



**GÖRKƏMLİ FİZİK-ALİM
AKADEMİK
BƏHRAM MEHRALI OĞLU ƏSGƏROV**

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının həqiqi üzvü, Respublika Dövlət Mükafatı laureatı, Əməkdar Elm xadimi, "Şöhrət" ordenli, Prezident təqaüdcüsü, bərk cisimlər nəzəriyyəsi sahəsində öz çözümlərini deyən, bu sahəyə böyük töhfələr verən, və Azərbaycanda bərk cisimlər fizikası sahəsində böyük elmi məktəbin yaradıcısı, elmin və ali təhsilin böyük təşkilatçısı kimi tanınmış alim, Bakı Dövlət Universitetinin "Bərk cisimlər fizikası" kafedrasının müdiri, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor Bəhram Mehralı oğlu Əsgərovun 5 oktyabr 2013-cü ildə 80 yaşı, elmi, pedaqoji və ictimai fəaliyyətinin isə 55 ili tamam olmuşdur.

Bəhram müəllim 1933-cü il oktyabr ayının 5-də Azərbaycanın dilbər təbiətli güşələrindən biri olan Tovuz rayonunun Əhmədabad kəndində anadan olmuşdur.

O, 1952-ci ildə Yanıxlı kənd orta məktəbini müvəffəqiyyətlə bitirərək həmin ildə Azərbaycan Dövlət Universitetinin (indiki Bakı Dövlət Universitetinin) fizika-riyaziyyat fakültəsinin fizika şöbəsinə daxil olmuşdur. Universitetdə təhsil aldığı müddətdə adlı təqaüdcü (Stalin təqaüdü) olmuşdur.

1957-ci ildə Universiteti fərqlənmə diplomu ilə bitirərək Azərbaycan Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutunun "Yarımkəçiricilər fizikası" ixtisası üzrə əyani aspiranturasına daxil olmuşdur.

Aspirantura təhsilini, məşhur Rentgenin tələbəsi olmuş akademik A.F. İoffenin direktor olduğu, SSRİ Elmlər Akademiyası Yarımkəçiricilər İnstitutunda (Leninqrad şəhəri) almışdır. Bu İnstitutda o, professor A.İ. Anselmin rəhbərliyi altında mükəmməl elmi məktəb keçmiş, bərk cisimlər nəzəriyyəsinin aktual problemləri - metallar və yarımkəçiricilərdə termomaqnit effektlərin kvant nəzəriyyəsi ilə məşğul olmuş, 1962-ci ildə Leninqradda namizədlik dissertasiyasını müdafiə etdikdən sonra Bakıya qayıdaraq Azərbaycan Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutunda elmi işini davam etdirmişdir.

Dissertasiya işində qaldırılan problemlərin aktuallığı nəzərə alınaraq Azərbaycan Elmlər Akademiyasının Rəyasət Heyətinin qərarı ilə 1963-cü ildə B.M. Əsgərovun namizədlik dissertasiyası bütünlüklə *"Теория явлений переноса в полупроводниках"*

("Yarımkeçiricilərdə köçürmə hadisələri nəzəriyyəsi", rus dilində) adı altında "*Elm*" nəşriyyatı tərəfindən ayrıca kitab şəklində nəşr edilmişdir. Bu kitab onun ilk və uğurlu monoqrafiyası idi.

B. Əsgərov 1966-cı ilə qədər Azərbaycan Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutunda kiçik elmi işçi, elmi işçi və baş elmi işçi vəzifələrində çalışmış və 1966-cı ildə Azərbaycan Dövlət Universitetinin Fizika fakültəsinin "Molekulyar fizika" kafedrasına dosent vəzifəsinə dəvət olunmuşdur. Həmin ildən etibarən onun elmi işi ilə yanaşı pedaqoji fəaliyyəti də başlamışdır. O, Fizika fakültəsində "Elektrodinamika", "Bərk cisimlərin kvant nəzəriyyəsi", "Termodinamika və statistik fizika" kimi mühüm ümumnəzəri universitet kurslarından mühazirələr oxumuşdur. Universitetdə təşkilatçılıq fəaliyyətini B.M.Əsgərov 1971-ci ildə "Bərk cisimlər fizikası" kafedrasını təşkil etməklə başlamış, 1972-ci ildə kafedranın professoru olmuş və indiyə qədər həmin kafedraya rəhbərlik edir.

1970-ci ildə B.M.Əsgərov Leninqradda "*Наука*" nəşriyyatında özünün "*Кинетические эффекты в полупроводниках*" ("Yarımkeçiricilərdə kinetik effektlər", rus dilində) adlı ikinci monoqrafiyasını nəşr olunmuşdur. Bəhram müəllim 1971-ci ildə doktorluq dissertasiyasını müdafiə etmiş; bu monoqrafiyaya görə o, 1974-cü ildə elm və texnika sahəsində Azərbaycan Dövlət Mükafatına layiq görülmüşdür. Bu monoqrafiya mütəxəssislər tərəfindən rəğbətini qazanmış və çox aparıcı universitetlərdə onun əsasında kinetik effektlər nəzəriyyəsindən ixtisas kursları oxunur və bərk cisimlər fizikası sahəsində çalışan mütəxəssislərin stolüstü kitabına çevrilmişdir.

Onun üçüncü monoqrafiyası olan "*Электронные явления переноса в полупроводниках*" ("Yarımkeçiricilərdə elektron köçürmə hadisələri", rus dilində) adlı kitabını 1985-ci ildə Moskvada "*Наука*" nəşriyyatında nəşr olunmuş və həmin monoqrafiya "*Electron transport phenomena in semiconductors*" adı ilə ingilis dilinə tərcümə olunaraq *World Scientific* (Singapore) Ümumdünya nəşriyyatında çap olunmuşdur.

Bəhram müəllimin (S.R.Fiqarovanın həmmüəllifliyi ilə) "*Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases*" (ingilis dilində) adlı növbəti monoqrafiyası 2010-cu ildə *Springer* (Berlin, Almaniya) nəşriyyatında işıq üzü görmüşdür.

B.M.Əsgərovun elmi fəaliyyəti 1957-ci ildən, onun SSRİ Elmlər Akademiyası Yarımkeçiricilər İnstitutuna (Leninqrad şəhəri) aspirant kimi ezam olunduğu dövrdən başlayır. Həmin illərdə o, professor A.İ.Anselmlə birgə yarımkeçiricilərdə və metallarda termomaqnit hadisələrinin kvant nəzəriyyəsini inkişaf etdirir. Onlar tərəfindən kvantlayıcı maqnit sahəsində, adi kinetik tənlik tətbiq oluna bilmədiyi halda dissipativ termomaqnit cərəyanlarını hesablamaq üçün metod təklif edilir. Elmi ədəbiyyatda Anselm-Əsgərov metodu adı ilə məlum olan bu üsul, sonralar müəlliflər tərəfindən dönməyən proseslərin ümumi nəzəriyyəsi vasitəsi ilə əsaslandırılır.

B.M.Əsgərovun 1960-61-ci illərdə "*Физика твердого тела*" jurnalında çap olunmuş işləri ilə termomaqnit hadisələrin kvant nəzəriyyəsinin əsası qoyulmuş, onun kinetik effektlərin klassik nəzəriyyəsinə həsr edilmiş ilk işlərində güclü cırlaşmış yarımkeçiricilərdə və metallarda ixtiyari maqnit sahəsində köçürmə hadisələri kimi vacib məsələlərə baxılmışdır. B.M.Əsgərov tərəfindən uzununa maqnit sahəsində yerləşmiş yarımkeçiricilərdə termoelektrik hərəkət qüvvəsinin və istilikkeçirmənin elektron hissəsini öyrənilmişdir.

B.M.Əsgərovun bir sıra işləri daha mürəkkəb dispersiya qanunlu, yəni real enerji spektrli yarımkeçiricilərdəki kinetik effektlərin klassik nəzəriyyəsinə həsr olunmuşdur. O, sferik, lakin qeyri-parabolik zonalı yarımkeçiricilərdə qalvanomaqnit və termomaqnit effektlərin klassik nəzəriyyəsinə ümumiləşdirmişdir.

Bəhram müəllim tərəfindən termomaqnit effektlərinin ölçülməsindən istifadə olunaraq güclü cırlaşmış sferik-simmetrik dispersiya qanunlu elektron yarımkeçiricilərinin parametrlərinin tapılması üçün yeni üsul təklif olunmuşdur. Bu üsul təcrübəçi alimlər tərəfindən effektiv kütlə, səpilmə mexanizmi, yürüklük, zonanın qeyri-parabolikliliyi və s.

kimi kəmiyyətlərin dəqiq ölçülməsi üçün istifadə olunur. B. Əsgərov tərəfindən qeyri-parabolik zonalı yarımkeçiricilərdə qalvanomaqnit effektlərin kvant nəzəriyyəsinə həsr olunmuş işlərində Keyn dispersiya qanunlu yarımkeçiricilərdə eninə termoelektrik hərəkət qüvvəsi və izotermik Nernst-Ettingshauzen effektinin kvant nəzəriyyəsi qurulmuşdur.

Bəhram müəllim tərəfindən həm klassik həm də ölçüyə görə kvantlanmış yarımkeçirici təbəqələr üçün qalvanomaqnit və termomaqnit effektlərin ardıcıl nəzəriyyəsi qurulmuşdur.

B.M.Əsgərov tərəfindən ilk dəfə kvantlayıcı maqnit sahəsində elektron qazının əsaslı surətdə statistikasını qurulmuş və kimyəvi potensialı hesablanmışdır. Kvantlayıcı maqnit sahəsində keçirici elektrınlərin optik fononlarla qarşılıqlı təsirini nəzərə almaqla enerji spektrinin xüsusiyyətləri tədqiq edilmişdir. Sferik-simmetrik zona üçün yükdaşıyıcıların fononlarla sövq olunma nəzəriyyəsi ümumiləşdirilmiş və elmə *“Statistik sövqetmə qüvvəsi”* adlı yeni anlayış daxil edilmişdir. O, güclü cırlaşmış yarımkeçiricilərin fiziki parametrlərinin ölçülməsi üsulunu təklif etmişdir. Bu təklif "İkiatomlu molekulların elektrik dipol momentinin termodinamik yolla təyini metodu" adında ixtira kimi qeydiyyatdan keçmişdir.

Son illər Bəhram müəllim intensiv şəkildə ölçüyə görə kvantlanmış və aşağıölçülü elektron sistemlərində köçürmə hadisələri ilə məşğul olur.

Təbəqələrdə elektron köçürmə hadisələrinin nəzəriyyəsinə həsr olunmuş işlər əsasında o, əməkdaşları ilə birlikdə 1984-cü ildə Almaniyada nəşr olunan *"Physica Status Solidi"* jurnalının sifarişli ilə jurnal üçün geniş icmal məqalə yazmışdır.

B.M.Əsgərovun aldığı bir çox mühüm nəticələr onun *"Теория явлений переноса в полупроводниках"*, *"Кинетические эффекты в полупроводниках"* və *"Электронные явления переноса в полупроводниках"* adlı monoqrafiyalarına daxil edilmişdir.

"Кинетические эффекты в полупроводниках" monoqrafiyasının müqəddiməsində kitabın məsul redaktoru olmuş professor S.S.Şalit yazırdı: "Təqdim olunan monoqrafiyanın müəllifi B.M.Əsgərov yarımkeçiricilərdə kinetik hadisələrin nəzəriyyəsi üzrə öz işləri ilə məşhur olan mütəxəssisdir, o, təcrübəçilərin tələbləri ilə də yaxşı tanışdır və ümid etmək olar ki, onun bu əsəri tədqiqatçılar arasında layiqli qiymətini alacaqdır."

Doğrudan da monoqrafiya, redaktorun ümidlərini tam şəkildə doğrultdu, kitab çox uğurlu oldu. Tamlığı və aydınlığı B.M.Əsgərovun monoqrafiyasına qısa müddətdə ölkəmizdə və xaricdə layiqli şöhrət qazandırdı. Buna sübut kimi yarımkeçiricilər fizikası üzrə olan elmi jurnalların və monoqrafiyaların səhifələrində çoxlu sayda istinadları göstərmək olar. B.M.Əsgərovun *"Кинетические эффекты в полупроводниках"* adlı monoqrafiyası yarımkeçiricilərdə köçürmə hadisələrinin tədqiqi ilə məşğul olan fiziklərin stolüstü kitabına çevrilmiş və elm aləminin tam rəğbətini qazanmışdır. Bu fikir keçmiş SSRİ-nin görkəmli alimləri tərəfindən dəstəklənmişdir.

A.F. İoffe adına Leningrad Fizika-Texnika İnstitutunun alimi prof. L.E.Qureviç "Физика и Техника Полупроводников" (cild 5, buraxılış 10, 1971-ci il) jurnalında nəşr etdirdiyi rəyində, qeyd edir ki, B.M. Əsgərovun 1970-ci ildə nəşr olunan *"Кинетические эффекты в полупроводниках"* kitabı yarımkeçiricilərin kinetik xassələri haqqında birinci nəzəri monoqrafiyadır və onun yenidən nəşr olunması vacibdir.

