemin məhvi ilə nəticələnər.

M>7-8$M_{\odot}$ [5,6] kütləli tək ulduzlar və geniş qoşa sistem ulduzları təkamülünün sonunda ifrat yeniyə (İY) çevrilir. Bu kütlə həddi sıx qoşa sistemlərdə təkamül formasından asılı olaraq fərqli qiymətlər alır. Nəzərə alsaq ki, böyük kütləli ulduzların əksəriyyəti qoşa sistemlərə daxildir, [2] irəli sürülən ideya olmadan da deyə bilərik ki, qaçan OB ulduzlar bir sıra İYUQ -ların mərkəzi hissələrində yerləşə bilərlər. [2] işlərini nəzərə alsaq deyə bilərik ki, İYUQ daxilindəki pulsar və ya neytron ulduz 3÷5 saniyədən az spin perioduna malikdirsə o qaçan ulduz olmalıdır.

İYUQ-da pulsarların müşahidə olunmamasının əsas səbəbi parlaqlıq deyil. Yeni yaranan pulsarların əksəriyyəti ən azından Xərçəngvari dumanlığın radio şüalanmasından bir tərtib az radio şüalanma verir [7]. Buna görə də İYUQ-da pulsarların müşahidəsi çətindir. Qalaktikada periodları pulsarların P və $\dot{P}$ ilə eyni olan, lakin pulsar

xassələri göstərməyən SRSNU - ların sayı pulsarların sayından azdır. SRSNU çox kiçik radio şüalanmaya malik pulsar ola bilər. Bu yüksək işiqlılığa malik pulsarların mövcudluğu ilə müqayisədə daha ehtimallıdır. Əgər bu doğrudursa, pulsarların yaranma həddi İY-in ümumi göstəricisinin 60÷70%-ni təşkil edər. Digər tərəfdən, İYUQ-ın bir çoxunda nə nöqtəvi rentgen mənbələr, nə də pulsarlar tapılmışdır [8].

Bu işdə İYUQ -da B9 spektral sinfindən aşağı və ya kütləsi >2.5$M_{\odot}$ olan qaçan ulduzların mövcud olma imkanları tədqiq olunmuşdur. Bu problem sıx və spektral qoşa sistemlərdə komponentlərin kütlə nisbəti ilə birbaşa əlaqəlidir. Həmçinin əgər biz İYUQ-la genetik əlaqəsi olan qaçan ulduz tapsaq, bu ulduzdan məsafəni ölçərək onu İYUQ-dan olan məsafə kimi qəbul edə bilərik, çünki ulduza qədər məsafəni daha dəqiqliklə təyin etmək mümkündür. Əgər [2] verilən nəticə doğrudursa, həmçinin sıx və spektroskopik qoşalarda kütlə nisbəti 1÷0.25 aralığındadırsa, onda İYUQ-ın 60%-də OB qaçan ulduzların müşahidə olunması gözlənilir. Əgər kütlə nisbəti kiçik rəqəmlərdisə, onda çox az sayda İYUQ-da OB qaçan ulduz mövcud ola bilər. Digər tərəfdən pulsarların yalnız sıx qoşa sistemlərdə yaranması ideyası qəbul olunmur, çünki kiçik kütləli ulduzlar pulsarların yaranmasına əhəmiyyətli təsir göstərmir. Həmçinin çox az fırlanma enerji itkisinə ($\dot{E}$) malik olan pulsarların kifayət qədər çox olması da onların yalnız sıx qoşa sistemlərdə yaranması ideyasını təkzib edir.

ARAŞDIRMA ÜÇÜN SEÇİLƏN İYUQ

Cədvəl 1-də Günəşdən təxminən 3÷4kpc məsafədə yerləşən 48 İYUQ-nın [9] adları, morfoloji tipləri, məsafələri, koordinatları və qaçan OB ulduzların olduğu güman edilən həndəsi mərkəz ətrafında bucaq oblastı (θ/6) verilmişdir. Bu ulduzlar müxtəlif kataloqlarda araşdırılmışdır (burada θ İYUQ -ın bucaq ölçüsüdür, bax [9]). Bir qayda olaraq İYUQ-da yerləşən ulduzlar üçün ulduzlarası udulmanı (A_v) qiymətləndirmək məqsədilə [10]-da verilən A_v (məsafədən və istiqamətdən asılıdır) qiymətlərindən istifadə olunub. A_v və m_v-M_v qiymətləri də Cədvəl 1-də verilmişdir. θ/6 oblastında yerləşən ulduz namizədləri üçün mümkün spektral tip, mövcud məlumatların analizindən sonra müəyyən edilmiş və 8 sütununda qeyd olunmuşdur.

Biz təkcə İYUQ-ın həndəsi mərkəzindən ≤θ/10 bucaq sahəsində yerləşən ulduzlara baxa bilərik, lakin İYUQ-ın həndəsi mərkəzinin qeyri-müəyyənliyini də nəzərə almaq lazımdır. İYUQ G109.1-1.0 məsafə və A_v qiymətləri böyükdür və B9V tip ulduz bu İYUQ istiqamətində təxminən m_v=16.5 malik olmalıdır. Cədvəl 1-də olan İYUQ-ın bu məlumatlarının əksəriyyətini [11-13]-də tapmaq olar.

Cədvəl 1

B tip ulduzların oldugu ehtimal edilən bəzi İYUQ.

l, b	d (kpc)	RA (2000)	Dec (2000)	'/ ' (')	A_v (mag)	$m_v - M_v$ (mag)	B tip namizədlər
1	2	3	4	5	6	7	8
6.4-0.1	2.5	18 00 33	-23 25 04	7	2.0	14.0	>B4
18.9-1.1	2.5	18 29 49	-12 57 56	5.5	2.0	14.0	>B3
32.0-4.9	2.7	19 05 37	-02 55 22	10	2.8	14.8	>B3
34.7-0.4	2.8	18 56 02	01 21 57	5.2	2.8	15.2	>B3
43.9+1.6	3.1	19 05 52	10 29 39	10	2.5	14.9	>B4
54.4-0.3	3.3	19 33 23	18 56 33	6.7	3.5	15.9	>B4
65.3+5.7	0.8	19 32 57	31 11 32	45.8	0.3	9.8	>B9
69.0+2.7	2	19 53 26	32 52 52	13.3	1.5	11.8	>B9
74.0-8.5	0.8	20 51 05	30 41 17	32.5	0.5	10.0	>B9
78.2+2.1	1.5	20 20 47	40 24 34	10	3	13.9	>B8
82.2+5.3	1.7	20 19 08	45 29 29	13.3	2.5	13.4	>B4

89.0+4.7	0.9	20 45 03	50 35 58	17.5	2.2	11.7	>B8
93.7-0.2	1.6	21 29 29	50 48 11	13.3	2	13.2	>B8
109.1-1.0	4	23 01 36	58 53 09	4.7	2.5	16.0	>B3
111.7-2.1	3.4	23 23 26	58 48 29	0.8	2.8	15.0	>B4
114.3+0.3	2.5	23 37 06	61 54 37	12.1	2.2	14.4	>B4
116.9+0.2	3.5	23 59 13	62 26 42	5.7	2.3	15.0	>B4
117.4+5.0	2.2	23 54 59	67 46 42	11.7	2	13.5	>B6
119.5+10.2	1.4	00 06 39	72 46 42	15	1	11.7	>B9
120.1+1.4	3.3	00 25 18	64 08 37	<1.3	3.3	15.8	>B4
126.2+1.6	2.5	01 21 51	64 15 41	12	3	14.9	>B3
127.1+0.5	2.5	01 28 22	63 10 31	7.5	2.5	14.5	>B4
130.7+3.1	3.2	02 05 42	64 49 19	1.7	1.8	14.3	>B5
132.7+1.3	2.3	02 17 46	62 43 51	13.3	2.6	14.4	>B7
152.2-1.2	1.8	04 09 10	48 31 53	18.3	2.3	13.5	>B9
156.2+5.7	2	04 58 35	51 51 34	18.3	2	13.5	>B8
160.9+2.6	1.2	05 00 42	46 40 24	21.7	0.8	11.7	>B9
166.0+4.3	3.8	05 26 35	42 54 33	9.2	2	14.9	>B9
179.0+2.6	2.9	05 53 44	31 05 34	11.7	1.5	13.7	>B8
180.0-1.7	1	05 39 09	27 51 38	30	1	11.0	>B9
184.6-5.8	2	05 34 31	22 00 58	1	1.5	13.0	>B9
189.1+3.0	1.5	06 17 01	22 34 52	7.5	3	13.9	>B7
192.8-1.1	2.3	06 09 25	17 19 25	13	1	12.7	>B8
201.1+8.3	0.5	06 58 50	13 55 52	170	0.1	8.1	>B9
205.5+0.5	1	06 38 41	06 27 17	36.7	0.2	9.6	>B9
206.9+2.3	3.4	06 48 41	06 26 35	8.3	0.5	13.3	>B4
211.7-1.1	2.4	06 45 44	00 20 47	11.7	1.2	12.7	>B8
240.9-0.9	1.8	07 42 35	-25 13 10	16	0.8	12.1	>B8
260.4-3.4	2	08 22 13	-42 59 40	9.2	1	12.5	>B9
261.9+5.5	3.3	09 04 17	-38 41 59	5.8	1	14.1	>B5
263.9-3.3	0.4	08 34 10	-45 45 22	42.5	0.5	9.0	>B9
266.2-1.2	1	08 52 00	-46 20	20	0.5	10.5	>B9
279.0+1.1	1.8	09 57 48	-53 14 21	15.8	1.7	12.9	>B8
296.5+10.0	1.8	12 09 37	-52 26 42	12.9	0.3	11.5	>B9
315.4-2.3	2.7	14 42 56	-62 29 45	7	1.8	13.8	>B8
326.3-1.8	2	15 52 58	-56 08 55	6.3	2.3	13.7	>B5
327.6+14.6	2	15 02 51	-41 55 45	5	0.5	12.0	>B9
330.0+15.0	0.8	15 08 14	-39 41 28	30	0	9.5	>B9

Qaçan ulduzların kosmik sürəti təxminən >30÷40km/s [14], [15]. Onların çoxunun (~90%) fəza sürətləri <80km/s-dir. Əgər biz İYUQ-ın zərbə dalğası cəbhəsinin sürətlərinin dəyişkən xarakterini nəzərə alsaq, (hansı ki, ~10000km/s dən ~300km/s-ə qədər azalır), onda əminliklə deyə bilərik ki, bütün qaçan ulduzlar İYUQ-nın bucaq diametrinin (θ) 1/10-dən uzağa gedə bilməz. İYUQ-ın yaşı adətən <5x10^4 ildir, qaçan ulduzlar İYUQ-da baxış xəttinə perpendikulyar müstəvi üzrə 4÷6psc-dən uzağa gedə bilmir. Cavan və yaxud sıxlığı az olan mühitdə genişlənən (əcdadların yaratdığı HII oblastlarında) İYUQ halında qaçan ulduzun İY partlayış nöqtəsindən bucaq məsafəsi θ/10-dan kiçik olmalıdır.

Baxdığımız İYUQ-nın bəzilərində müxtəlif tip nöqtəvi mənbələr var (tək NU). Yuxarıda göstərildiyi kimi tədqiq etdiyimiz İYUQ-dakı OB qaçan ulduzların əksəriyyəti üçün (baxılan halların 90%-dən çoxunda) tangensial sürət V⊥≤80km/s

[14], [15]. Bu yuxarı limit sərhəddini istifadə edərək V_t üçün uyğun hərəkətin max qiyməti məsafədən asılı olaraq aşağıdakı kimi alınır

$$m \leq \frac{1}{50 \times d(kpc)} (\text{arcsan/il}) (1).$$

Aşağıda biz [16] verilən

$$E(U\text{-}B)=1.27E(B\text{-}V) (2)$$

və

$$E(V\text{-}R)=0.72E(B\text{-}V) (3)$$

ifadələrdən istifadə edirik. Burada *R, V, B* və *U* üçün uyğun olaraq mərkəzi dalğa uzunluğu qiymətlərindən: 0.70 $^{\mu}$, 0.55 $^{\mu}$ μ, 0.44 $^{\mu}$ μ və 0.36 $^{\mu}$ μ-dən istifadə olunur.

B9V-I tip ulduzlar üçün

$$(U\text{-}B)= (U\text{-}B)_0+E(U\text{-}B)=-0.1+1.27\, E(B\text{-}V) \quad (4)$$

və

$$(V\text{-}R)= (V\text{-}R)_0+E(V\text{-}R)=0.03+0.72\, E(B\text{-}V) \quad (5)$$

Cədvəl 1-də göstərilən İYUQ-da OB qaçan ulduzları tapmaq üçün, əvvəlcə bu sahədə ümumiyyətlə OB ulduzların mövcudluğu tədqiq olunmalıdır.

B9V-I tip ulduzlar üçün (*B-V*) və (*U-B*) qiymətləri *E*(*B-V*) qiymətlərindən istifadə edilərək tapılmışdır. İYUQ-ın (və ya qaçan ulduzların) A_v və *E*(*B-V*) qiymətləri İYUQ-ın məsafə qiymətlərindən və A_v -in məsafədən asılılığından istifadə edilməklə tapılmış və səmanın hər kiçik oblastı üçün qiymətlər [10] verilmişdir. Biz həmçinin [17]-də verilən $(B\text{-}V)_0$ və $(U\text{-}B)_0$ qiymətlərindən də istifadə etmişik.

IYUQ-da OB ulduzunun mövcudluğunu müəyyən etmək üçün aşağıdakı metoddan istifadə edilmişdir: 1) IYUQ-ın həndəsi mərkəzindən θ/6 məsafədə olan ulduzların xüsusiyyətlərini analiz etmişik və m_v qiymətləri B9 tip ulduzların m_v -dən bir dərəcə böyük olan ulduzlar Guide 7 kataloqundan götürülmüşdür [18]). Daha sonra biz məsafə, məxsusi hərəkət, ulduz ölçüsü, fotometrik və spektral xarakteristika və qoşalığa görə analizlər aparmışıq. Bu analizlərdən sonra biz OB ulduzların təxmini siyahısını aldıq və bu siyahıya USNO kataloqdan əldə etdiyimiz digər verilənləri də əlavə etmişik. Görünür ki, İYUQ-ların bir çoxunda B9 tip qaçan ulduz yoxdur (48 İYUQ- dan 16 və 26-sında B9 (≥B9) və B8(≥B8) spektral tipinə namizəd ulduz yoxdur). OB qaçan ulduz mövcud olan 25 İYUQ-ın siyahısı Cədvəl 3-də verilmişdir. Bu cədvəldə verilən parlaq ulduzlar müşahidə olunmalı və onların qaçan olub-olmaması yoxlanmalıdır. Qalan 7 İYUQ-da qaçan ulduz namizədlərinin olmasını söyləmək çox çətindir, beləki bunlarda B tip ulduzların sayı çoxdur.

MƏLUM OLAN QAÇAN ULDUZLAR

O və B tip qaçan tip ulduzlar >30km/san kosmik sürətə malik olurlar. Bəzi hallarda açıq ulduz topalarında 3 və daha çox ulduzun toqquşması nəticəsində [19], qaçan ulduz daha böyük sürətə malik ola bilir, həmçinin spektroskopik və sıx qoşa sistemlərdə İYU partlayışı nəticəsində də müəyyən mexanizmlərlə də sürət yüksələ bilər.

Digər tərəfdən məlumdur ki, parlaq OB ulduzun kiçik kütləli kompaniyonlarını müşahidə etmək çətindir. Lakin qaçan ulduzlar arasında qoşalığa çox az rast gəlinir [20]. Bu da onu göstərir ki, qaçan ulduzların formalaşmasının əsas mexanizmi bu ulduzla İYUQ arasında genetik əlaqə olduğu halda İYUQ-nın partlamasıdır. Bir çox hallarda İYUQ-nın yaşama müddəti $<5\times10^4$ ildir. Ancaq O5V, B5V and B9V tip baş ardıcıllıq ulduzlarında yaşama müddəti uyğun olaraq 3×10^6, 8.2×10^7 və 5.5×10^8 ildir [21]. İYUQ ilə genetik əlaqədə olan qaçan ulduzu tapmaq ehtimalı çox aşağıdır, çünki bu cür ulduzların sayı çox azdır.

Məlum qaçan ulduzların ümumi sayi 77, 36 və 4-dir [14, 15, 20, 22, 23] bunlar əsasən O və yüksək işıqlanmaya malik B tip ulduzlardır. Günəşdən 2kpc məsafədə təxminən 55÷60 OB qaçan ulduz var və bu qaçanların əksəriyyəti İY patlayışı nəticəsində yaranıb. Eyni oblastda [22] kataloqunda verilən 242 O tip ulduz yerləşir. Qalaktik mərkəz ətrafında ($l = \pm90^o$), uyğun olaraq 120 və 159 O tip ulduz var. [22] kataloqda göstərilir ki, Günəşdən 1 kpc və 2kps məsafədə 27 və 83 O tip ulduz var. Təbiidir ki, O tip ulduzların bu sayları zamanla əhəmiyyətli dərəcədə dəyişmir, çünki O tip ulduzlar belə yaxın məsafələrdə asanlıqla müşahidə olunur.

[20] uyğun olaraq O tip ulduzlar arasında qaçan ulduzun payı 10÷25%, B tip ulduzlar arasında ~2% və A tip ulduzlar arasında ~0.1÷0.2%-dir. Günəşdən 2kpc məsafədə O tip qaçan ulduzların sayının O tip ulduzların ümumi sayına olan nisbəti

(36/242) 0.15-dir və bu [20]-də verilən məlumatlara uyğundur.

NƏTİCƏLƏR

Radio pulsarların hamısı tək neytron ulduzlardır. Neytron ulduzların təkliyi və böyük kosmik sürətə malik olması həm də qaçan ulduzların O və B tip ulduzlar arasındakı nisbəti inandırıcı şəkildə göstərir ki, qaçan ulduzların yaranmasında əsas mexanizm İY partlayışıdır. Əslində isə neytron ulduzların əksəriyyəti tək O tip və böyük kütləli B tip ulduzlardan əmələ gəlir və belə ulduzlar əsasən spektral və geniş qoşalarda olur. Radiopulsarların yaranması İYU yaranmasından >50% çoxdur, deməli pulsarların əksəriyyəti sıx qoşa sistemdə formalaşmır.