B.M.Əsgərovun üçüncü monoqrafiyası olan *"Электронные явления переноса в полупроводниках"* kitabı haqqında "Физика и Техника Полупроводников" (cild 22, buraxılış 7, 1988-ci il) jurnalında Leningradlı professor O.V.Konstantinov öz rəyini dərc etdirmişdir. Burada o, qeyd edir ki, B. Əsgərovun kitabı digər mövcud monoqrafiyalardan onunla fərqlənir ki, bu kitab bərk cisimlər fizikasının məhz bu bölməsi üzrə ən dolğun və dəyərli kitabdır. B.M.Əsgərov öz əsərləri ilə termomaqnit hadisələrinin nəzəriyyəsinin yaranmasında və inkişafında əvəzsiz rol oynamışdır. İnternet səhifələrində Bəhram müəllimin yazdığı monoqrafiyaların həm elektron, həm də kitab formatında intensiv reklamı və satışının aparılması bu gün də bu kitabların öz aktuallığını saxlanması ilə bağlıdır.

B.M.Əsgərovun elmi işlərində fiziki cəhətdən maraqlı və mühüm nəticələr alınıb. Bu orijinal nəticələrin, onun ümumi istifadə üçün nəzərdə tutulmuş kitablarına daxil edilməsi onların böyük əhəmiyyətini bir daha artırır. Onun elmi nəticələri A.İ.Anselmin "Введение в теорию полупроводников", L.Boñç-Brueviç və S.Q. Kalaşnikovun "Физика полупроводников", R.Smitin "Полупроводники", M.M.Qaciəliyevin "Термомагнитные эффекты в узкозонных полупроводниках в сильном и квантующем магнитном поле", A.V.Lyubçenko, E.A.Salkov, F.F.Sizovun "Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники", E.V.Kuçisin "Гальваномагнитные эффекты и методы их исследований" kimi məşhur monoqrafiyalarına, Физическая энциклопедия, (Москва, Изд-во "Большая Российская энциклопедия", 1998), "Физика твердого тела" (Киев, Изд-во "Наукова Думка", 1998) ensiklopedik lüğətinə, V.P.Draqunov, İ.Q.Neizvestniy, V.A.Qridçinin "Основы нанoeлектроники" dərsliyinə və V.Zavadskinin "Advance In Physics" jurnalında dərc olunmuş icmalına daxil edilmişdir. Öz işləri ilə akad. B.M.Əsgərov yarımkeçiricilər nəzəriyyəsinə, o cümlədən kvantlayıcı maqnit sahəsində termomaqnit və qalvanomaqnit hadisələr nəzəriyyəsinə böyük töhfələr vermişdir.

Bəhram müəllim elmi məqalələrinin əksəriyyəti "Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики", "Физика и Техника Полупроводников", "Физика Твердого Тела" (Россия), "Физика Низких Температур" (Украина), "Journal Physics. Condensed Matter", "Nanotechnology", "Proceedings of the Royal Society A", (England), "Phys Status Solidi" (Germany), "Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures" (Netherlands), Japanese Journal of Applied Physics (Japan) kimi məşhur elmi jurnallarda dərc olunmuş 170-dən çox elmi əsərin müəllifidir. Bu işlər geniş mütəxəssis kütləsinə məlumdur və onlar tərəfindən yüksək qiymətləndirilmişdir. B.M.Əsgərovun əksər nəzəri nəticələri bir çox laboratoriyalarda öz təcrübi təsdiqini tapmışdır.

Hər bir elmi işin əhəmiyyəti, onun dəyəri və elmə gərəkli olması bu sahədə çalışan, elmi işçilər və mütəxəssislər tərəfindən bu işdən istifadə olunması, elmi məqalələrdə onlara istinad edilməsi ilə müəyyən edilir. B.M.Əsgərovun monoqrafiyaları və elmi məqalələri göstərilən meyarları ödəyir. Təkcə onu qeyd etmək kifayətdir ki, onun kitablarına və məqalələrinə elmi ədəbiyyatda 1000-dən çox istinad var. Bu isə onu göstərir ki, Bəhram müəllim bərk cisimlər fizikası sahəsində nəinki Respublikamızda, həm də dünyada tanınmış alimdir. Bəhram müəllim 1993-cü ildə xarici jurnallarda dərc olunmuş elmi işlərinə görə Soros fondunun qrantını almışdır. O, 1997-ci ildə isə İngiltərədəki Kembric Beynəlxalq Bioqrafiya Mərkəzi tərəfindən "XX əsrin məşhur alimi" sırasına daxil edilmiş, "Elmdə görkəmli nailiyyətlərinə görə" diplomu və medalı ilə təltif olunmuş və Ümumdünya ensiklopediyasına daxil edilmişdir.

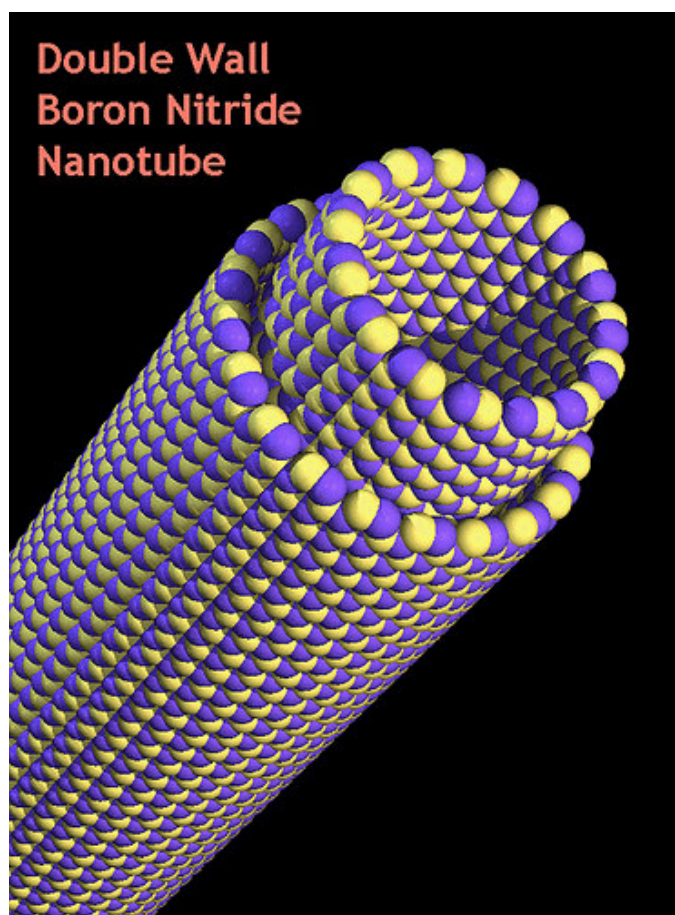
B.M.Əsgərov Moskva, Sankt-Peterburq, Kiyev, Novosibirsk, Vilnüs, Tartu, Daşkənd, Tbilisi, Bakı, Salford, Bodrum, Varşava, Pekin, Eddinburq şəhərlərində keçirilmiş çoxlu sayda Beynəlxalq və Respublika elmi konfranslarda orijinal məruzələrlə çıxış etmişdir.

Bəhram müəllim yüksək ixtisaslı fizik-nəzəriyyəçilərin hazırlanmasında fəal iştirak edir. O, 12 namizədlik dissertasiyasına elmi rəhbər və 4 doktorluq işinin elmi məsləhətçisi olmuşdur. Bəhram müəllimin elmi-təşkilati, pedaqoji və ictimai fəaliyyəti dövlət tərəfindən yüksək qiymətləndirilmişdir: o, 1974-cü ildə elm-texnika sahəsi üzrə Azərbaycan Dövlət Mükafatına, 2000-ci ildə Əməkdar Elm xadimi fəxri adına layiq görülmüş, 2004-cü ildə "Şöhrət" ordeni ilə təltif olunmuşdur.

B.M.Əsgərov 2001-ci ildə "Fizika" ixtisası üzrə Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının müxbir üzvü, 2007-ci ildə isə həqiqi üzvü seçilmişdir.

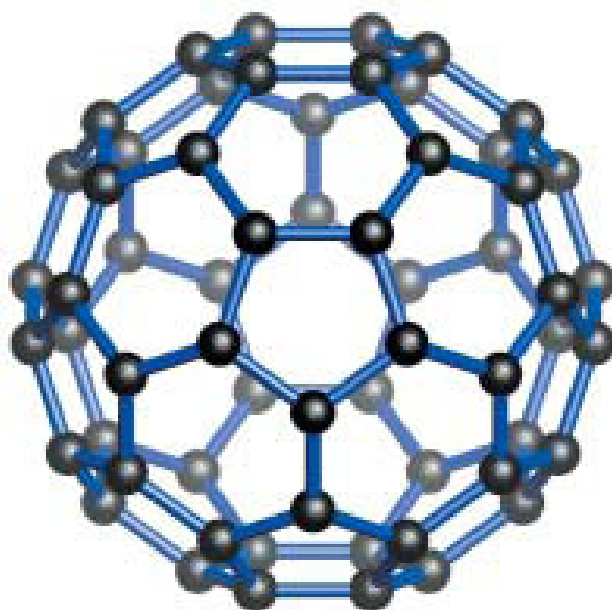
Bəhram müəllimi təbrik edib, ona can sağlığı, elmi-pedaqoji fəaliyyətində uğurlar arzulayıırıq.

Təşkilat komitəsi



I BÖLMƏ

OPTO NANOELEKTRONİKA



ОПТИЧЕСКОЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}$.**А.М. Пашаев^{1,2}, Б.Г. Тагиев^{1,2}, О.Б. Тагиев^{2,3}, С.А. Абушев².***1. Национальная Академия Авиации Азербайджана.**2. Институт Физики Национальной Академии.**3. Бакинский филиал МГУ им.М.В.Ломоносова.*

Соединение $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ относится к группе высококоэффициентных люминофоров с общей формулой $\text{Ca}_m\text{Ga}_2\text{S}_n:\text{PЗЭ}$ (PЗЭ—редкоземельный элемент), где $n=4,5,6,\dots$, $m=n-3$ [1]. В литературе нами не обнаружено никаких данных относительно зонной структуры соединений типа $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7$. Исследование оптических свойств полупроводников позволяет достоверно определять важнейшие характеристические параметры—ширину запрещенной зоны, эффективные массы и подвижности электронов и дырок, энергии акустических и оптических фононов и многое другое. В настоящей работе представлены результаты исследований коэффициента оптического поглощения α в монокристаллах $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$.

1. Получение поликристаллов $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7$ и выращивание их монокристаллов.

Поликристаллические образцы $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7$ были получены сплавлением компонент CaS и Ga_2S_3 при температуре 1400К, взятых в стехиометрических соотношениях. Синтез проводился как в вакуумированных кварцевых ампулах (10^{-5} мм рт.ст.), так и в кварцевом тигле под слоем активированного угля. Для получения сведений о симметрии и структуре полученных образцов проводился рентгенографический анализ. Анализ полученных данных позволяет считать, что при взаимодействии компонент 4CaS и Ga_2S_3 образуется кубическая структура типа сфалерита.

Близость ионных радиусов PЗЭ ($0.80\text{--}1.04\text{Å}$) и Ca (0.99Å) способствует изоморфному внедрению активатора в матрицу, что обуславливает высокую яркость люминесценции и резкость линий в спектрах люминесценции [2,3].

Монокристаллы $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ в виде цилиндрических слитков диаметром 8–10 мм и высотой 15–17 мм были получены методом Бриджмена. Образцы $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ были изготовлены путем сошлифовывания монокристаллических слитков. С ростом толщины образцов их цвет меняется от светло-оранжевого до красного цвета.

2. Результаты измерения и их обсуждение.

На рис.1 представлены экспериментальные зависимости $\alpha(h\nu)$ для образца толщиной 70мкм при различных температурах. Видно, что на этих кривых выделяются три участка: в интервале 2.03–2.50эВ; значительный рост α в интервале $h\nu=2.50\text{--}3.00\text{эВ}$. Кроме того, зависимость $\alpha(h\nu)$ с повышением температуры смещается в длинноволновую часть спектра, а величина α пробегает значения от 500 до 1040 см^{-1} .

Полученные результаты проанализированы нами в соответствии с теорией прямых и непрямых оптических переходов [4–7]. Как известно, в общем случае $\alpha(h\nu)$ можно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$\alpha=\alpha_i+\alpha_d+\alpha_b, \quad (1)$$

где α_i и α_d —коэффициенты оптического поглощения при непрямых и прямых

переходах соответственно, α_b – коэффициент оптического поглощения при фоновом поглощении, практически не зависящий от энергии фотонов.

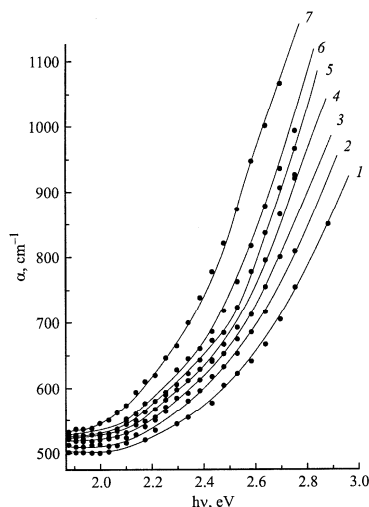


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента оптического поглощения $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ при температурах T , К: 1-115; 2 -173; 3 - 212; 4-233; 5-251; 6-273; 7-300

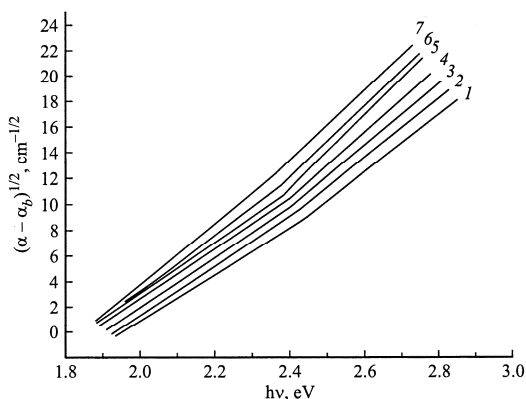


Рис. 2. Спектральная зависимость $(\alpha - \alpha_b)^{1/2}$ для соединения $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ при температурах T , К: 1-115; 2 -173; 3 - 212; 4-233; 5-251; 6-273; 7-300.