O tip ulduzların kütlələri >16$M_\odot$ olur, B tip ulduzların kütlələri isə 2.5$M_\odot$>M>16$M_\odot$ aralığındadır (bax Cədvəl 2 və [17]) və ulduzların kütlə funksiyası eksponensial xarakter daşıyır [24]. Digər tərəfdən, baş ardıcıllığın İY-in əcdadlarının kütləsi >7÷8$M_\odot$ [5,6]. Buna görə də, O tip ulduzlar arasında qaçanların payı B tip ulduzlardan əhəmiyyətli dərəcədə çox olmalıdır ki, bu da müşahidələrlə təsdiqlənir [20]. Lakin kütləsi 7$M_\odot$>M>16$M_\odot$ ulduzların sayı kütləsi M>16$M_\odot$ olan ulduzların sayından bir tərtib çoxdur və əgər biz qoşa sistemdə O və B tip ulduzların yaşama müddətini kütlə nisbəti ilə birlikdə nəzərə alsaq aşağıdakı nəticəyə gələ bilərik: B tip qaçan ulduzların sayı O tip qaçanlardan çoxdur. Başqa sözlə, İY partlayışı daha çox B tip ulduzların yaranmasına səbəb olur. Buna görə də, Cədvəl 1-də verilən İYUQ-da B tip qaçan ulduzların müşahidə olunması ehtimalı daha çoxdur.

Kütlə funksiyasının meyli 2.3 və ya 3 [25] olan hallarda, başlanğıc kütləsi 8÷16$M_\odot$ olan və təkamülünü İY partlayışı ilə sona yetirən ulduzların sayı kütləsi >16$M_\odot$ olan ulduzların sayından 2÷2.5 dəfə çoxdur. Biz həmçinin fərz etsək ki,bu iki intervalda (8÷16$M_\odot$ və >16$M_\odot$) kütlə nisbəti qiymətləri qoşa sistemin hər biri üçün eynidir və bu nisbət adətən >1/4 [24-27].

Cədvəl 2

İYUQ istiqamətində OB namizəd ulduzlar.

İYUQ	Ulduz	m_v	Xassələri
G18.9-1.1	5698 1773	11.6, 12.0	B - V = 0.4 - 0.6, B - V = 0.3, V - R = 0.2 m = 0.0063 , ~B0
	5698 2817	13.5, 13.4	B - V = 0.4, V - R = 0.2, ~B4
	5698 468	13.3, 13.7	B - V = 0.7, V - R = 0.4, farther, B5 - B0
	5698 963	13.2, 13.8	B - V = 0.3, V - R = 0.2, ~B5
G32.0-4.9	5132 7	9.82, 9.60-10.36	B - V = 0.531, B - V = 0.3, V - R = -0.1 μ = 0.005 , Spect. B3, B0 - O9
G34.7-0.4	449 365	12.9, 13.3	B - V = 0.6, V - R = 0.4, B4 - B3
	449 273	12.9	B - V = 0.6, V - R = 0.3, B4 - B3
	449 137	12.9, 13.4	B - V = 0.6, V - R = 0.4, B4 - B3
G43.9+1.6	1044 734	13.3, 13.0	B - V = 0.5, V - R = 0.3, B4 - B5
	1044 1350	12.8, 13.8	B - V = 1.1, V - R = 0.6, B4 - B5
	1044 1408	13.8, 15.0	B - V = 0.6, V - R = 0.3, B9 - B8
	1044 256	12.9, 12.4	B - V = 0.6, V - R = 0.4, B5 - B3
G54.4-0.3	1609 1858	13.7, 14.0	B - V = 0.9, V - R = 0.6, B5 - B4
G78.2+2.1	3156 1420	12.9, 12.7	B - V = 0.4, V - R = 0.2
	3156 1955	13.7, 14.1	B - V = 0.4, V - R = 0.2
	3156 1430	12.4, 12.5	B - V = 0.6, V - R = 0.4
	3156 2093	13.7, 14.9	B - V = 0.7, V - R = 0.5
	3156 2154	13.9, 14.4	B - V = 0.8, V - R = 0.5
	3156 1974	13.9	B - V = 0.5, V - R = 0.4

G82.2+5.3	3572 372 3572 399 3572 604	11.2, 11.6 12.9, 13.1 12.5, 12.3	B - V = 0.56, B - V = 0.6, V - R = 0.3 m = 0.006 , qoşa? B - V = 0.6, V - R = 0.4 B - V = 0.5, V - R = 0.3
G89.0+4.7	3582 29	12.0, 12.5	B - V = 0.5, V - R = 0.3
G93.7-0.2	3602 449 3602 497 3602 586	12.9, 13.2 13.2, 13.6 11.8, 11.9	B - V = 0.4, V - R = 0.3 B - V = 0.6, V - R = 0.3 B - V = 0.7, V - R = 0.5
G109.1-1.0	3997 1897	13.4, 14.3	B - V = 0.5, V - R = 0.3
G114.3+0.3	4284 546 4284 884	12.3, 12.5 12.4, 12.7	B - V = 0.7, V - R = 0.4 B - V = 0.4, V - R = 0.3
G116.9+0.2	4285 3110 4285 448 4285 2960	13.3, 13.7 13.1 13.7, 14.3	B - V = 0.4, V - R = 0.2 B - V = 0.5, V - R = 0.3 B - V = 0.4, V - R = 0.3
G126.2+1.6	4038 1950 4038 1594 4038 1089 4038 1949 4038 1388	11.6, 12.3 12.7, 13.2 12.4, 12.7 13.5, 14.0 12.7, 13.3	B - V = 0.66, B - V = 0.3, V - R = 0.2 B - V = 0.6, V - R = 0.3 B - V = 0.6, V - R = 0.3 B - V = 0.5, V - R = 0.3 B - V = 0.6, V - R = 0.4
G127.1+0.5	4035 607	12.9, 13.3	B - V = 0.4, V - R = 0.3
G132.7+1.3	4050 2138 4050 1872 4050 2534 4050 2687 4050 1390 4050 2661 4050 2206	12.7, 12.9 12.1, 12.6 14.2, 14.1 14.1, 14.6 14.2, 14.6 13.8, 14.0 13.9, 14.1	B - V = 0.4, V - R = 0.2 B - V = 0.7, V - R = 0.4 B - V = 0.6, V - R = 0.4 B - V = 0.8, V - R = 0.5 B - V = 0.6, V - R = 0.4 B - V = 0.5, V - R = 0.3 B - V = 0.8, V - R = 0.5
G156.2+5.7	3356 425 3356 519 3356 147	13.4, 13.9 12.6, 12.7 13.8, 14.1	B - V = 0.6, V - R = 0.4 B - V = 0.5, V - R = 0.3 B - V = 0.6, V - R = 0.4
G179.0+2.6	2406 1616 2406 1722 2406 1041 2406 819	12.6, 13.0 13.8, 13.7 14.0 12.6, 12.9	B - V = 0.4, V - R = 0.2 B - V = 0.1, V - R = 0.0 B - V = 0.5, V - R = 0.3 B - V = 0.3, V - R = 0.2
G189.1+3.0	1878 147	12.6, 13.2	B - V = 0.6, V - R = 0.4
G192.8-1.1	1318 5	12.4, 12.5	B - V = 0.4, V - R = 0.2
G206.9+2.3	160 2083 160 2164	12.2 12.1	B - V = 1.1, V - R = 0.6 B - V = 0.7, V - R = 0.5
G211.7-1.1	148 1988 148 2264	12.7 12.9, 13.3	B - V = 0.31, B - V = 0.3, V - R = 0.2, m = 0.012 B - V = 0.37, B - V = -0.3, V - R = 0.2 m = 0.006 , inside diffuse nebula
G240.9-0.9	6544 2319 6544 3996 6544 3995	11.9, 11.7 11.3 10.97, 10.8	B - V = 0.1, V - R = 0.0 B - V = 0.213, B - V = 0.1, V - R = 0.0
G279.0+1.1	8598 880 8598 1016	12.8, 11.3 13.1, 12.3	B - V = 0.3, V - R = 0.2 B - V = 0.2, V - R = 0.1

	8598 1144 8598 794 8598 888 8598 848 8598 618 8598 1134	11.9, 11.4 13.1 11.7, 11.2 13.3 13.4, 12.5 13.3, 12.6	B - V = 0.1, V - R = 0.1 B - V = 0.2, V - R = 0.1 B - V = 0.5, V - R = 0.3 B - V = 0.2, V - R = 0.2
G315.4-2.3	9011 4459 9011 4311	11.2 14.1, 13.8	B - V = 0.4, V - R = 0.7 B - V = 0.2, V - R = 0.2
G326.3-1.8	9011 4093 9011 4641 8701 1218	12.4, 12.0 13.7 12.8, 12.7	B - V = 0.5, V - R = 0.3

Sonra praktiki olaraq kütlə nisbəti belə olan bütün qoşa sistemlər İY partlayışı nəticəsində B tip qaçan ulduz əmələ gətirir. Buna görə də, biz İYUQ-da məhz B tip qaçan ulduzları axtarmalıyıq. Əlbəttə, tək ulduzlar və geniş qoşalar partlayışdan sonra qaçan ulduz əmələ gətirmir (geniş qoşalarda orbital sürətin qiymətləri kiçikdir). OB tip ulduzlar arasında spektral və tutulan qoşaların sayı OB tip ulduzların ümumi sayının ~0.4÷0.5-dir, biz gözləyirik ki, təxminən İYUQ-ın yarıdan azında və [2] uyğun olaraq pulsar olan hər bir İYUQ-da B tip qaçan ulduz tapa bilərik.

İYUQ-nın mərkəzinə (θ/6) proyeksiyalanmış ulduzların verilənlərinin təhlili göstərdi ki, bu işdə tədqiq olunan İYUQ-ın heç birində O tip ulduz yoxdur. Seçdiyimiz İYUQ-dan 32-də B tip ulduz namizədlərə rast gəlinir və bu ulduzların spektral tipini müəyyən etmək üçün onları müşahidə etmək lazımdır. Qalan 16 İYUQ-da B tip ulduza namizədlər yoxdu. Digər tərəfdən, biz gözləyirik ki, bizim nümunədəki İYUQ-ın yalnız 23-də əcdadının kütləsi >7-8$M_\odot$ və ya komponentlərinin kütlə nisbəti >0.25 olan B8 tip (M>2.9$M_\odot$) ulduz tapa bilərik. Lakin belə B tip namizədlər arasında qaçan ulduzların sayını müəyyən etmək çətindir. Daxilində pulsar olan 7 İYUQ-dan 4-də B tip ulduz yoxdur.

1. S.O.Tagieva, A.Ankay, O.H.Guseinov. The Lower Limit for Masses of Progenitors of Supernova Remnants and Radio Pulsars, Submitted to Astron. Astrophys. Transac. (astro-ph/0306117) (2003) 3-23.
2. I.Iben, A.V.Tutukov. On the Origin of the High Space Velocities of Radio Pulsars. Astrophys. J., **456** (1996) 738-749.
3. A.O.Allakhverdiev, O.H.Guseinov, S.O.Tagieva, I.M.Yusifov. Velocities of pulsars: A new approach, Astron. Rep., **74** (1996) 297-261.
4. B.M.S.Hansen, E.S.Phinney. The pulsar kick velocity distribution, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **291** (1997) 569-577.
5. K.Nomoto, Astron. Evolution of 8-10 solar mass stars toward electron capture supernovae. I - Formation of electron-degenerate O+NE+MG cores, Astrophys., **277** (1984) 791-805.
6. C.Aydin, S.Ozdemir, O.H.Guseinov et al. The Number-Mass Distribution of White Dwarfs, Tur. J. Phys., **20** (1996) 1149-1158.
7. O.H.Guseinov, E.Yazgan, S.O.Tagieva, S.Ozkan. Pulsar Luminosity Function, Rev. Mex. Astron. Astrof., **39** (2003) 267-273.
8. D.L.Kaplan, D.A.Frail, B.M.Gaensler et. al. An X-Ray Search for Compact Central Sources in Supernova Remnants. I. SNRS G093.3+6.9, G315.4-2.3, G084.2+0.8, and G127.1+0.5, Astrophys. J. Suppl. Ser., **153** (2004) 269-276.
9. D.A.Green. Galactic supernova remnants: an updated catalogue and some statistics "A Catalogue of Galactic Supernova Remnants", January version (http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs), (2004) 335-370.
10. Th.Neckel, G.Klare. The spatial distribution of the interstellar extinction, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **42** (1980) 251-281.
11. O.H.Guseinov, A.Ankay, S.O.Tagieva. Observational data on galactic supernova remnants: the supernova remnants within l=0-90 degrees, Serb. Astron. J., **167** (2003) 93-110.
12. O.H.Guseinov, A.Ankay, S.O.Tagieva. Observational Data on Galactic Supernova Remnants: II.

The Supernova Remnants Within l = 90° - 270° (p 55G), Serb. Astron. J., **168** (2004) 55-69.
13. O.H.Guseinov, A.Ankay, S.O.Tagieva. Observational Data on Galactic Supernova Remnants: III. The Supernova Remnants Within l = 270° - 360°. Serb. Astron. J., **169** (2004) 65-82.
14. R.W.Sayer, D.J.Nice, V.M.Kaspi. A Search for Pulsar Companions to OB Runaway Stars, Astrophys. J., **461** (1996) 357-361.
15. C.J.Philp, C.R.Evans, P.J.T.Leonard, D.A.Frail. Do OB Runaway Stars Have Pulsar Companions?, Astron. J., **111** (1996) 1220-1226.
16. D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds, Astrophys. J., **500** (1998) 525-553.
17. D.F.Gray. The Observation and Analysis of Stellar Photospheres, Cambridge Univ. Press, second edition (1992) 230-230.
18. The Guide Star Catalog. III - Production, database organization, and population statistics, 99 (http://www.projectpluto.com) 2082-2154.
19. P.J.T.Leonard, M.J.Duncan. Runaway stars from young star clusters containing initial binaries. I - Equal-mass, equal-energy binaries, Astron. J., **96** (1988) 222-232.
20. D.R.Gies, C.T.Bolton. The binary frequency and origin of the OB runaway stars, Astrophys. J. Suppl. Ser., **61** (1986) 419-454.
21. D.Schaerer, C.Charbonnel, G.Meynet. Grids of Stellar Models - Part Four - from 0.8-SOLAR-MASS to 120-SOLAR-MASSES at Z=0.040, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **102** (1993) 339-342.
22. C.Cruz-Gonzalez, E.Recillas-Cruz, R.Costero et al. A catalogue of galactic O stars and the ionization of the low density interstellar medium by runaway stars, Rev. Mex. Astron. Astrof., **1** (1974) 211-259.
23. D.Schaerer, A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova, IAU Symp., (astro-ph/0208227) (2003) 642-651.
24. Z.T.Kraicheva, E.I.Popova, A.V.Tutukov, L.R.Yungelson. Models for the Distribution of Spectroscopic Binaries with Respect to Mass of the Primary Mass Ratio and Orbital Semiaxis, Sov. Astron. J., **23** (1979) 290-296.
25. S.J.Hogeveen. The mass-ratio distribution of spectroscopic binary stars, Astrophys. Space Sci., **196** (1992) 299-336.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ УБЕГАЮЩИХ ОВ ЗВЕЗД В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ

С.О. ТАГИЕВА, Х.И. НОВРУЗОВА, Г.Б. МАМЕДХАНОВА, Н.А. ЗЕЙНАЛОВА

Поиск убегающих звезд в остатках Сверхновых дает возможность оценить отношение масс компонентов в двойных системах, в которых происходит взрыв Сверхновой. Такой метод дает информацию о доле спектроскопических и тесных двойных звезд среди звезд на главной последовательности с массой $>7\div8M_{\odot}$ и о пространственных скоростях, и о периодах вращения пульсаров. Рассмотрены данные для убегающих ОВ звезд в центральных частях 48-ми остатках Сверхновых на расстоянии менее 3кпс. В 16 из этих остатков нет кандидатов на О или В звезд. Показано, что пульсары (точечные источники), могут рождаться не только в спектроскопических и тесных двойных. Представлен список звезд, которые являются кандидатами для убегающих В звезд, расположенных в остатках Сверхновых. Спектральные исследования этих кандидатов могут обеспечить решение проблем, упомянутые выше.

SOME PROPERTIES FOR RUNAWAY OB STARS IN SUPERNOVA REMNANTS

S. O. TAGIYEVA. , H.İ. NOVRUZOVA, G.B. MAMMƏDKHANOVA, N.A. ZEYNALOVA

Searching for runaway stars in Supernova remnants gave us the possibility to estimate the mass ratio in binary systems in which the Supernova explosion occurs. Such method also gave information on portions of spectroscopic and close binaries among the stars on the main sequence with mass $>7\div8M_{\odot}$. More importantly, we could learn more about space velocities and spin periods of pulsars by this way. We had searched for runaway OB stars in central parts of 48 Supernova remnants with distances less than about 3kpc. In 16 of the remnants in our sample, there was no candidate O or B type star and we have shown that pulsars (point sources) might be born not only in spectroscopic and close binaries. We have represented a list of stars which were candidates for runaway B type stars located in Supernova remnants. Spectroscopic investigations on these candidates could provide solutions for the problems mentioned above.

Редактор: Н.Исмаилов

UOT 53(091)

AMEA-NIN FİZİKA İNSTİTUTUNUN YARANMASI VƏ YENİ ELMİ İSTİQAMƏTLƏRİN İNKİŞAFI

A.Ə.CİLOVDARLI (ABBASOV), H.Ə.HACIYEV*

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr.131
*Azərbaycan Milli Aviasiya Akademiyası**
AZ 1045, Bakı, Binə, 25-km
muzeyfizika@yahoo.com

Daxil olub: 10.09.2016
Çapa verilib: 26.01.2017

Açar sözlər: kalorimetr, spektral, monoton, kritik hal, intensivlik, qızdırılan.

REFERAT
Azərbaycan SSR EA ilə eyni vaxtda müstəqil Fizika İnstitutunun yarandılması onun elmi istiqaətində kəskin dəyişikliyə səbəb oldu. İnstitutda fundamental elmi istiqamətlər üzrə tədqiqatlara başlandı.

Fizika İnstitutunun varisi olduğu Fizika Sektorunda ən məhsuldar yaradıcılıq illəri II Dünya Müharibəsi dövrünə təsadüf edir. Bu illərdə Sektorun əməkdaşlarına cəbhədən gələn sifarişləri yerinə yetirməklə bərabər, xalq-təsərrüfat və müharibə əhəmiyyətli böyük problemlərin həllində də fəal iştirak etmək göstərişi verilmişdir. Sektorun Neft Fizikası Şöbəsi əsasən neft kəşfiyyatı və neftin emalı sənayesi üçün əhəmiyyət daşıyan tətbiqi problemlərlə məşğul olur və cəbhədən gələn sifarişləri yerinə yetirirdilər. Azərbaycan fizikləri hər iki istiqamətdə ölkəyə böyük fayda verən işlər görmüşlər [1].