На рис. 2 представлены экспериментальные данные в координатах $(\alpha - \alpha_b)^{1/2} - hv$. На зависимостях можно выделить два прямолинейных участка с различными наклонами, которые увеличиваются с температурой. Согласно теории непрямых переходов, эти участки связаны с поглощением и испусканием фононов, и коэффициент оптического поглощения определяется при этом по формуле [8]:

$$\alpha(h\nu) = A \left[\frac{(h\nu - E_{gi} + E_p)^2}{e^{\Theta/T} - 1} - \frac{h\nu - E_{gi} - E_p)^2}{1 - e^{-\Theta/T}} \right] \quad (2)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны для непрямых переходов, E_p – энергия фонона, Θ – характеристическая температура, T – абсолютная температура, A – величина, слабо зависящая от $h\nu$ и T . В (2) первое слагаемое связано с поглощением (α_a), а второе с испусканием (α_e) фононов, поэтому наклоны прямых $\alpha_a^{1/2} = f_1(h\nu)$ и $\alpha_e^{1/2} = f_2(h\nu)$

можно определить следующими выражениями:

$$K_a = \frac{A}{e^{\Theta/T} - 1}^{1/2}, \quad K_e = \frac{A}{1 - e^{-\Theta/T}}^{1/2}. \quad (3)$$

$$k_e^2 / k_a^2 = e^{\Theta/T} \quad (4)$$

Как видно из рис. 3, в области энергии фотонов $h\nu \geq 2.5$ эВ наблюдается резкий рост коэффициента поглощения. Для выяснения характера оптических переходов в этом интервале энергии экспериментальные данные представлены в координатах $(\alpha - \alpha_b)^2 - h\nu$ (рис.1) [9]. Видно, что при энергиях $h\nu \geq 2.5$ эВ значения коэффициента оптического поглощения хорошо укладываются на прямую. Такая зависимость указывает на то, что край собственного поглощения в $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7: \text{Eu}^{2+}$ обусловлен прямыми разрешенными оптическими переходами. Для определения ширины запрещенной зоны при прямых разрешенных переходах прямые $(\alpha - \alpha_b)^2 = f(h\nu)$ экстраполировались к значению $(\alpha - \alpha_b) = 0$.

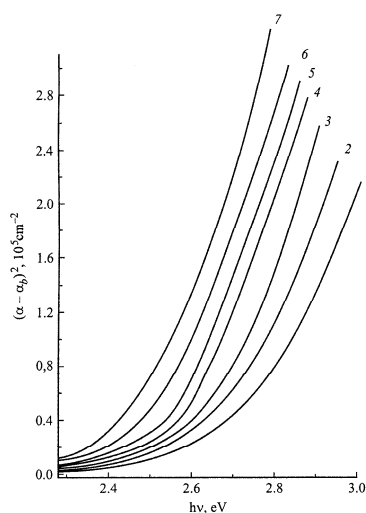


Рис.3. Спектральная зависимость $(\alpha - \alpha_b)^2$ для соединения $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7: \text{Eu}^{2+}$ при температурах T , К: 1–115, 2–173, 3–212; 4–233; 5–251; 6–273; 7 –300.

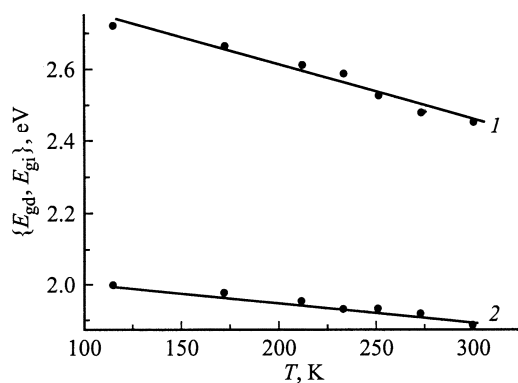


Рис. 4. Зависимость ширины запрещенной зоны при прямых (1) и

непрямых (2) переходах (E_{gd} и E_{gi} соответственно) от температуры
 На рис. 4 представлены температурные зависимости E_{gi} , E_{gd} (E_{gd} – ширина запрещенной зоны для прямых переходов), из которых для температурных коэффициентов этих величин определены соответственно значения $-5.15 \cdot 10^{-4}$ и $-4.86 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

Таблица.

Параметры, определенные из измерений коэффициента оптического поглощения $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$

T, K	$E_{gi}, \text{эВ}$	$K_{\alpha}, \text{см}^{-1/2} \text{эВ}^{-1}$	$K_{\beta}, \text{см}^{-1/2} \text{эВ}^{-1}$	θ, K	$E_p, \text{эВ}$
115	2.00	22.4	17.7	53.9	0.045
173	1.98	23.2	19.5	61.31	0.040
212	1.95	24.8	19.2	109.28	0.051
233	1.93	25.2	19.1	128.68	0.068
251	1.93	29.1	19.5	202.27	0.079
273	1.92	28.7	23.5	109.12	0.055
300	1.89	28.1	23.7	101.42	0.042

Край собственного поглощения в $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ был проанализирован также в соответствии с методом дифференциального анализа спектральной зависимости коэффициента поглощения, изложенном в [16].

Как известно из общего курса физики полупроводников, зависимость коэффициента поглощения α в области края собственного поглощения определяется выражением

$$\alpha = A(h\nu - E_t)^n \quad (5)$$

Здесь $h\nu$ – энергия кванта с частотой ν , E_g – ширина запрещенной энергетической щели для каждого из переходов соответственно, A – величина, в которую входит матричный элемент перехода. Вблизи края поглощения зависимость матричного элемента перехода от энергии фотона очень слаба по сравнению с $(h\nu - E_g)$, поэтому полагаем, что $A(h\nu) = \text{const}$. Показатель степени n может принимать следующие значения: $1/2$ – в случае прямых разрешенных переходов, $3/2$ – прямых запрещенных, 2 – непрямых разрешенных, 3 – непрямых запрещенных. Первая производная функции (4) дает расходимость в точке $h\nu = E_g$ при $n = 1/2$. Вторая производная имеет особенность в точке $h\nu = E_g$ при $n = 1/2$ и $n = 3/2$. Поэтому на графиках зависимостей первой производной коэффициента поглощения по энергиям падающих фотонов в точке $h\nu = E_{gda}$ следует ожидать появления острого максимума, отвечающего прямым разрешенным переходам.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial (h\nu)} = n(h\nu - E_g)^{n-1} \quad (6)$$

На рис. 5 приведена спектральная зависимость первой производной коэффициента поглощения α по энергиям падающих фотонов от $h\nu$ при различных температурах. Как видно, на кривых проявляются максимумы, что совершенно однозначно можно идентифицировать с прямыми разрешенными переходами. Из графика определена ширина соответствующей энергетической щели, которая неплохо совпадает со значениями, определенными эмпирическими методами.

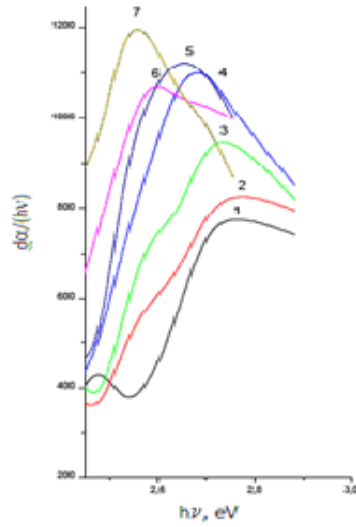


Рис. 5. Спектральная зависимость дифференциала коэффициента поглощения для $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ при различных температурах T , К
 1 — - 119; 2 — - 173; 3 — - 212; 4 — - 233;
 5 — - 251; 6 — - 273; 7 — - 300.

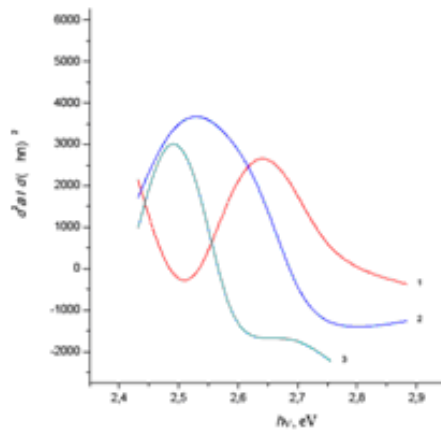


Рис. 6 Спектральная зависимость второй производной коэффициента поглощения при различных температурах T , К:
 1 — - 115; 2 — - 233; 3 — - 300.

Появление максимума на кривых $\partial^2\alpha/\partial(h\nu)^2$ в точках, где максимум первой производной отсутствовал (рис.5), свидетельствует о прямых запрещенных переходах с величиной $E_{gd\nu}$ при этих значениях энергии кванта. Величину ширины запрещенной зоны при прямых запрещенных переходах также определялась и эмпирически. Для этого экспериментальные данные необходимо перестроить в координатах $\alpha^{2/3} \sim h\nu$. При температурах 115К и 300К величины энергетических зазоров оказались равными 2.35 эВ и 2.2 эВ, соответственно. Это говорит о сглаживании изоэнергетических поверхностей с ростом температуры.

ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б.Г. Тагиев, А.Н. Георгобиани, Р.Б. Джаббаров, У.Ф. Касумов, Н.Н. Мусаева. Новые технологии — 21 век, № 2, 58 (1999).
2. Б.Г. Тагиев, О.Б. Тагиев, Р.Б. Джаббаров, Н.Н. Мусаева, У.Ф. Касумов. Неорг. матер., **36**, 3 (2000).
3. Seishi Iida, Tamao Matsumoto, N.T. Mamedov, Gyejong An, Yosuke Maruyama, A.I. Bairamov, B.G. Tagiev, R.B. Dzhabbarov. Japan. J. Appl. Phys., **36**, pt. 2, L857 (1997).
4. C. Jullien, M. Eddrief, K. Kambas, M. Balkanski. Thin. Sol. Films, **137**, 27 (1986).
5. E. Cuerrero, M. Quinterro, J.C. Wolley. J. Phys.: Condens. Matter, **2**, 6119 (1990).
6. A.M. Elkorashy. Phys. St. Sol. (b), **135**, 707 (1986).
7. S. Saha, U. Pal, A.K. Chaudhuri, V.V. Rao, H.D. Banerjee. Phys. St. Sol. (a), **114**, 721 (1989).
8. Арант, Шимизо, К. Кудо. Тр. IX межд. конф. по физике полупроводников (Л., Наука, 1969) с. 172.
9. Н.С. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1973).

АНИЗОТРОПИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КРИСТАЛЛАХ GaSe

ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г. Кязым-заде, В.М. Салманов, А.А. Салманова, Г.М. Азимли

Бакинский Государственный Университет

vagif_salmanov@ yahoo.com

Экспериментально исследована фотопроводимость кристаллов GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения. Показано, что наблюдаемые особенности фотопроводимости слоистых кристаллов GaSe в области края полосы поглощения обусловлены особенностями переноса неравновесных носителей в различных кристаллографических направлениях и нелинейным оптическим поглощением. Установлено, что анизотропия переноса неравновесных носителей связана влиянием групповой неупорядоченности, а нелинейное поглощение наблюдаемых при высоких плотностях электронно-дырочных пар обусловлена исчезновением экситонного пика в спектре фотопроводимости.

Измерения анизотропии слоистых полупроводников по методу фотопроводимости имеет ряд преимуществ, по сравнению с другими методами, такими как, электрический, оптический и люминесцентный. Электрические методы измерения являются непригодными из-за высокоомности рассматриваемых соединений и не позволяют выяснить механизмы явления, наличие слоев не позволяет проводить оптические измерения вдоль слоев, природу отдельных линий излучения, наблюдаемых в спектрах фотолюминесценции не всегда можно однозначно интерпретировать. Устранить такого рода недостатки позволяет метод исследования фотопроводимости слоистых кристаллов при высоких уровнях оптического возбуждения. В этом случае, при наличии контактов различных конфигураций, внешнее электрическое поле, приложенное к образцу, можно направить вдоль и поперек слоев. Кроме того, применение лазерного излучения позволяет создать в кристаллах высокую концентрацию неосновных носителей тока.

Ярким представителем слоистых кристаллов является селенид галлия, принадлежащий к классу полупроводников III-VI. Кристаллы GaSe, являясь типичной слоистой структурой, основанной на ковалентно-ионном и ван-дер-ваальсовом типах химических связи, обладают высокими анизотропными свойствами. Кроме того, край полосы поглощения этих кристаллов обусловлен экситонными переходами. Сравнительно большая энергия связи (~ 20 мэВ) экситонов позволяет экспериментально исследовать при комнатной температуре влияние анизотропии кристаллической решетки на экситонное состояние.