Professor Y.Q.Dorfman və Z.İ.Əlizadənin birgə ixtira etdikləri insan bədənində yad cismi ayırd etməyə imkan verən maqnit ferrolokametri cəbhə üçün çox faydalı cihaz oldu. Ucuz başa gələn, kiçik ölçülü, kiçik çəkili və nəhəng Rentgen kabinetlərini əvəz edə bilən bu cihazdan cəbhənin istənilən nöqtəsində istifadə etmək mümkün olurdu.

Müharibə illərində Z.İ.Əlizadənin rəhbərliyi ilə Bakı neftinin emalı prosesində yaranan neft koksu tozundan rabitə texnikasında istifadə edilməsi texnologiyası işlənmişdir. Onun əsasında cəbhə üçün lazım olan, tez və ucuz başa gələn rabitə cihazları-mikrofon, telefon, membran və s. istehsal olunmuşdur. Elektrokimya üzrə tədqiqatlardan alınmış kömür-qrafit çubuqlar, işıqlanan maddlər və s. cəbhəçilər tərəfindən yüksək qiymətləndirilmişdir.

Cəbhə sifarişləri əsasında H.İ.Əmirxanov neftayırma zavodlarında neft və neft məhsullarını analiz etmək üçün yeni cihaz və texnologiya təklif etmiş və onun sadə istifadə üsulunu hazırlamışdı. A.A.Abaszadə isə Bakı neftinin özlülüyünü, istilikkeçirməsini və istilik tutumunu tədqiq edərək onlara əsasən neftin dərinlikdən asılılıq qanununu kəşf etmiş və ondan neftin kəşfiyyatında istifadə üsulunu işləmişdi.

Başqa elmi-tıdqiqat mərkəzlərində olduğu kimi SSRİ EA-nın Azərbaycan filialının Fizika Sektorunda da alimlər yalnız xalq təsərrüfatının və cənayenin inkişafı üverirdilərçün nəzərdə tutulmuş işlərlə deyil, fundamental elmi-tədqiqstlar üzərində işləməyə üstünlük verirdilər. Filialın 1944-cü ilin aprel ayında verdiyi qərarla Fizika Sektoru onun yerində yaradılmış Fizika İnstitutu ilə əvəz edildi. Lakin, Fizika İnstitutu tam təşkil olunmamış,1945-ci ilin yanvarında Sovet Hökuməti müstəqil Azərbaycan SSR EA-nın yaradılması haqqında qərar verdi. Hımin ilin mart ayında Azərbaycan Hökumətinin qərarı ilə Azərbaycan SSR EA-sı və onun tərkibində Fizika İnstitutu təsis edildi.

Fizika İnstitutun direktoru vəzifəsinə fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor H.İ.Əmirxanov, elmi işlər üzrə direktorun müavini vəzifəsinə isə fizika-riyaziyyat ejmləri namizidi Z.İ.Əlizadə təyin edildi. Yeni İnstitutun tərkibi 3 şöbədən və 5 laboratoriyadan ibarət aşağıdakı kimi təsdiq olunmuşdur:

1. Neft fizikası şöbəsi, rəhbəri – prof. H.İ.Əmirxanov.
2. Rentqenoqrafik və optik tədqiqatlar şöbəsi, rəhbəri – prof. A.Z.Vəzirzadə.

3. Lay neftinin molekulyar fizikası laboratoriyası, rəhbəri - dosent L.A.Sergeyev.
4. Neftin və neft mədən sularının hidrofiziki xassələrinin tədqiqi laboratoriyası, rəhbəri - dosent S.A.Əbdürrəşidov.
5. İstilik fizikası laboratoriyası, rəhbəri - dosent A.A.Abaszadə.
6. Elektromaqnit rəqsləri laboratoriyası, rəhbəri – dosent H.A.Muxtarov.
7. Spektral analiz laboratoriyası, rəhbəri – dosent F.M.Əfəndiyev.

Fizika Institutunun yeni tərtib edilmiş elmi istiqamətlərində neftlə bağlı mövzular üstünlük təşkil etsə də fundamental elmi əhəmiyyətli tədqiqatlara da yer verilmişdir. Fizika İnstitutunun mövcud olduğu 3 il (1945-1947) müddətində yerinə yetirilmiş tədqiqat işlərinə aid elmi jurnallarda institut əməkdaşlarının 26 elmi məqaləsi nəşr olunmuşdur [2]. Bunlardan 6 iş neftlə bağlı tədqiqatlara aid olsa da 20 iş fizikanın müasir fundamental məsələlərinə aid idi. Bu müddətdə əməkdaşlar ciddi elmi tədqiqatlar aparmış, bir sıra bərk, maye və qaz cisimlərinin elektrik, optik və istilik xassələrini öyrənmiş, nəticədə yeni qanunlar, təcrübə qurğuları, cihazlar və elmi-tədqiqat üsulları ixtira etmişlər.

Məsələn, bu dövrdə H.İ.Əmirxanov yarımkeçirici mis oksidinin istilikkeçirməsinin temperaturdan asılılığını tədqiq etmişdir. Müxtəlif növ aşqarlar daxil edilmiş mis oksidlərinin istilikkeçirməsinin temperatur əmsalında heç bir dəyişiklik müşahidə edilməmişdir. Başqa sözlə elektrik keçiriciliyi yaradan yükdaşıyıcıları istilikkeçiriciliyində iştirak etməmişdirvə mis oksidində istilikkeçirmə mexanizmi dielektrik kristallarda olduğu kimidir [3].

H.İ.Əmirxanov və M.H.Ramazanzadə birlikdə bərk cismlərin istilikkeçirməsinin temperatur qradiyentndən asılılığının cismin ümumi temperaturundan asılı olaraq dəyişməsini ilk dəfə olaraq müşahidə etmişlər. Kvars, şüşə, bismyt, su və yemək duzu üzərində aparılan tədqiqatlardan məlum olmuşdur ki, eyni temperatur şəraitində, temperatur qradiyentinin artması ilə cisimlərin istilikkeşirmə əmsalları azalır [4]. Müəyyən edilmişdir ki. bu effekt naqillərin pis kontaktı nəticəsində əmələ gələn hadisə olmayıb, istilik dalğalarının qarşılıqlı təsiri nəticəsində yaranan hadisədir.

A.Abaszadənin məqalələrindən görünür ki, özünün ən mükəmməl təcrubə qurğularını bu dövrdə yaratmışdır. Məsələn, o, "qızdırılan nazik tel" və "diferensial" kalorimetrini 1945-ci ildə MDU-nun Fizika İnstitutunun emalatxanasında ərsəyə gətirmiş və molekulyar-istilik hadisələri laboratoriyasında sınaqdan çıxarmışdır [5].

A.A.Abaszadə "qızdırılan nazik tel" kalorimetri ilə benzol, toluol, aseton, etil spirti, metil spirti, etil efiri və s. mayelərin və onların buxarlarının istilikkeçirməsini böhran hal oblastı da daxil olmaqla $0^0C \div 350^0C$ temperatur aralığında ilk dəfə olaraq tam şəkildə tədqiq etmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiiq olunan mayelərin doymamış buxarının istilikkeçirməsi doymuş buxara nisbətən kiçik olur və təzyiqin artması ilə artır, temperatur artdıqda isə azalır. Mayelər buxar halında olduqda isə bu hadisələr əks istiqamətdə baş verir. Kritik hala yaxınlaşdıqca istilikkeçirmə mayelərə xas olan qiymətdən buxara xas olan qiymətə qədər monoton şəkildə azalır. Ona görə də qaz və maye hallarına məxsus istilikkeçirmənin temperaturdan və təzyiqdən asılılığını əks etdirən əyriləri kritik hal oblastında birləşərək bir bütöv əyri şəklini alır [6].

A.A.Abaszadə bir çox üzvü maddələrin ərimə və bərkimə istiliklərini və onun temperaturdan asılılığını tədqiq etmək, maddənin quruluşu ilə faza keçidi istilyi arasında əlaqə olduğunu öyrənmək üçün özünün mikrodiferensial kalorimetrinindən istifadə etmişdir [7]. Yüksək dəqiqliyə malik olan bu kalorimetr vasitəsilə A.A.Abaszadə bir çox üzvü maddələrin ərimə və bərkimə istiliklərini, maye və bərk maddələrin istilik tutumunu və onların temperaturdan asılılıqlarını yüksək dəqiqliklə təyin etmişdir. Optik tədqiqatlar şöbəsinin rəhbəri F.M.Əfəndiyev işıq şüasının təsiri ilə filiz, mineral, metal ərintisi və məhluldakı elementlərin atomlarını həyəcanlandırıb onların həssaslığını artırmaqla yeni kəmiyyət xarakterli spektral təhlil üsulu işləyib yaratmış və istifadə etmişdir. Güclü işıq mənbəi kimi, o, yüksək voltlu elektrik boşalmasına üstünlük vermişdir [8]. Həssaslığın artması sayəsində bu üsulla məhlulun tərkibində qızılın 10^{-5}% tərtibində olan konsentrasiyası 3÷5% dəqiqliklə təyin edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, spektral xətlərin intensivliyi təhlil edilən maddənin qalınlığı ilə düz mütənasibdir. Yeni yaradılmış üsulla

Azərbaycan ərazisinə məxsus müxtəlif mədənlərdən toplanmış suxur, filiz və mineral nümunələrinin və onların məhlullarının tədqiqinə başlanmışdır.

Müharibənin gedişi dövründə H.İ.Əmirxanovun rəhbərlik etdiyi aspirantlar H.Abdullayev, Z.Mustafayev, Z.Səmədi, M.Həşim-zadə və B.Paşayev bərk cisimlərdə istiliyin ötürülməsi və metal-yarımkeçirici kontaktlarında elektrik keçiriciliyinin asimmetriyası kimi maraqlı fiziki hadisələri öyrənmişlər.

1. A.Ə.Cilovdarlı, *AMEA-nın Fizika İnstitutunda çalışan alimlərin II Dünya Müharibəsi dövrü yaradıcılığı, Transaktions of Azerbaijan National Akademy of Sciences, series of Physikal-technikal and Mathematikal sciences, Physikal and Astronomy,* **XXXVI** №2 (2016) 169-174.
2. Х.И.Амирханов, А.А.Абасзаде и др. *Развитие физики в Азербайджане за годы Советской власти, Изв. АН Аз ССР,* №10 (1947) 31-40.
3. Х.И.Амирханов, *Исследование теплопроводности закиси меди, Изв. АН Аз. ССР,* №4 (1946) 3-21.
4. Х.И.Амирханов, M.Q.Рамазанзаде, *Исследование температурной зависимости теплопроводности тел от градиента температуры, Изв. АН Аз. ССР,* №3 (1947) 27-33.
5. А.А.Абасзаде, *Новый прибор для измерения теплопроводности жидкостей и паров при высоких температурах и давлениях, ДАН Азерб. ССР,* 3 №1 (1947) 3-7.
6. А.А.Абасзаде, *Исследование теплопроводности некоторых органических соединений в критической области, ДАН СССР,* **68** (1949) 665-668.
7. А.А.Абасзаде, *Микродиференциальный калориметр, Изв. АН Аз. ССР,* №2 (1945) 12-20.
8. Ф.М.Эфендиев, *Применение высоковольтной дуги в спектральном анализе растворов, Изв. АН ССР, Серия физическая*, №6 (1945) 719-720.
9. Г.Б.Абдуллаев, *Исследование анодного скачка потенциала в полупроводнике на границе его соприкосновения с металлом, ДАН Аз. ССР,* **3** (1947) 388-390

FORMATION OF THE INSTITUTE OF PHYSICS OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENSE IN AZERBAIJAN AND THE DEVELOPMENT NEW FIELDS OF SCIENSES

A.A.DJILOVDARLI (ABBASOV), H.A.HADJIEV

The staff of the Institute have been published 26 scientifiq papes durinq the two yeas of its existanse. Serious investigations have been performed, some new lows have been opened, new instruments and devices have beeninvented

СОЗДАНИЕ ИНСТИТУТА ФИЗИКИ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНА И РАЗВИТИЕ НОВЫХ НАУЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ

А.А.ДЖИЛОВДАРЛЫ (АББАСОВ), Г.А.ГАДЖИЕВ

За два года своего существования сотрудниками было опубликовано 26 научных работ. проведены серьезные исследования, открыт ряд законов, созданы новые приборы и устройства.

Редактор: проф. С.Мехтиева

AKADEMİK

MAQSUD ƏLİYEV

1924-2016

Fizika sahəsində mühüm xidmətləri olan görkəmli alim, pedaqoq, Azərbaycan Respublikasının əməkdar elm xadimi, Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının həqiqi üzvü Maqsud Əliyev 92 yaşında vəfat edib.

Maqsud İsfəndiyar oğlu Əliyev 1950-ci ildə Azərbaycan Dövlət Universitetini bitirmişdi. O, 1957-ci ildə fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, 1966-cı ildə fizika üzrə elmlər doktoru elmi dərəcələrini, 1967-ci ildə professor elmi adını almış, 1969-cu ildə Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının müxbir üzvü, 1980-cı ildə həqiqi üzvü seçilmişdi.

Maqsud Əliyev klassik yarımkeçiricilər olan selen, germanium, silisium, A^3B^5 tipli yarımkeçirici birləşmələr və onlar əsasında bərk məhlullarda, evtektikalarda köçürmə hadisələrinin tədqiqi ilə məşğul idi. Onun rəhbərliyi altında yarımkeçiricilərdə və yarımkeçirici-metal evtektikalarda elektron və fonon prosesləri, zolaq quruluşu öyrənilmiş, ifratkeçirmə və Jozefson effekti tədqiq olunmuşdu. Bu işlərin nəticəsi olaraq bir sıra yarımkeçirici cihazlar və qurğular işlənib hazırlanmışdı. Alim ilk dəfə olaraq A3B5 birləşmələri və onların bərk məhlullarının istilikkeçirməsinin tədqiqinə dair işlərə rəhbərlik etmişdi. Maqsud Əliyev 400-dən artıq məqalənin, 30 müəlliflik şəhadətnaməsinin və patentin müəllifidir. Onun rəhbərliyi ilə 35 fəlsəfə doktoru, 7 elmlər doktoru yetişdirilmişdi.

Elm qarşısında əvəzsiz xidmətləri olan akademik M.Əliyev həm də ictimai fəaliyyət göstərirdi. Belə ki, O, Fizika İnstitutunda ümumi sektorun rəhbəri, AMEA-nın Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri bölməsinin akademik katibinin birinci müavini, Azərbaycan Respublikasının fizika problemləri üzrə elmi tədqiqatların əlaqələndirilmə şurasının sədri, Azərbaycan "Zadə irsi və süni intellekt" və "Simurq" Azərbaycan Mədəniyyət Assosiasiyasının Vitse-prezidenti idi.

Görkəmli alimin xidmətləri dövlət tərəfindən yüksək qiymətləndirilmiş. O, Azərbaycan Respublikasının əməkdar elm xadimi adına, "Şöhrət", "Xalqlar dostluğu" ordenlərinə, akademik S.İ.Vavilov və akademik Y.Məmmədəliyev adına mükafat və medallara, AMEA-nın Fəxri fərmanına, "Sülhün səfiri" diplomuna layiq görülmüşdü. Onun adı "Azərbaycanın 100 görkəmli alimi" kitabına yazılmışdı. Ömrünün sonunadək AMEA-nın "Xəbərləri" jurnalının (fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya) baş redaktoru kimi Maqsud müəllimin jurnalın yüksək səviyyədə çıxmasında böyük əməyi və zəhməti olmuşdur.

Görkəmli alim, pedaqoq, səmimi və qayğıkeş insan olan Maqsud müəllimin xatirəsi əziz tutulacaq və o daima hörmətlə yad edəcək.

Allah rəhmət eləsin!

AKADEMİK

ARİF MEHDİYEV

1933-2016

İnformatika sahəsində mühüm xidmətləri olan görkəmli alim, pedaqoq, əməkdar elm xadimi, Azərbaycan Respublikasının Dövlət mükafatı laureatı akademik Arif Mehdiyev ömrünün 83-cu ilində vəfat etmişdir. O, 1952-1957 – ci illərdə Moskva Elektrotexniki Rabitə İnstitutunu bitirdikdən sonra Fizika İnstitutunda, SSRİ Elektron Sənayesi Nazirliyinin tərkibindəki qapalı müəssisədə, Azərbaycan Dövlət Plan Komitəsində çalışmış, 1973–cü ildən Təbii Ehtiyatların Kosmik Tədqiqi İnstitutunun elmi işlər üzrə direktor müavini, 1979–cu ildə Azərbaycan Milli Aerokosmik Agentliyinin ilk baş direktoru olmuşdu. 2001–ci ildə Arif Mehdiyev Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Vitse-prezidenti seçilərək 2007-ci ilədək bu vəzifəni icra etmişdi. 2002-ci ildən ömrünün sonunadək o, Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Ali Attestasiya Komissiyasının sədri vəzifəsində çalışmışdı.

Alimin elmi araşdırmaları yarımkeçiricilər fizikası ilə yanaşı, kosmik informasiya sahəsi ilə sıx bağlı idi. O, Yer kürəsinin kosmosdan müxtəlif texniki vasitələrlə öyrənilməsinə dair fundamental əsərlərin müəllifidir, onun rəhbərliyi altında aerokosmik informasiyanın alınması, çevrilməsi, ötürülməsi və təqdimatı sahəsində uzun illər ərzində elmi-tədqiqat və layihələndirmə işləri aparılmışdır. Arif Mehdiyevin bu sahədə yeni texnologiyaların yaradılması və elmi konsepsiyaların formalaşmasında xidmətləri təqdirə layiqdir. O, kosmik fəzanın tədqiqi üçün nəzərdə tutulmuş müxtəlif cihazların yaradılmasında səy göstərmiş, bir sıra aerokosmik eksperimentlərin təşkilatçısı və elmi rəhbəri olmuşdu.

Arif müəllim, respublikamızda və ölkənin hüdudlarından kənarda mötəbər beynəlxalq simpozium və konfranslarda, ümumdünya kosmik konqreslərində Azərbaycan elmini layiqincə təmsil etmiş. Onun araşdırmalarının nəticələri ölkəmizdə və xaricdə nəşr olunmuş 300-dən artıq elmi əsərdə və 50-dən çox ixtirada öz əksini tapmışdı. Akademik Arif Mehdiyevin elmi və elmi–təşkilat fəaliyyəti dövlət tərəfindən yüksək qiymətləndirilmiş, "Şöhrət" və "Şərəf" ordenləri ilə təltif edilmişdi.