В данной работе использовались монокристаллы GaSe p -типа проводимости, выращенные методом Бриджмена. Образцы с толщинами 10 – 30 мкм и площадями ~ 1 см² были изготовлены путем скалывания из крупных слитков в направлении параллельном оптической оси $-C$. Токовые контакты имели различные конфигурации, позволяющие измерять фотопроводимость в продольном ($E \parallel C$) и поперечном ($E \perp C$) направлениях. На свежесколотую поверхность образца методом термического испарения в вакууме наносили омический контакт из In. Удельное сопротивление образцов варьировалось в интервале 10^3 – 10^5 Ом·см. Подвижность и концентрация носителей, определенные традиционными методами, при комнатной температуре оказались равными 20 см²/В·с и $1 \cdot 10^{13}$ – $4 \cdot 10^{14}$ см⁻³, соответственно.

Кристаллы GaSe облучались импульсами жидкостного лазера (активная среда-родамиин 6G), накачку которого осуществляли азотным лазером. Область перестройки длины волны излучения лазера (594–643) нм полностью перекрывала фундаментальный край полосы поглощения GaSe ($E_g=2,02$ эВ при $T=300$ К). Мощность импульса составляла 120 кВт при длительности 3 нс, а частота повторения импульса равнялась 20 Гц. Интенсивность лазерного излучения варьировали при помощи калиброванных нейтральных фильтров. Луч лазера направляли перпендикулярно к поверхности образца (параллельно оси $-C$ кристалла) и фокусировали на площадь диаметром $\sim 0,1$ мм. Были предприняты специальные меры, чтобы контакты не освещались лазерным светом. К образцу прикладывали внешнее электрическое поле в интервале 10 – 1000 В/см. В этом интервале фототок изменялся практически линейно с полем. Система регистрации фототока представляла нестационарную цифровую систему, которая включала запоминающий осциллограф и компьютерную систему.

На рис. 1 приведены спектры фотопроводимости кристаллов GaSe для двух конфигураций токовых контактов: $E \perp C$ и $E \parallel C$. Как видно из рисунка, при освещении поверхности образца, на котором оба контакта расположены на освещаемой поверхности ($E \perp C$), наблюдается высокая фоточувствительность в области энергий $E_g=2,00$ эВ. При этом фототок остается практически постоянным вплоть до энергии, превышающей край полосы поглощения на 50 мэВ. С ростом интенсивности лазерного света этот пик исчезает, но в длинноволновой области спектра появляется пик с максимумом 1,960–1,975 эВ. Вид спектральной характеристики существенно меняется в случае, когда контакты находятся параллельно оптической оси кристалла ($E \parallel C$). При этом максимум фотопроводимости наблюдается при энергиях меньших, чем в случае направлений $E \perp C$ и равен энергии $\hbar\omega=1,968$ эВ. Кроме того, с увеличением энергии фототок уменьшается быстро до незначительных величин.

Люкс-амперная характеристика фотопроводимости (ЛАХ) приведена на рисунке 2. Кривые а и б соответствуют случаю, когда приложенное электрическое поле направлено параллельно и перпендикулярно оси $-C$. Как видно из рисунка, в случае $E \perp C$ (кривая б) наблюдается линейная зависимость фототока $\Delta\sigma$ от интенсивности возбуждения I , а в случае $E \parallel C$ (кривая а) в некотором диапазоне интенсивностей имеет

место более сильная зависимость $\Delta\sigma \sim I^{2.5}$, где $\Delta\sigma$ – величина фотопроводимости, I – интенсивность падающего света.

Наблюдаемые особенности в спектрах фотопроводимости могут быть объяснены влиянием групповой неупорядоченности на фотоэлектрические свойства кристаллов GaSe.

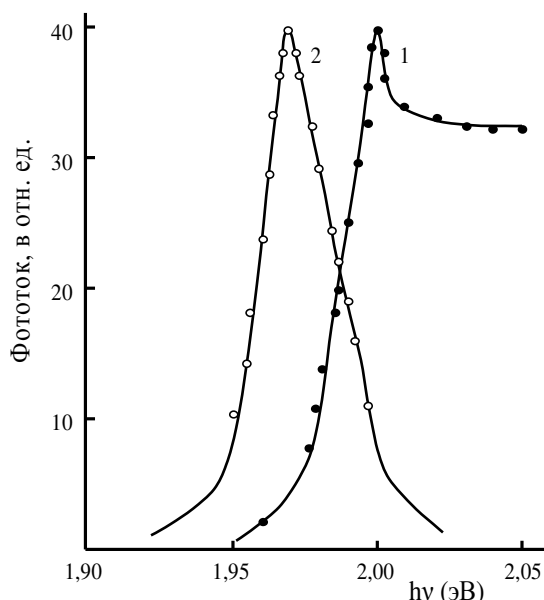


Рис.1. Спектральное распределение фотопроводимости кристаллов GaSe при двух различных конфигурациях контактов: 1- $E \perp C$, 2- $E \parallel C$.

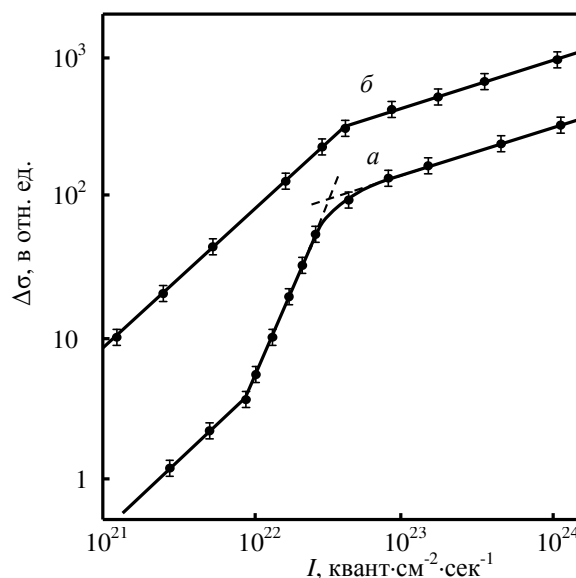


Рис.2. Зависимость фотопроводимости кристаллов GaSe от интенсивности лазерного света.

Действительно, отсутствие перекрытия волновых функций отдельных слоев приводит к тому, что носители заряда перескакивают из одного слоя в другой, преодолевая некоторой энергетический барьер ΔE , вследствие чего наблюдается сильная анизотропия подвижности [1]. Высота барьера ΔE сильно зависит от образцов и получает значение $10 \div 100$ мэВ. С этой точки зрения становится понятным различия в спектральных характеристиках фотопроводимости. Максимум, наблюдаемый в спектре фотопроводимости в случае $E \perp C$, когда оба контакта находятся на освещаемой поверхности, хорошо согласуется со спектрами поглощения GaSe и относится к экситонной фотопроводимости ($E_g = 2,00$ эВ при $T = 300$ К) [2]. Смещение экситонной линии при $E \parallel C$ и одновременно резкий спад фотопроводимости с увеличением энергии возбуждения, по-видимому, связаны с тем, что в этом случае неравновесные носители переходят при возбуждении в область делокализованных состояний. В области $h\nu \geq E_g$ фоточувствительность резко снижается, так как свет поглощается лишь в небольшой приповерхностной области и локализация электронных состояний затрудняет дрейф неравновесных фотоносителей вдоль оси C . Отчасти это связано также с тем, что локализация электронов и экситонов резко уменьшает их диффузионную длину вдоль оси- C [3], поэтому неравновесные носители или экситоны не могут диффундировать в глубь образца, преодолевая энергетический барьер. При этом энергия, соответствующая максимуму фоточувствительности, становится меньше, чем экситонный пик и смещается в сторону меньших энергий. Подавление фотопроводимости в случае $E \perp C$ в области экситонного резонанса при высоких уровнях оптического возбуждения можно объяснить процессами экситон – экситонного

взаимодействия. Действительно с увеличением интенсивности лазерного света концентрация экситонов растет и когда она достигает некоторую критическую значению, между экситонами возникает взаимодействие, что приводит к исчезновению экситонного поглощения. Оценки показывают, что при мощности накачки 4 МВт/см^2 , плотность генерированных пар достигает величины $\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, которая значительно превышает величину экситонной плотности, необходимую для мотовского перехода в кристаллах GaSe, $n_{\text{Мотта}} = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maschke K., Schmid Ph.. Influence of stacking disorder on the electronic properties of layered semiconductors. Phys. Rev.B. 1975, v.12, p. 4312- 4315.
2. Кязым-заде А.Г., Агаева А.А., Салманов В.М., Мохтари А.Г. Экситонное поглощение в кристаллах GaSe и InSe при пикосекундном возбуждении. Неорганические материалы. 2007, т.43, №12, с.1-5.
3. Шик А.Ю. Диффузия неравновесных носителей в неоднородных полупроводниках. ФТП, 1979, т.13, с.1827-1829.

U₃O₈/nano-Si KOMPOZIT SISTEMLƏRİNİN RADIOAKTİVLİYİ

М.Ə. Ramazanov, А.А. Qəribli

AMEA Radiasiya Problemləri İnstitut, Bakı Dövlət Universiteti
qaribliydan@gmail. com

*U₃O₈/nano-Si sistemlərində uranın ²³⁴U, ²³⁵U və ²³⁸U izotoplarının aktivliyi aşağı aktivlikli (0.1-5Bk) Canberra (ABŞ) firmasının istehsalı olan **Alpha Analyst** markalı, dörd kameralı, silisium detektorlu alfa-spektrometrində təyin edilmişdir. Göstərilmişdir ki, sintez zamanı nanoölçülü silisiumdan istifadə olunması alınan materialın komponentlərinin həcmdə bərabər paylanmasını təmin edən amildir, U₃O₈/nano-Si kompozit sistemlərinin tərkibində uran oksidin miqdarını artırmaqla daxili aktivliyi geniş diapazonda ($\sim 2990 \text{ Bk/q} \div \sim 23860 \text{ Bk/q}$) dəyişən nümunələr almaq olar.*

Elm və texnikada radionuklidlər ionlaşdırıcı şüa mənbələri, enerji mənbələri, hava ionizatorları kimi geniş tətbiq olunurlar. İonlaşdırıcı şüa mənbələri gamma defektoskoplarda, gamma- terapevtik tibb cihazlarında, statik yük neytrallaşdırıcılarında və dozimetrik cihaz və qurğularda istifadə olunur.

Radionuklidlərin çox geniş tətbiq olunduğu sahə nüvə energetikasıdır ki, burada da əsasən yanacaq kimi uran, plutonium, torium və başqa bu kimi radioaktiv elementlərin oksid birləşmələrindən və onların yüksək temperatura davamlı digər oksidlərlə qarışığından istifadə olunur. Belə ki, qarışıqda komponentlərin miqdarını dəyişməklə reaktorun parçalanma oblastında ayrılan enerjinin miqdarını və reaktorun gücünü idarə etmək olar. Bu yanaşmada uran oksidlə (U₃O₈) Silisium oksidin qarışığından ibarət kompozit materialın sintezinə və xassələrinin tədqiqinə həsr olunmuş təqdim olunan elmi iş kifayət qədər aktualdır. Bu tip kompozit materialların tədqiqi yeni deyil və təqdim olunan işin unikalığı sintez zamanı nanoölçülü silisiumdan istifadə olunmasıdır ki, bu da alınan materialın komponentlərindən uran oksidin həcmdə bərabər paylanmasını və nüvə yanacağı kimi yüksək istismar parametrlərini təmin edən amildir.

Tədqiqat obyektı 99% təmizliyə və $d \sim 50\text{nm}$ ölçüyə malik Silicon Nanoparticles Cubicc markalı silisium nanozərrəcikləri və UO_2SO_4 duzunun $\sim 1000^\circ\text{C}$ temperaturda termik parçalanması yolu ilə alınmış kiçikdispersli, qara rəngli U_3O_8 tozcuqlarıdır (paraşoku). İlk materiallardan komponentlərin müəyyən həcm nisbətində qarışığı hazırlanır və hidravlik presdə $300\text{N}/\text{sm}^2$ təzyiqdə bu qarışığın tabletkaları alınır. Bu tabletkalar kvarts vakuüm ampulalarda $1100\text{--}1200^\circ\text{C}$ temperaturda, $\tau=100$ saat ərzində termik işlənməyə məruz qalır (bişirilir). Bu yolla müxtəlif tərkibli $\text{U}_3\text{O}_8/\text{nano-Si}$ kompozit sistemlərinə məxsus 18 nümunə alınmışdır.

$\text{U}_3\text{O}_8/\text{nano-Si}$ sistemlərində uranın ^{234}U , ^{235}U və ^{238}U izotoplarının aktivliyi aşağı aktivlikli (0.1–5Bk) Canberra (ABŞ) firmasının istehsalı olan *Alpha Analyst* markalı, dörd kameralı, silisium detektorlu alfa-spektrometrində təyin edilmişdir. Məqsədimiz sintez olunmuş $\text{U}_3\text{O}_8/\text{nano-Si}$ sistemləri nümunələrinin radiasiya aktivliyinin müəyyən olunması olmuşdur [1,2]. Alfa spektrometrik metodda analiz edilən nümunə, qamma spektrometrik metoddan fərqli olaraq, paslanmayan polad disklərinin üzərinə yerləşdirilir elektroliz qurğusunda çökdürülür və sonra alfa spektrometrdə ölçülür. Quruducu şəkfdə qurudulmuş üzərində radioaktiv təbəqə olan nümunə olan metal disk alfa spektrometrə yerləşdirilir və alfa spektrin yığılmasına başlanılır. Alınmış alfa spektr emal olunur, yığılmış piklərin sahələri müəyyənləşdirilir və nümunələrin aktivliyi *treyserin* (nişanlanmış izotop) kimyəvi çıxımı kimi aşağıdakı ifadəyə əsasən hesablanır:

$$\eta = \frac{C - B}{E \cdot A}$$

burada: η –Treyserin kimyəvi çıxımı; C –Treyserin ölçülən aktivliyi, cpm; B –Radiasiya fonu (background), cpm; E –Treyser üçün say effektivliyi; A –Treyserin inteqral aktivliyi, dpm.

Radionuklidin aktivliyinin hesablanması:

$$A_n(\text{dpm}/L) = \frac{S - B}{E \cdot V \cdot \eta}, \quad A_a(\text{pCi}/L) = \frac{S - B}{E \cdot V \cdot 2.22}$$

burada: A_a –radionuklidin alfa aktivliyi, pKi/l; S –nümunənin aktivliyi, cpm; B –blankın aktivliyi, cpm; E –effektivlik; V –nümunənin həcmi, l; η –Treyserin kimyəvi çıxımıdır *dpm/q* ilə *pKi/q* və *Ki/l* ilə *Bk/l* arasındakı əlaqə aşağıdakı kimidir.

$$pKi/q = (\text{dpm}/q)/2.22 \quad \text{və} \quad 1pKi/l = 0.037Bk/l;$$

$\text{U}_3\text{O}_8/\text{nano-Si}$ sistemi nümunələrində aparılan analizlərin nəticəsində uranın ^{234}U , ^{235}U və ^{238}U izotoplarının (radionuklidlərin) hesablanmış aktivlikləri aşağıdakı cədvəldə verilmişdir.

Cədvəl

$\text{U}_3\text{O}_8/\text{nano-Si}$ sistemi nümunələrində radionuklidlərin aktivlikləri

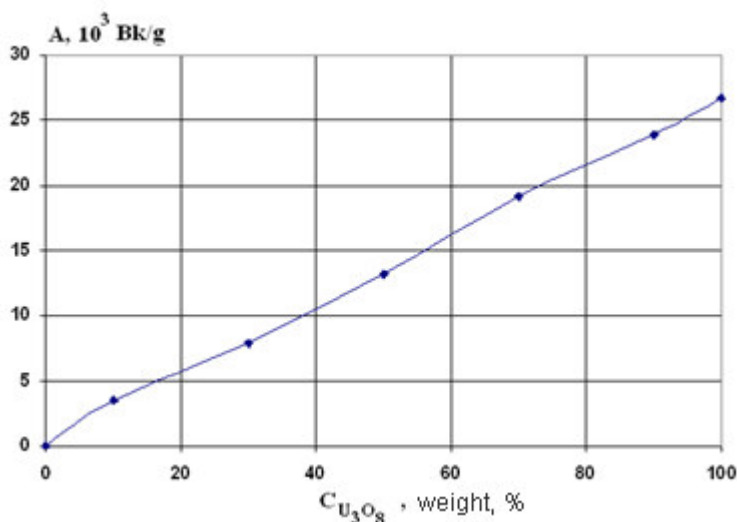
Daxili Kod		130356	130357	130358	130359
Tərkib		100% U_3O_8	10%Si+ U_3O_8	50%Si+ U_3O_8	90%Si+ U_3O_8
Analiz qabı		disk	disk	disk	disk
Nüm. küt, q		0.573	0.567	0.343	0.731
<i>U-235</i>	Bk/q	428 ± 8	383 ± 6	213 ± 6	48 ± 4
<i>U-238</i>	Bk/q	26664 ± 295	23860 ± 263	13269 ± 263	2990 ± 168
<i>Pa-234</i>	Bk/q	27790 ± 278	16618 ± 354	16691 ± 489	11728 ± 189

^{235}U -in aktivliyi 185,7 keV enerjili 54% çıxımlı qamma pikinə əsasən, 143,7keV enerjili 10,5% çıxımlı qamma pikinə əsasən, 163,4keV enerjili 4,7% çıxımlı qamma pikinə əsasən, 205,3keV enerjili 4,7% çıxımlı qamma pikinə əsasən hesablanmışdır.

^{238}U -in aktivliyi isə onun qız nüvəsi olan metastabil ^{234}Pa izotopunun 1001,03keV enerjili 0,59% çıxımlı qamma pikinə əsasən təyin edilir.

$$A_{U^{235}} = \frac{S_{186 \text{ keV}}}{\epsilon_{186} \gamma_{186} \tau}; \quad S_{186 \text{ keV}} = A_{U^{235}} \epsilon_{186} \gamma_{186} \tau$$

Şəkildə $\text{U}_3\text{O}_8/\text{nano-Si}$ kompozit sistemlərinin tərkibində uran oksidin (U_3O_8) miqdarından asılı olaraq ($A_{238}+A_{235}$) aktivliyinin dəyişməsi verilmişdir. Göründüyü kimi uran oksidin miqdarı artdıqca aktivlik xətti olaraq artır ki, bu da sistemdə qarşılıqlı təsirin evtektik xarakterli olduğundan və komponentlərin həcmdə bərabər paylanmasından xəbər verir.



Şək.1. $\text{U}_3\text{O}_8/\text{nano-Si}$ kompozit sistemlərinin tərkibində uran oksidin (U_3O_8) miqdarından asılı olaraq ($A_{238}+A_{235}$) aktivliyinin dəyişməsi

Beləliklə, alınmış nəticələrdən görünür ki, sintez zamanı nanoölçülü silisiumdan istifadə olunması alınan materialın komponentlərinin həcmdə bərabər paylanmasını təmin edən amildir, $\text{U}_3\text{O}_8/\text{nano-Si}$ kompozit sistemlərinin tərkibində uran oksidin miqdarını artırmaqla daxili aktivliyi geniş diapazonda (~ 2990 Bk/q÷ ~ 23860 Bk/q) dəyişən nümunələr almaq olar və bu nümunələr radioaktiv birləşmələrin çox geniş tətbiq olunduğu nüvə energetikasında istifadə oluna bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Horwitz, E.P., et al. "Separation and Preconcentration of Uranium from Acidic Media by Extraction Chromatography," *Analytica Chimica Acta*. 266 (1992), 25-37.
2. Nelson, D. "Improved Methods for the Analysis of Radioactive Elements in Bioassay and Environmental Samples," 38th Annual Conference on Bioassay, Analytical and Environmental Radiochemistry. Santa Fe, NM. November, 1992.

KLİNOPTİLOLİTİN DIELEKTRİK NÜFUZLUĞUNUN HƏQİQİ VƏ XƏYALİ TOPLANANLARININ TEZLİKDƏN ASILILIĞI

Ə.H. Muradov¹, V.İ. Orbux¹, Q.M. Eyvazova², N.N. Lebedeva¹

¹ Fizika Problemləri İnstitutu, BDU

² Nano Araşdırmalar Mərkəzi, BDU

amuradov@yahoo.com

Təbii klinoptilolit dielektrik spektrləri havada və vakuumda tədqiq edilmişdir. Ölçmələr böyük sıxlıqlı (təbii lövhə) və kiçik sıxlıqlı (preslənmiş toz) nümunələrdə aparılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, dielektrik nüfuzluğunun həm həqiqi, həm də xəyali hissəsi 10^{-5} s tərtibli eyni relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur. Bütün baxılan hallarda dielektrik spektrləri seolit məsamələrində zəbt olunmuş su molekulları ilə bağlı ionların rəqsləri ilə təyin olunur. Spektrlərdəki fərqlər isə həmin komplekslərin konsentrasiyasının dəyişməsi ilə əlaqədardır.

Son illər elektron sənayesinin istehsal sahələrində təbii mineral mənşəli materialların istifadəsinə geniş yer verilir. Bu materialların sırasında seolitlər xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Seolitlərin strukturlarında aliminium və silisium birləşmələrindən alınan şəbəkəli karkasda məsamələr və kanallar sistemi vardır. Bu məsamələrin ölçüləri kifayət qədər böyük olduğu üçün müxtəlif üzvi və qeyri-üzvi birləşmələrin ionları ora daxil ola bilər. Öz quruluş xüsusiyyətlərinə görə karkas mənfi yüklüdür və bu mənfi yüklər karkasın məsamələrində yerləşən və onunla zəif əlaqədə olan qələvi, qələvi-torpaq metalların kationları və su molekullarının yükü ilə kompensasiya olunur. Seolitə tərkibindən suyu çıxarmaq üçün onu qızdırmaq və ya vakuumda saxlamaq lazımdır. Bu proseslər zamanı seolitə strukturu və möhkəmliyi demək olar ki, dəyişir. Seolitdəki məsamələr düzqün formada və onlar “pəncərələr” vasitəsilə birləşərək kristalların daxilində birbaşa kanallar şəbəkəsi yaradır. Ona görə seolitdə artıq məlum olan adsorbsiya, ion mübadiləsi və s. kimi xüsusiyyətlərindən başqa bu obyektlərdə elektronların məsamə emissiyasının, elektronların çoxalmasının və məsamələrdə qaz boşalmasının, müxtəlif qaz və maye ilə doydurulmuş nümunələrin dielektrik və elektrik xassələrinin tədqiqi əhəmiyyət kəsb edir.

Rentgenoqrafik və kimyəvi spektral analizlərdən müəyyən edilmişdir ki, tədqiq edilən seolit klinoptilolit tipli seolitlərə aiddir [1]. Klinoptilolit kristallik quruluşu monoklin sinqoniyaya malikdir. Onun strukturu mənfi yüklənmiş növbələnən AlO_4 və SiO_4 tetraedrlərdən ibarətdir və onlar bir-biri ilə təpələrdən birləşərək 2 növ məsamə–nanokanallar A tip (ölçüsü 0.6×0.4 nm) və B tip (ölçüsü 0.4×0.4 nm) təşkil edirlər. Bu kanalların tərkibi karkasdan kənar sistemdir –bu karkasın mənfi yükünü kompensə edən müsbət yüklənmiş Na^+ , K^+ ion-kationları və əlaqələndirici suyun böyük miqdarda molekullarıdır. Daxildəki kifayət qədər çox saylı əlaqələndirici su molekulları karkasın stabilliyini və dayanıqlığını təmin edir.

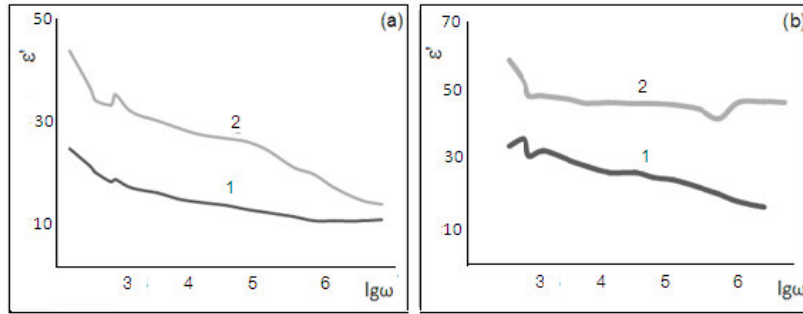
Seolitə dielektrik xassələrinin öyrənilməsinə həsr olunmuş işlərdə adətən nümunəni ya qızdırmaqla, ya da vakuumda yerləşdirməklə dehidratlaşdırırlar [2, 3].

Təqdim olunan işin məqsədi klinoptilolitə havada və yüksək olmayan vakuumda dielektrik xassələrinin öyrənilməsidir. Digər məqsəd isə sıxlığın həmin xassələrə təsirinin tədqiqidir. Bunun üçün ölçmələr iki nümunədə –təbii klinoptilolitdə və klinoptilolitə preslənmiş tozunda aparılmışdır.

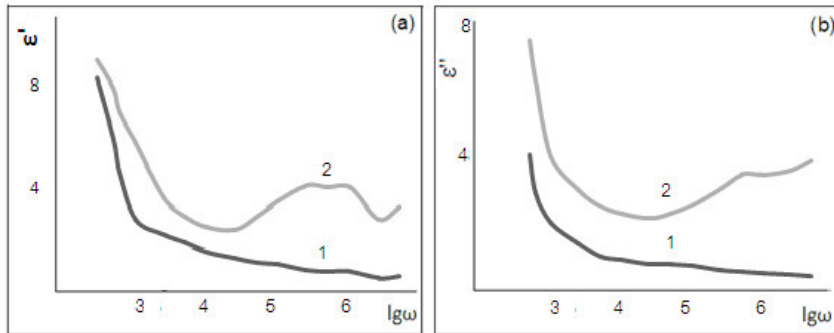
Ölçmələr kaset daxilində iki müstəvi elektrod arasına yerləşdirilmiş nümunələrdə aparılmışdır. Elektrodların biri üzünə keçirici şəffaf SnO_2 layı çəkilmiş şüşə diskdən, o biri isə pardaxlanmış mis lövhədən ibarət idi. Kasetdə elektrodlar arasında sıxılmış toz və ya lövhə şəkilli nümunələrin qalınlığı 2mm, diametri 1cm idi. Kaset vizual və fotoqrafik

müşahidə üçün pəncərələri olan kameraya yerləşdirilmişdi. Kameradakı təzyiqlik atmosfer təzyiqindən 10^{-2} torr-a qədər dəyişdirilirdi. Kaset E7-20 cihazına (LRC immitans ölçən, tezlik diapazonu 25 Hz-1MHz) birləşdirilmişdir. Ölçmələr otaq temperaturunda və havanın rütubətliyi 85% olduqda aparılmışdır.