Şərəfli ömür yolu keçmiş akademik Arif Mehdiyevin əziz xatirəsi onu tanıyanların qəlbində daim yaşayacaq.

Allah rəhmət eləsin!

MÜNDƏRİCAT

$InAs_{1-x}Sb_x$ heteroepitaksial strukturların yüksəkhəssaslı rentgen difraksiyası və elektron mikroskopiya metodları ilə tədqiqi
Y.N.Əliyeva, N.A.Abdullayev, H.V.Əliquliyeva, R.R.Hüseynov, G.Kipshidze, V.A.Tanrıverdiyev, N.T.Mamedov……..3
Nadir torpaq elementləri və keçid metalları daxil etməklə $TlB^{III}C_2^{VI}$ tipli birləşmələr əsasında mürəkkəb yarımkeçiricilərin kristallofizikası
E.M.Kərimova, N.Z.Həsənov……...12
Rütubətə həssas məsaməli silisium
T.C.Cəfərov, Ş.S.Aslanov, Ş.X.Rəhimov, A.F.Nəbiyeva, A.Q.Xəlilova, M.S.Sadıqov……..27
p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ bərk məhlulu kristalları nümunələrinin səth pozulmuş təbəqələrinin onların termoelektrik xassələrinə təsiri
T.C.Əlıyeva, G.C.Abdınova, N.M.Axundova, S.Z.Cəfərova, C.Ş.Abdınov……..31
Manqanla aşqarlanmış InSb birləşməsinin istilik keçiriciliyindəki xüsusiyyətlər
İ.X.Məmmədov, R.N.Rəhımov, A.Ə.Xəlılova, D.H.Araslı……..36
İndium monoselenidi kristallarında məxsusi fotokeçiriciliyin spektrinin xüsusiyyətləri haqqında
Ə.Ş.Abdinov, S.İ.Əmirova, R.F.Babayeva, N.Ə.Rəhimova, E.A.Rəsulov……43
$TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ bərk məhlullarının ($0 \le x \le 0.10$) termoelektrik xassələri
F.F.Əlıyev, E.R.Yüzbaşov, V.İ.Eminova, G.P.Paşayev, Ü.M.Ağayeva, M.M.Zərbəliyev……49
CdZnTe altlığının səthyanı layında göyərdilmiş varizon epitaksial təbəqəli HgCdTe əsasında matrisli infraqırmızı fotoqəbuledici
Ş.O.Eminov, Ə.Ə.Əliyev, T.İ.İbrahimov, İ.Ə.Nəsibov……56
$FeSe_{0.82}$ və $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$–nin elektrofiziki xassələri və ifratkeçiricilik
S.S.Rəhimov, Ş.C.Qurbanov, R.İ.Səlim-zadə……..64
İki tip keçiriciliyə malik aşqarlı yarımkeçiricilərdə cərəyan rəqsləri
E.R.Həsənov, A.V.İslamzadə……..69
CO_2-nin 1-oktil-3-metiylimidazolium tetrafluoroboratda həll olması
C.Səfərov, K.Şperlıx, A.Namazova, R.Həmidova, A.Şahverdiyev, E.Hassel……..74
$Cd_{1-x}Fe_xSe$ epitaksial təbəqələrinin quruluşu və səthinin morfologiyası
H.R.Nurıyev, M.Ə.Mehrabova, N.H.Həsənov, N.V.Fərəcov, C.C.Fərzəliyev……85
$Bi_{2-x}Pb_x Sr_2Ca_2Cu_3Oy$ ($x = 0 \div 0,3$) yuxarı temperaturlu ıfratkeçırıcı materıalların fluktuasiya keçiriciklərinin analizi
V.M.Əliyev, A.V.Eynullayev, S.Z.Dəmirova, R.İ.Səlimzadə, B.A.Tahirov……90
$TlInTe_2$–$TlGdTe_2$ sistemi xəlitələrinin sintezi və elektrofiziki xassələri
C.C.Bayramov, R.M.İsmayılov, B.Ş.Barxalov, S.C.Bayramova, Ü.M.Mustafayeva……...96
Sabit elektrik sahəsində saxlanılmış seolitin müqavimət və tutumunun tezlikdən asılılığının dəyişməsi
Q.M.Eyvazova, V.İ.Orbux, Z.Ə.Ağamaliyev, N.N.Lebedeva……102
γ-kvantlarla şüalandırılmış TlS monokristalında elektrik keçiriciliyinin xüsusiyyətləri
R.M.Sərdarlı, N.Ə.Əliyeva, A.P.Abdullayev, F.T.Salmanov, S.M.Qəhrəmanova, G.E.Məmmədova…….109
γ- şüalarla modifikasiya olunmuş kompozitlərin elektroaktiv xassələrinin tədqiqi
N.Ş.Əliyev, M.M.Quliyev, A.M.Məhərrəmov, R.S.İsmayilova, M.N.Bayramov, H.F.Hacıyev……114
$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ və $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ bərk məhlulları əsasında termoelementlərin termoelektrik xassələri
T.C.Əliyeva, N.M.Axundova……122
Be-H_2O sistemində gedən radiasiya-heterogen prosesləri
T.N.Ağayev, A.A.Qəribov, S.Z.Məlikova, İ.A.Fərəc-Zadə, İ.Ə.Məmmədyarova, G.T.İmanova, S.M.Əliyev, S.A.Səbzəliyev, G.X.Veysova……..126
Trimarana nəsilli sistemlərin termodinamik analizi
A.Həşımov, Alireza Salimi Rikani……132
$FeGa_2Se_4$ -ün dielektrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı
N.N.Niftiyev, O.B.Tağıyev, F.M.Məmmədov……...135

Tullantı suların ağır metallardan təmizlənməsi üsulları
A.M.Həşimov, N.M.Hüseynəhli, Ş.M.Əhədzadə……...139
SO(2,1) qrupunun təsvirləri və Viqner əmsalları
B.Ə.Rəcəbov…….143
MWC 361 ulduzunun şüalanma spektrində dəyişmələr
N.Z.İsmayilov, S.A.Alışov, Ş.K.İsmayilova……...151
Spektral qoşa HD 206267 ulduzunun spektral dəyişkənliyi
C.N.Rüstəmov, A.F.Abdulkərimova……..158
HD14143 ifratnəhəng ulduzunun spektral dəyişkənlikləri
Y.M.Məhərrəmov, Ə.M.Xəlilov, Ə.R.Həsənova……168
50 kometin parlaqlıq əyrisinin onların görünmə şəraitini və müşahidə olunduqları
teleskopların aperturasını nəzərə almaqla qurulması
Ə.S.Quliyev, Ü.C.Poladova……...175
İfrat yeni ulduzlarda qaçan OB ulduzların bəzi xüsusiyyətləri
S.O.Tağıyeva, H.İ.Novruzova, G.B.Məmmədxanova, N.A.Zeynalova……...180
AMEA-nın Fizika institutunun yaranması və yeni elmi istiqamətlərin inkişafı
A.Ə.Cilovdarlı (Abbasov), H.Ə.Hacıyev……...188
Akademik Maqsud Əliyev (1924-2016) ……...……...191
Akademik Arif Mehdiyev (1933-2016)…….192

CONTENT

Investigations of the $InAs_{1-x}Sb_x$ heteroepitaxial structures by high-resolution x-ray diffraction and electron microscopy methods
Y.N.Aliyeva, N.A.Abdullayev, Kh.V.Aliguliyeva, G.Kipshidze, R.R.Guseynov, V.A.Tanriverdiyev, N.T.Mamedov……...3
Crystal physics of complex semiconductors on the base of $TlB^{III}C_2^{VI}$ type compounds, including rare earth elements and transition metals
E.M.Kerimova, N.Z.Gasanov……...12
Porous silicon sensitive to humidity
T.D.Dzhafarov, Sh.S.Aslanov, Sh.X.Rahimov, A.F.Nabiyeva, A.H.Xalilova, M.S.Sadigov……27
Effect of the disturbed surface layers of p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ solid solution crystal samples on their thermoelectric properties
T.C.Aliyeva, G.C.Abdinova, N.M.Mustafayev, S.Z.Cafarova, C.Sh.Abdinov……..31
Features of the thermal properties of InSb doped with manganese
I.Kh.Mammadov, R.N.Rahimov, A.A.Khalilova, D.H.Arasly……...36
About the peculiarites of spectrum of the intrinsic photoconductivity in monocrystals of indium selenide
A.Sh.Abdinov, S.I.Amirova, R.F.Babaeva, N.A.Ragimova, E.A.Rasulov……43
Thermoelectric properties of $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ $0 \le x \le 0.10$
F.F.Aliev, E.R.Yuzbashov, V.I.Eminova, G.P.Pashayev, U.M.Agayeva, M.M.Zarbaliev……49
Infrared matrix photo detector on basis of HgCdTe with the grade-gap LPE layers grown in sub-surface layers of CdZnTe substrate
Sh.Eminov, A.A.Aliyev, T.I.Ibragimov, I.A.Nasibov……...56
Superconductivity and electrophysical properties of $FeSe_{0.82}$ and $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$
S.S.Ragimov, Sh.J.Qurbanov, R.I.Selim-zade…….....64
Current oscillations in impurity semiconductors with two types of charge carriers
E.R.Hasanov, A.V.Islamzade……...69
CO_2 solubility in 1-octyl-3-methylimidazolium tetrafluoroborate
J.Safarov, Ch.Sperlich, A.Namazova, R.Hamidova, A.Shahverdiyev, E.Hassel……...…74
The structure and surface morphology of $Cd_{1-x}Fe_xSe$ epitaxial films
I.R.Nuriyev, M. A.Mehrabova, N.H.Hasanov, N.V.Farajov, S.S.Farzaliyev …….....85
Analysis fluctuating conductivity Bi_2-$xPb_xSr_2Ca_2Cu_3Oy$ ($x = 0 \div 0,3$) HTSC materials
V.M.Aliev, A.V.Eynullaev, S.Z.Damirova, R.I.Selim-Zade, B.A.Tairov.....90
Synthesis and electrical properties of $TlInTe_2$–$TlGdTe_2$ system alloys
D.D.Bayramov, R.M.Ismayilov, B.Sh.Barkhalov, S.D.Bayramova, U.M.Mustafayeva……..96
Change of the frequency dependence of resistance and capacitance of zeolite after explosure static electric field
G.M.Eyvazova, V.I.Orbux, Z.A.Agamaliyev, N.N.Lebedeva.....102
Features of conductivity TlS crystal subjected γ-irradiation
R.M.Sardarli, N.A.Aliyeva, A.P.Abdullayev, F.T.Salmanov, S.M.Gakhramanova, G.E.Mammadova.....109
Of electroactive properties of the composites modified by γ-rays
N.Sh.Aliyev, M.M.Guliyev, A.M.Maharramov, R.S.Ismayilova, M.N.Bayramov, H.F.Hajiev.....114
Thermoelectric properties of the solid solutions $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ and $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$
T.C.Aliyeva, N.M.Akhundova..... 122
Radiation-heterogeneous processes in the system of $Be+H_2O$
T.N.Agayev, A.A.Garibov, S.Z.Melikova, I.A.Faradzh-Zade, I.A.Mammadyarova, G.T.Imanova, S.M.Aliyev, S.A.Sabzaliev, G.X.Veysova.....126
Thermodynamic analysis of tri-generation system
A.Hashimov, Alireza Salimi Rikani..... 132
The dependence of dielectric loss of $FeGa_2Se_4$ on the frequencies and temperature
N.N.Niftiyev, O.B.Taghiyev, F.M.Mammadov.....135