Lövhə və toz şəkilli nümunələr üçün havada və vakuumda E7-20 cihazında ölçülmüş tutumun C və müqavimətin R qiymətlərinə əsasən dielektrik nüfuzluğunun həqiqi (ϵ') və xəyali hissəsi (ϵ'') hesablanmışdır [4]. Alınmış nəticələrə əsasən şəkil 1 və şəkil 2-də bu nümunələrin dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələrinin tezlikdən asılılığı verilmişdir. Bu asılılıqlardan görünür ki, havada dielektrik nüfuzluğunun hər iki toplananı vakuumdan yüksəkdir.



Şəkil 1. Toz (a) və lövhə (b) nümunələr üçün dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin tezlikdən asılılığı: 1- vakuumda; 2- atmosfer təzyiqində



Şəkil 2. Toz (a) və lövhə (b) nümunələr üçün dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin tezlikdən asılılığı: 1- vakuumda; 2- atmosfer təzyiqində

Relaksasiya müddəti τ olan bir relaksator modelinə əsaslanaraq dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələri üçün sadə düsturlardan istifadə edilmişdir.

$$\epsilon'_i = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (\omega_i \tau)^2} \quad \epsilon''_i = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \omega_i \tau}{1 + (\omega_i \tau)^2}$$

Burada ϵ_s – statik dielektrik, ϵ_∞ – yüksək tezlikli dielektrik nüfuzluğudur.

Nəticədə bütün hallar üçün relaksasiya müddəti hesablanmışdır və cədvəl 1-də hər bir nümunə üçün relaksasiya müddətinin orta qiyməti göstərilmişdir.

Cədvəl 1

lövhə				toz			
ϵ'		ϵ''		ϵ'		ϵ''	
vakuum	hava	vakuum	hava	vakuum	hava	vakuum	hava
$\tau = 1$ 10^{-5} s	$\tau = 3$ 10^{-5} s	$\tau = 2$ 10^{-5} s	$\tau = 1$ 10^{-5} s	$\tau = 0.6$ 10^{-5} s	$\tau = 0.5$ 10^{-5} s	$\tau = 2$ 10^{-5} s	$\tau = 0.8$ 10^{-5} s

Alınmış nəticələri izah etmək üçün aşağıda göstərilən keçiricilik tipləri ilə bağlı olan polyarizasiyaya baxılmışdır.

- Seolit məsamələrində yerləşən su molekulları ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində yürekliyi artmış olan müsbət ionların keçiriciliyi;
- Atmosfer təzyiqində müsbət ionların enerjisinin dissosiasiyaya uğraması nəticəsində onların keçiriciliyinin azalması;
- Kristallit arası fəzada yerləşən suyun keçiriciliyi.

Təcrübələrdən göründüyü kimi dielektrik nüfuzluğunun həm həqiqi, həm də xəyali hissəsi havanın təsiri ilə artmağa meyillidir. Bunu su molekulları ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində məsamələrdəki ionların yürekliyünün artması ilə izah etmək olar. Relaksasiya müddətlərinin bütün hallarda eyni tərtibdə olması çox mühümdür. Demək olar ki, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələri arasında baxılan hallarda (lövhə –toz; vakuum –hava) fərqi relaksatorların konsentrasiyasının dəyişməsi ilə izah etmək olar. Hesab edilir ki, müşahidə olunan hallara əsas payı seolit məsamələrində yerləşən su molekulları ilə əlaqəli olan müsbət ionlar verir. Təcrübədə olan vakuum yüksək deyildir. Ona görə hesab etmək olar ki, su ilə bağlı olan ionların miqdarı, bu halda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələrinin müşahidə olunan qiymətlərini izah etmək üçün kifayətdir. Vakuumdan havaya keçid zamanı su ilə bağlı olan ionların miqdarı artır, bu da özünü hər iki halda dielektrik nüfuzluğunun artmasında göstərir. Toz seolit dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələrinin lövhə nümunəyə nisbətən artması, su ilə dolmuş kristallit arası fəzanın artması ilə bağlıdır. Məsələn ondadır ki, təbii lövhədə olan kristallitdən fərqli olaraq preslənməmiş tozda seolit hər bir kristallitinin su ilə əlaqə sahəsi daha böyükdür.

Beləliklə müəyyən edilmişdir ki, kristallitlərin sıxlığının azalması suyun dielektrik xassələrinə təsirini artırır. Təcrübələrdə relaksasiya müddətinin dəyişməməsi göstərir ki, əsas rol su molekullarının məsamələrdəki müsbət ionlarla qarşılıqlı təsiri oynayır.

Başqa sözlə, dielektrik spektrlərini təyin edən polyarizasiya mexanizmi (su molekulları ilə bağlı olan müsbət ionların elektrik sahəsində hərəkəti) bütün verilən hallarda (lövhə –toz; vakuum –hava) eyni qalır. Onların dəyişməsi yalnız seolit məsamələrinə suyun daxil olması ilə əlaqədardır. Qeyd etmək lazımdır ki, bu üsulla müxtəlif ion-mübadiləli nümunələr üçün məsamələrdə su molekulları ilə müsbət ionların qarşılıqlı təsirinin dərəcəsini təyin etmək olar.

ƏDƏBİYYAT

1. T.Z. Kuliyeva, N.N. Lebedeva, V.I. Orbukh, Ch.A. Sultanov, Fizika, 2009, v.XV, N3, p.43-45
2. С.В. Барышников, С.В. Ланкин, Е.В. Стукова, В.В. Юрков, Современные наукоемкие технологии, 2004, №6, с. 26-27
3. Л.И. Гафарова, Д.В. Сараев, И.В. Лунев, Ю.А. Гусев, Структура и динамика молекулярных систем, 2003, v.10, 1, с. 354-357
4. П. Т. Орешкин, Физика полупроводников и диэлектриков, М.: Высшая школа, 1977, с.448

Zn_{1-x}Cd_xO NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNİN SƏTH MORFOLOGİYASINA KATOD ÇÖKDÜRMƏ POTENSIALININ TƏSİRİ

H.M. Məmmədov, V.C. Məmmədova

Bakı Dövlət Universiteti

mhhuseyng@gmail.com

İşdə müxtəlif tərkibli Zn_{1-x}Cd_xO (0.1 ≤ x ≤ 0.9) şəffaf keçirici nazik təbəqələri sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə metodu ilə şüşə/SnO₂ altlıqları üzərində alınmış, nazik təbəqələrin səth morfolojiyasına katod çökdürmə potensialının təsiri tədqiq edilmişdir.

ZnO düz zolaqlı (3.3 eV) şəffaf keçirici nazik təbəqələri hazırda günəş energetikasında və optoelektronikada geniş tətbiq edilir [1-2]. ZnO nazik təbəqələri maya dəyərinin ucuz və kimyəvi cəhətdən dayanıqlı olması ilə bərabər, ən əsası zəhərli olmamalarıdır. Lakin alınma texnologiyalarının təkmilləşdirilməsinə baxmayaraq onların zəruri keçiriciliyə malik nazik təbəqələrini almaq mümkün deyil. Bu da onlar əsasında günəş elementlərinin effektivliyinin az olmasına gətirir. Bəzi işlərdə müxtəlif metallarla aşqarlanmış ZnO nazik təbəqələrdən istifadə edilməsinə baxmayaraq [2] o qədər də yüksək nəticə əldə edilməmişdir.

Düz zolaqlı CdO keçirici nazik təbəqələri isə ZnO –dən fərqli olaraq spektrin görünən oblastında (E_g=2.5eV) şəffafdır. Onların elektrik və optik xassələrinin geniş temperatur intervalında tədqiq edilmiş, günəş energetikasında, qaz sensorlarında, habelə, kiçik müqavimətli rezistorlar kimi tətbiq imkanları araşdırılmışdır [3-4]. ZnO –lə müqayisədə (90%) CdO təbəqələrinin görünən oblastda optik buraxması azdır (60-70%). Lakin alçaq omlu olması nazik təbəqələrinin tətbiq imkanlarını artırır.

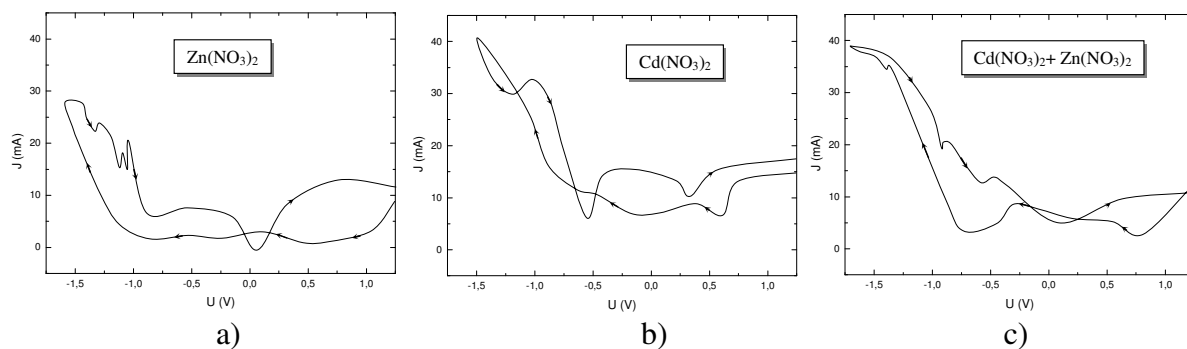
ZnO və CdO nazik təbəqələrinin ayrılıqda hər birinin üstün cəhətlərinin artırılması və çatışmayan cəhətlərinin azaldılması üçün elmi ədəbiyyatda son dövrlər ZnO-CdO sistemi bərk məhlullarının nazik təbəqələri tətbiq olunmağa başlanmışdır. Belə ki, tərkibin dəyişməsi ilə Zn_{1-x}Cd_xO nazik təbəqələrinin şəffaflıq oblastını, müqavimətini və həm də sındırma əmsalını idarə etmək mümkündür.

Elmi ədəbiyyatda Zn_{1-x}Cd_xO bərk məhlullarının nazik təbəqələri əsasən molekulyar şüa epitaksiyası, sol-gel metodu və piroliz kimi metodlarla alınmışdır. Lakin sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə metodu bu metodlardan fərqli olaraq daha asan idarə edilə bilən və geniş sahəyə malik nazik təbəqələr almağa imkan verir.

1. EKSPERİMENT NƏTİCƏLƏRİ

İşdə katod çökdürmə metodu ilə şüşə/SnO₂ altlıqları üzərində müxtəlif tərkibli Zn_{1-x}Cd_xO (x=0.1; 0.2; 0.3; 0.4; 0.5; 0.6; 0.7; 0.8; 0.9) nazik təbəqələri alınmışdır. Anod materialı kimi reaksiyada qrafit elektrodlardan istifadə edilmişdir. Reaksiya məhlulunun turşuluğu azot turşusunun əlavə edilməsi ilə idarə edilmişdir (pH=3-5). Çökdürülmədə Zn(NO₃)₂+ Cd(NO₃)₂+KNO₃+H₂O sulu məhlulundan istifadə edilmişdir. Çökdürülmə otaq temperaturunda və 70-80⁰C temperaturda aparılmışdır. Çökdürülmə rejiminə nəzarət etmək məqsədilə Zn_{1-x}Cd_xO nazik təbəqələrinin alınmasında Zn(NO₃)₂+ Cd(NO₃)₂+KNO₃+H₂O məhlullarındakı Zn(NO₃)₂ və Cd(NO₃)₂ duzlarının əvvəlcə ayrı-ayrılıqda, daha sonra isə onların əvəlki konsentrasiya və pH-turşuluqda qarışığının tsiklik volt-ampere xarakteristikaları (voltamoqramma) tədqiq edilmişdir. Şəkil 1-də uyğun məhlulların komponentlərinin tsiklik voltamoqrammaları təsvir edilmişdir. Tsiklik voltamoqrammalar xarici gərginliyin -1.6÷ +1.1 V intervalında aparılmışdır. Xarakteristikalar əvvəlcə katoda tətbiq edilən xarici sahənin mənfə, sonra isə müsbət istiqamətlərində aparılmışdır. Şəkil 1a –dan göründüyü kimi

$Zn(NO_3)_2$ məhlulunda cərəyan xarici gərginliyin $U_k = -0.95V$ qiymətində artmağa başlayır və katod gərginliyinin $-1.2 \div -1.55V$ - da altlıq üzərinə Zn ionlarının reduksiyası baş verir. Şəkil 1b –də şüşə/ SnO_2 altlığına çökən $Cd(NO_3)_2$ duzunun sulu məhlulu üçün voltamoqramma göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi xarici sahənin mənfi istiqamətlərində Cd ionlarının işçi elektrod (altlıq) üzərinə reduksiyası gərginliyin $-0.25V$ qiymətlərindən başlayaraq baş verir. Şəkil 1c –dən görüldüyü kimi müxtəlif tərkibli $Zn_{1-x}Cd_xO$ nazik təbəqələrinin formalaşması üçün katod gərginliyinin qiyməti $-0.75 \div -1.52V$ intervalında dəyişdirilməlidir. Voltamoqrammaların tədqiqi üsulu ilə işdə $Zn_{1-x}Cd_xO$ nazik təbəqələrinin müxtəlif tərkiblərdə alınması üçün reaksiya duzlarının mol miqdarı və çökdürmə cərəyanı və gərginliyinin optimal qiymətləri müəyyən edilmişdir (cədvəl 1).



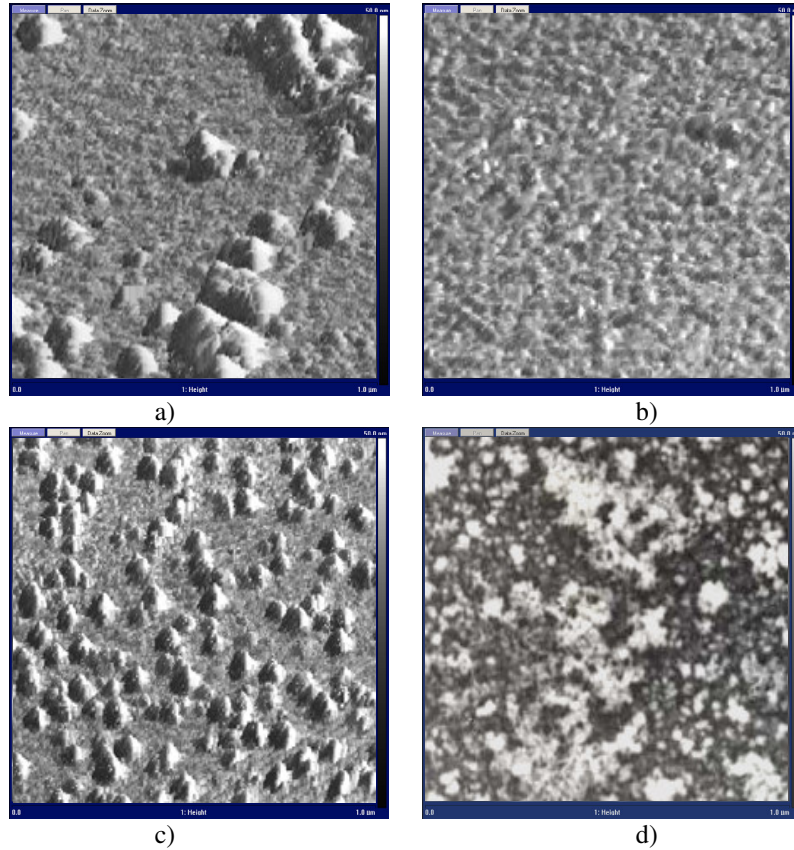
Şəkil 1. $0.67M Zn(NO_3)_2$ (a), $0.26M ZnSO_4$ (b), və (a), (b) məhlulları qarışığının (c) otaq temperaturunda tsiklik volt-ampere xarakteristikaları

Cədvəl 1

$Zn_{1-x}Cd_xO$ nazik təbəqələrinin tərkibi	Reaksiyaya daxil edilən kimyəvi duzların mol miqdarı		Çökdürülmə cərəyanı sıxlığı və gərginliyi	
	$Zn(NO_3)_2$ (M)	$Cd(NO_3)_2$ (M)	J, mA/sm_2	U_k (V)
x				
0.1	0.92	0.12	30-32	$-0.75 \div -1.52$
0.2	0.78	0.2	25-27	$-0.75 \div -1.52$
0.3	0.67	0.26	23-24	$-0.75 \div -1.52$
0.4	0.48	0.54	20-22	$-0.75 \div -1.52$
0.5	0.53	0.45	17-18	$-0.75 \div -1.52$
0.6	0.37	0.6	14-15	$-0.75 \div -1.52$
0.7	0.72	0.23	10-11	$-0.75 \div -1.52$
0.8	0.84	0.13	8-9	$-0.75 \div -1.52$
0.9	0.87	0.09	6-7	$-0.75 \div -1.52$

Elektrokimyəvi çökdürülmə prosesinin davam etmə müddətindən asılı olaraq $0.02 - 1mkm$ qalınlıqlı $Zn_{1-x}Cd_xO$ nazik təbəqələri alınmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, nazik təbəqələrin səthinin morfolojiyası çökdürmə potensialından asılıdır.

Şəkil 2 –də çökdürülmə katod potensialının $-0.9V$ (şəkil 2a), $-1.2V$ (şəkil 2b), $-1.28V$ (şəkil 2c) və $-1.35V$ (şəkil 2d) qiymətlərində alınmış $Zn_{0.7}Cd_{0.3}O$ nazik təbəqələrinin səthinin atom qüvvət mikroskopunda (AFM) alınmış fotosəkilləri təsvir edilmişdir. Atom qüvvət mikroskopunda aparılmış tədqiqatlar əsasında müəyyən edilmişdir ki, katod potensialının $-0.9V$ qiymətlərində alınmış $Zn_{0.7}Cd_{0.3}O$ nazik təbəqələrinin səthi məsaməli quruluşa malik olub, qeyri-bərabər paylanmış, ölçüləri $7\div 100nm$ intervalında dəyişən kristallitlərdən ibarətdir. Katod potensialının qiymətinin cüzi olaraq artması ($-1.22 < U \leq -1.25 V$) nazik təbəqələrin səth quruluşunu kəskin olaraq dəyişir. Belə ki, səthdəki məsamələrin konsentrasiyası kəskin olaraq azalır, kristallitlərin ölçüsü kiçilir ($5\div 7nm$) və nazik təbəqələr biricins nanoquruluşlu səth nümayiş etdirir. Katod çökdürmə potensialının $-1.28 \div -1.32V$ qiymətlərinə qədər artması ilə, nazik təbəqələrin səthindəki kristallitlərin ölçüsünün artması ilə bərabər səthdəki defektlərin konsentrasiyası da kəskin olaraq azalır. Lakin potensialın sonrakı artımı $U > -1.34V$ səthdə yenidən qeyri-bircinslik dərəcəsini artırır. Qeyd edək ki, katod potensialının $U > -1.34V$ qiymətlərində alınmış nazik təbəqələrin altlığa adgeziyası çox zəif olur. Belə ki, bu gərginliklərdə yalnız $0.5 nm$ qalınlıqlara qədər zəruri adgeziyaya malik $Cd_{1-x}Zn_xO$ nazik təbəqələri almaq mümkündür.



Şəkil 2. Katod potensialının $-0.9V$ (a), $-1.2V$ (b), $-1.28V$ (c) və $-1.35V$ (d) qiymətlərində alınmış $Zn_{0.7}Cd_{0.3}O$ nazik təbəqələrinin səthinin AFM fotosəkilləri.

ƏDƏBİYYAT

1. Bhavana G., Nitu B., Shyambihari Sh., Deepti J., Vganesan G. Growth Mechanism of ZnO Films Deposited by Spray Pyrolysis Technique, *Materials Sciences and Applications*, 2011, v.2, p.643-648.
2. Xueqiong Su, Li W., Jiangbo Ch., Xiaojing W., XinPing Zh. Role of cobalt in ZnO:Co

- thin films, *J. PHYS. D: APPL. PHYS.*, 2011, v.44, P.265-267.
3. Vigneshwaran M., Chandiramouli R., Jeyaprakash B.G. and Balamurugan D., Physical Properties of Spray Deposited Mg Doped CdO Thin Films, *Journal of Applied Sciences*, 2012, v.12, p.1754-1757.
 4. Gokul B., Matheswaran P., Sathyamoorthy R., Influence of Annealing on Physical Properties of CdO Thin Films Prepared by SILAR Method, *J. Mater. Sci. Technol.*, 2013, v. 29 (1), p.17-21.

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОТКЛИКА НЕЛИНЕЙНОГО ДЕТЕКТОРА γ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ $TlInSe_2$

С.Г. Абдинова, Д.Д. Аскеров, А.М. Агаев

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

Спектральное распределение эффективности $f(E)$ и отклика $I(E)$ являются важными характеристиками детекторов и детекторных материалов. Первая рассчитывается методом Монте–Карло, который, как известно, позволяет решать задачи о поглощении радиации в ограниченных средах. Такие расчеты для твердотельных детекторов проводились рядом авторов [1-3]. В настоящей работе показано, что при определенных условиях расчет $I(E)$ в нелинейном случае может быть проведен на основе данных по $f(E)$ с использованием некоего параметра $s \leq 1$, получаемого аналитически и содержащего сведения о форме экспериментальных АВХ (амперваттную характеристику) детектора.

Кристаллы $TlInSe_2$ имеют сублинейную АВХ. Она может быть представлена степенной функцией $I \sim G^\alpha$, где I –отклик детектора, G –мощность излучения, поглощенная в образце, а показатель $\alpha \leq 1$ определяется экспериментально [4]. Следовательно, для случая равномерного (слабого) поглощения спектр $I(E)$ можно описать следующим соотношением

$$I(E) = I(E') \left\{ \frac{G(E)}{G(E')} \right\}^\alpha. \quad (1)$$

Здесь E' - любое фиксированное значение энергии из рассматриваемого интервала. Для спектра $I_F(E)$, приведенного к равной плотности, потока энергии излучения F , в соотношении (1) G можно заменить на f

$$I_F(E) = I(E') \left\{ \frac{f(E)}{f(E')} \right\}^\alpha. \quad (2)$$

В общем случае нуждаются в коррекции, учитывающей влияние нелинейности в условиях неравномерного поглощения радиации по толщине образца. Опуская элементарные рассуждения, запишем для I и \bar{I} :

$$I(E) = \alpha \int j(x) dx = \alpha j(x=0) \int \left(\frac{g(x)}{g(x=0)} \right)^\alpha dx, \quad (3)$$

$$I(E) = \alpha d \cdot j(x=0) \left(\frac{\bar{g}}{g(x=0)} \right)^\alpha, \quad (4)$$

где использовали соотношение типа (1), примененное к плотности тока текущего в элементарном слое образца. В (3) и (4) $g(x=0)$ – мощность излучения, поглощенная в

единице объема элементарного слоя на приемной поверхности образца, $j(x=0)$ – плотность тока в этом слое, $g(x)$ и $j(x)$ – то же для слоя на глубине x , ad – площадь электродов образца, ag – отношение G к объему образца, т.е.

$$\bar{g} = \frac{1}{d} \int g(x) dx.$$

Отметим, что $j(x=0)$ в выражениях (3) и (4) идентичны, а $ag(x) = F(0)\mu_n \exp(-\mu x)$, где μ_n и μ – линейные коэффициенты поглощения энергии и ослабления соответственно. Поэтому после несложных преобразований получим

$$s(E) = \frac{(\mu d)^\alpha (1 - \exp(-\mu d \alpha))}{\mu d \alpha (1 - \exp(-\mu d))^\alpha} \quad (5)$$

При определении (5) мы пренебрегли незначительным изменением качественного состава излучения с глубиной. Из (5) видно, что $s=1$ при слабом поглощении ($\mu d \ll 1$) и убывает с усилением поглощения до значения $s = \frac{(\mu d)^\alpha}{\mu d \alpha}$.

Таким образом рассмотренный коэффициент s корректирует эффект, обусловленный нелинейностью детектора в условиях неоднородного поглощения радиации и приводящий к относительному снижению чувствительности детектора с длинноволновой стороны спектра. Эффект тем значительнее, чем сильнее поглощение и отклонение АВХ от линейной, т.е. чем больше μd и меньше α .

На рис.1 приведены экспериментальные кривые спектров $I_p(E)$ для образцов $TlInSe_2$ различной толщины.

Показатель степени α для исследованных образцов составлял 0.5. В расчетных спектрах, как и в экспериментальных, наблюдаем наличие широкого максимума, его смещение с изменением толщины образцов, крутой спад с длинноволновой стороны спектра и пологий – с коротковолновой.

Заметно отклонение данных эксперимента от расчетных в интервале 90-130 кэВ. Превышение экспериментальных данных над расчетными обусловлено свойством монте – карловской программы ELSS, где невозможно учесть значительный скачок поглощения в $TlInSe_2$ при $E=85.5$ кэВ (К-скачок Tl).

О правомерности описанной методики расчета говорит, помимо схожести общего вида расчетного и экспериментального спектров, также и согласие по такой количественной характеристике спектра, как отношение отклика в максимуме спектра к отклику в точке $E=1.25$ МэВ. Для образцов с толщиной $d=0.05$ см, 0.104 см и 0.21 см расчет дает значения 10.75, 7.04 и 5.05 соответственно, а измерения по исследованной группе образцов дали средние результаты: 10, 7 и 5.

Расчет спектрального распределения отклика полупроводникового детектора с нелинейной характеристикой возможен на основе данных по эффективности,

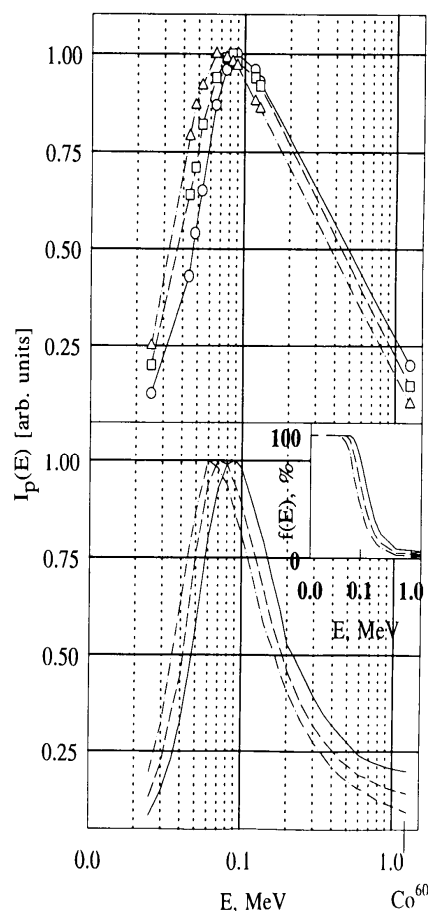


Рис.1. Экспериментальные (верхняя часть рисунка) и расчетные (нижняя часть рисунка) распределения отклика образцов $TlInSe_2$ с толщиной $d = 0.21$ см (сплошная), 0.104 см (штриховая) и 0.05 см (штрих-пунктирная линии). В углу нижнего рисунка – кривые эффективности $f(E)$ соответствующих образцов.