Methods of wastewater treatment of heavy metals
A.M.Hashimov, N.M.Hosseinahlı, Sh.M.Ahadzadeh.....139
Theory of representations and Wigner coefficients of group SO(2.1)
B.A.Rajabov..... 143
Variations in the emission spectrum of MWC 361
N.Z.Ismailov, S.A.Alishov, Sh.K.Ismailova.....151
The spectral variability of the spectral binary star HD 206267
J.N.Rustamov, A.F.Abdulkerimova.....158
Spectral variability of the supergiant star HD14143
Y.M.Maharramov, A.M.Khalilov, A.R.Hasanova.....168
Light curves of 50 comet determined taking into account the condition of their visibility
and aperture of telescope in which they are observed
A.S.Guliev,U.D.Poladova……..175
Some properties for runaway OB stars in supernova remnants
S.O.Tagiyeva, H.İ.Novruzova, G.B.Mammadkhanova, N.A.Zeynalova……....180
Formation of the Institute of Physics of The National Academy of Sciense in Azerbaıjan
and the development new fields of scienses
A.A.Djilovdarlı (Abbasov), H.A.Hadjıev.....188
Academician Maksud Aliyev (1924-2016).....191
Academician Arif Mehtiyev (1933-2016).....192

СОДЕРЖАНИЕ

Исследования гетероэпитаксиальных структур $InAs_{1-x}Sb_x$ методами
высокоразрешающей рентгеновской дифракции и электронной микроскопии
Е.Н.Алиева, Н.А.Абдуллаев, Х.В.Алигулиева, Р.Р.Гусейнов,
Г.Кипшидзе, В.А.Танрывердиев, Н.Т.Мамедов.....……...3
Кристаллофизика сложных полупроводников на основе соединений типа $TlB^{III}C_2^{VI}$,
включающих редкоземельные элементы и переходные металлы
Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов……...12
Влагочувствительный пористый кремний
Т.Д.Джафаров, Ш.С.Асланов, Ш.Х.Рагимов, А.Ф.Набиева, А.Г.Халилова, М.С.Садыгов…….27
Влияние нарушенного поверхностного слоя кристаллов твердого раствора
p-$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ на их термоэлектрические свойства
Т.Д.Алиева, Г.Д.Абдинова, Н.М.Ахундова, С.З.Джафарова, Д.Ш.Абдинов…….31
Особенности тепловых свойств InSb, легированного марганцем
И. Х.Мамедов, Р.Н.Рагимов, А.А.Халилова, Д.Г.Араслы……...36
Об особенностях спектра собственной фотопроводимости в кристаллах моноселенида индия
А.Ш.Абдинов, С.И.Амирова, Р.Ф.Бабаева, Н.А.Рагимова, Э.А.Расулов……...43
Термоэлектрические свойства $TlIn_{1-X}Yb_XTe_2$ ($0 \le X \le 0.10$)
Ф.Ф.Алиев, Э.Р.Юзбашов, В.И.Эминова, Г.П.Пашаев, У.М.Агаева, М.М.Зарбалиев……..49
ИК-фотоприемник на основе HgCdTe с варизонными эпитаксиальными слоями,
выращенными в приповерхностном слое CdZnTe подложки
Ш.О.Эминов, А.А.Алиев, Т.И.Ибрагимов, И.А.Насибов……...56
Сверхпроводимость и электрофизические свойства $FeSe_{0.82}$ и $Fe(Se_{0.8}Te_{0.2})_{0.82}$
С.С.Рагимов, Ш.Дж.Курбанов, Р.И.Селим-заде……..64
Колебания тока в примесных полупроводниках с двумя типами носителей заряда
Э.Р.Гасанов, А.В.Исламзаде……...69
Растворимость CO_2 в 1-октил-3-метилимидазолии тетрафторборате
Д.Сафаров, К.Шперлих, А.Намазова, Р.Гамидова, А.Шахвердиев, Э.Хасель……..74
Структура и морфология поверхности эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Fe_xSe$
И.Р.Нуриев, М.А.Мехрабова, Н.Г.Гасанов, Н.В.Фараджев, С.С.Фарзалиев……..85
Анализ флуктуфционной проводимости $Bi_{2-x}Pb_x Sr_2Ca_2Cu_3Oy$ ($x = 0 \div 0,3$) ВТСП материалах
В.М.Алиев, А.В.Эйнуллаув, С.З.Дамирова, Р.И.Селим-Заде, Б.А.Таиров…….90
Синтез и электрофизические свойства сплавов системы $TlInTe_2$ – $TlGdTe_2$
Д.Д.Байрамов, Р.М.Исмайлов, Б.Ш.Бархалов, С.Д.Байрамова, У.М.Мустафаева……..96
Изменение частотной зависимости сопротивления и ёмкости цеолита после
воздействия на него постоянного электрического поля
Г.М.Эйвазова, В.И.Орбух, З.А.Агамалиев, Н.Н.Лебедева……102
Особенности проводимости кристаллов TlS, подвергнутых γ- облучению
Р.М.Сардарлы, Н.А.Алиева, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, С.М.Кахраманова, Г.Е.Мамедова……...109
Исследование электроактивных свойств композитов, модифицированных γ-излучением
Н.Ш.Алиев, М.М.Гулиев, А.М.Магеррамов, Р.С.Исмайилова, Н.М.Байрамов, Г.Ф.Гаджиев……....114
Термоэлектрические свойства термоэлементов на основе твердых растворов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$
Т.Д.Алиева, Н.М.Ахундова……122
Радиационно-гетерогенные процессы в системе $Be+H_2O$
Т.Н.Агаев, А.А.Гарибов, С.З.Меликова, И.А.Фарадж-Заде, И.А.Мамедьярова,
Г.Т.Иманова, С.М.Алиев, С.А.Сабзалиев, Г.Х.Вейсова …….126
Термодинамический анализ системы поколения тримарана
А.Гашимов, Алиреза Салими Рикани……132
Зависимость диэлектрических потерь в $FeGa_2Se_4$ от частоты и температуры
Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, Ф.М.Мамедов……..135

Методы очистки сточных вод от тяжелых металлов
А.М.Гашимов, Н.М.Гусейнагли, Ш.М.Ахадзаде……...139
Теория представлений и коэффициентов Вигнера группы SO(2,1)
Б.А.Раджабов……...143
Изменение эмиссионного спектра звезды MWC 361
Н.З.Исмаилов, С.А.Алышов, Ш.К.Исмаилова……...151
Спектральная переменность спектрально-двойной звезды HD 206267
Д.Н.Рустамов, А.Ф.Абдулкеримова……158
Спектральная переменность звезды сверхгиганта HD14143
Я.М.Магеррамов, А.М.Халилов, А.Р.Гасанова……..168
Кривые блеска 50 комет, построенные с учетом условий их видимости и апертур телескопов
А.С.Гулиев, У.Д.Поладова……..175
Некоторые особенности убегающих ОВ звезд в остатках сверхновых
С.О.Тагиева, Х.И.Новрузова, Г.Б.Мамедханова, Н.А.Зейналова…….....180
Создание Института Физики Национальной Академии Наук Азербайджана
и развитие новых научных направлений
А.А.Джиловдарлы (Аббасов), Г.А.Гаджиев……..188
Академик Максуд Алиев (1924-2016)……191
Академик Ариф Мехтиев (1933-2016)……....192