полученных методом Монте-Карло. Нелинейность характеристики и неоднородность поглощения радиации в объеме чувствительного элемента учитываются с помощью корректирующего коэффициента $s \leq 1$. Данный метод расчета не требует сведений о рекомбинационных и иных захватных процессах в полупроводнике. Он используется, когда можно пренебречь влиянием диффузии на распределение концентрации генерируемых радиацией свободных зарядов.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Caroli et al. Nucl. Instr. and Meth. A322 (1992) ,39
2. U.Corti et al. Nucl. Instr. and Meth. A322 (1992) 591
3. U.Bottigli et al. Nucl. Instr. and Meth. A338 (1994) 549
4. И.В.Алексеев. Изв. РАН, Неорг. матер., 28, 2404, 1992

ВЛИЯНИЕ ИОННО-ОБМЕННЫХ СВОЙСТВ ЦЕОЛИТА НА ЕГО ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ.

В.И. Орбух, Н.Н.Лебедева

Институт физических проблем, БГУ

VORBUKH@gmail.com

В настоящей работе рассмотрено, как ионообменные свойства цеолита приводят к супер ионной проводимости цеолитового порошка. В основе предложенного механизма обмен одними и теми же ионами из пор цеолита между различными кристаллитами через разделяющую их воздушную полость. Управляющим параметром, приводящем цеолитовый порошок в супер ионное состояние предлагается рассматривать давление водяных паров.

Ионно –обменные свойства цеолита проявляются в возможности выхода из его пор одних ионов и входа других. Происходит это, когда цеолит помещён в водную среду. Физический механизм этого явления состоит в понижении потенциального барьера по отношению к переходу ионов между порой цеолита и окружающей средой. Ионный обмен в цеолитах хорошо изучен в связи с проблемами очистки воды и других жидкостей. В последние годы появились другие исследования, в которых подробно изучается электропроводность цеолитовых и цеолитоподобных порошков. Во многих из этих работ [1-3] обнаружена одна и та же вольт-амперная характеристика. Она состоит из двух участков: высокоомный при низких напряжениях и низкоомный при больших напряжениях. В наших работах [4-6] показано, что такой же характер имеют вольт–амперные характеристики природного цеолита-клиноптилолита, содержащего влагу, при понижении давления водяных паров (в камере содержащей структуру с цеолитом) ток уменьшается и конечном итоге исчезает. В настоящем сообщении мы покажем, что эта универсальная вольт –амперная характеристика связана с ионно –обменными свойствами цеолита. Большая ионная проводимость характерная, для супер ионных проводников [7], наблюдается в широком классе веществ объединённых названием суперионные проводники. В большинстве случаев переход в такое состояние суперионной проводимости происходит с изменением температуры. Происходит это из-за того, что плавится подрешетка каких-либо ионов кристалла. Это означает, что

ионы могут переходить из одного положения равновесия в другое за счёт тепловых колебаний. Поэтому в электрическом поле наблюдается направленные переходы ионов между положениями равновесия, т.е. электрический ток. Мы считаем, что цеолит также может считаться суперионным проводником, но управляющим параметром перехода в такое состояние является не температура, а давление воздуха (точнее водяных паров) в камере, содержащей образец. В цеолитовых порошках важнейшим механизмом переноса тока является движение положительных ионов в порах цеолита. Существуют две причины препятствующие такому току. Первая – это локализация ионов на стенках поры: большая энергия связи препятствует переходу иона из одного положения равновесия в другое. Вторая причина – это отсутствие прямого контакта между кристаллитами, разделёнными воздушной полостью. Фактически это и есть причина, по которой в цеолитах часто наблюдаются спадающие релаксационные токи соответствующие процессу поляризации отдельного кристаллита или группы кристаллитов находящихся в последовательном контакте друг с другом. Проводимость порошка из вещества, обладающего ионной проводимостью, в значительной мере ограничивается пустотами в объёме, заполненном порошком. В этой связи отметим, что в процессе протекания тока в цеолитовом порошке ионы преодолевают барьеры двух совершенно разных типов. Первый, это барьер по отношению к перескоку иона из одного локализованного положения в поре в другое. Второй это барьер по отношению к переходу из одного кристаллита к другому. Здесь мы рассмотрим такую систему при условии, что порошок изготовлен из вещества, являющегося ионообменником на примере цеолита. В объёме цеолитового порошка доля пространства не занятого цеолитом значительна и составляет десятки процентов. Именно она оказывает существенное влияние на сопротивление цеолита. В отсутствие внешнего электрического поля, в состоянии термодинамического равновесия, вблизи поверхности цеолитового кристаллита образуется облако из положительных ионов, а на самой поверхности образуется некомпенсированный отрицательный заряд (сосредоточенный в порах цеолита). Происходит это из-за понижения потенциального барьера по отношению к выходу ионов из пор, при увеличении влаги. Рассмотрим два кристаллита разделённых воздушным промежутком. Во внешнем электрическом поле в такой системе возможна инжекция положительных ионов в межкристаллитное пространство, с последующим захватом другим кристаллитом (преодоление барьера второго типа). Фактически это полная аналогия инжекционного контакта на границе металла и диэлектрика. Предложенная модель вполне объясняет описанную выше универсальную вольт-амперную характеристику. Действительно, при малых напряжениях ток в системе протекает через кристаллиты, находящиеся в непосредственном контакте друг с другом. При повышении напряжения, когда становится возможным прямой переход положительных ионов от одного кристаллита, через воздушную полость к другому, ток резко возрастает. Именно этот элемент обладает вольт-амперной характеристикой описанной выше. Мы считаем, что цеолит также может считаться суперионным проводником, но управляющим параметром перехода в такое состояние является не температура, а давление воздуха (точнее водяных паров) в камере, содержащей образец. Действительно, в цеолитовых порошках важнейшим механизмом переноса тока является движение положительных ионов в порах цеолита. Для того чтобы имело место резкое возрастание тока не обходимо, что

бы ион вышедший из одного кристаллита достиг другой кристаллит, двигаясь через воздушный промежуток без потери энергии направленного движения. Это выполняется, если среднее время пролёта между кристаллитами $t = \frac{l}{\mu E}$ существенно меньше τ –

$$\frac{1}{\mu E} \ll \tau \quad (1)$$

(μ – подвижность положительных ионов в воздушном промежутке, l – среднее расстояние между кристаллитами) τ – времени рассеяния энергии положительного иона на молекулах воздуха. Само это время обратно пропорционально давлению воздуха в камере, а понижение высоты энергетического барьера второго типа (по отношению к выходу ионов из кристаллитов) напротив есть возрастающая функция давления воздуха. Сам факт выхода ионов из пор связан увеличением давления водяных паров, однако это же увеличение давления приводит к увеличению рассеяния энергии иона в воздушной полости. То есть эти два фактора действуют в противоположном направлении. Но первый из них зависит от давления экспоненциально, а второй линейно. Поэтому и наблюдается увеличение тока с ростом давления.

В заключении отметим, что с увеличением влажности понижается как барьер по отношению к перескокам ионов в порах, так и барьер по отношению к выходу ионов из поры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mercedes Alvaro, Jose F. Cabeza, David Fabuel, Hermenegildo Garcia, Enrique Guijarro, Jose Luis Martinez de Juan, "Electrical Conductivity of Zeolite Films: Influence of Charge balancing Cations and Crystal Structure" Chem. Mater. 2006, 18, 26-33
2. V. Soqhomonian, J.J. Heremans, "Characterisation of electrical conductivity in a zeolite-like material" Appl. Phys. Lett. 2009, v. 95, 152
3. F.C. Lopes, C. Caparos, J.I. Gomes, S.L. Lanseros-Mendes, "Electrical and thermal behavior of γ -phase poly(vinylidene fluoride)/NaY zeolite composites"
4. Н.Н. Лебедева, В.И. Орбух, Ч.А. Султанов «Газоразрядная система с цеолитовым электродом», ЖТФ, 80, №4 (2010) 134-137
5. В.И. Орбух, Н.Н. Лебедева, Ч.А. Султанов «Стабилизация тока в порошкообразном цеолите частицами металла» "Transaction" ser. Physics and Astronomy. Vol. XXXII №2, 2012, 55-59
6. V.I. Orbukh, N.N. Lebedeva, S. Ozturk, S. Ugur, B.G. Salamov ' Gas discharge electronic device based on the porous zeolite' J. Optoelectr. and Advanced mater. V.6 № 11-12, 2012
7. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов*, Ф.Т. Салманов, Н.А. Алиева, Р.Ш. Агаева "Ионная проводимость и диэлектрическая релаксация в кристаллах TlGaTe_2 , облученных γ -квантами." Физика и техника полупроводников, 2013, том 47, вып. 5

YARIMKEÇİRİCİ (Si) - POLİMER ƏSASLI KOMPOZIT QEYRİ-XƏTTİ MÜQAVİMƏTLƏRİN MEXANİKİ XASSƏLƏRİ

Ş.M. Həsənlı, A.Y. İmanova, Ü.F. Səmədova, C.C. Xəlilov

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutu

Sh.Hasanli@rambler.ru

Məqalədə yarımkeçirici və polimer əsaslı kompozit qeyri-xətti müqavimətlərin mexaniki xassələrinin disperqatorun həcmi faizindən asılı olaraq dəyişməsi tədqiq edilmişdir. Həmçinin polimer matrisasının növündən (polyar və ya qeyri polyar) asılı olaraq nümunələrin mexaniki möhkəmliyi öyrənilmişdir.

Bərk cisimlərin əsas sınaq parametrlərindən biri mexaniki möhkəmlik və mikro-bərklikdir. Göstərilən parametrlər mexaniki gərginliklərə qarşı cismin müqavimətini və deformasiya qabiliyyətini xarakterizə edir.

Tədqiq edilən kompozitlərin də mexaniki xassələrinin öyrənilməsi və onların xarici mexaniki təsir baxımından davamlılığı əhəmiyyət kəsb edən məsələdir.

Məlumdur ki, möhkəmlik nəzəriyyəsi dağılmanın energetik kriteriyasına və çatların, struktur boşluqlarının ətrafında yaranan lokal yüksək intensivliyə malik gərginliyi hesablamağa imkan verən elastiklik nəzəriyyəsinə əsaslanır.

Qeyd edək ki, hal –hazırda polimer materialların tam birmənalı dağılma nəzəriyyəsi mövcud deyildir.

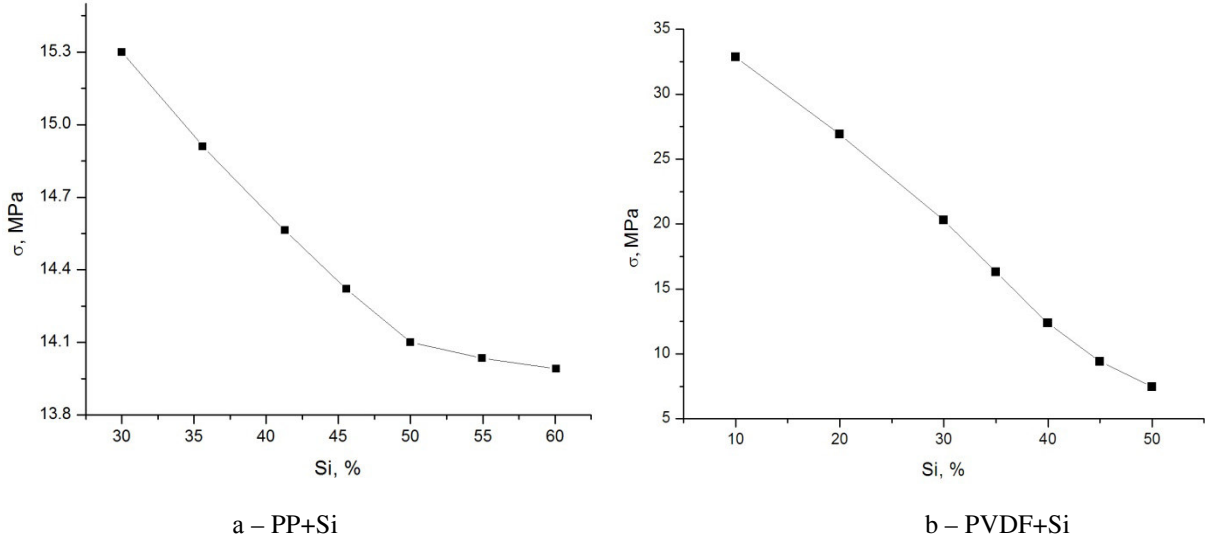
Mexaniki dağılma prosesinin nisbətən tam nəzəriyyəsi şüşə və bəzi metallar üçün mövcuddur [1, 3]. Mexaniki dağılma prosesinin tədqiqində Qrifits nəzəriyyəsi mühüm rol oynayır.

Bütün aktiv və passiv kompozitlərdə olduğu kimi kompozit qeyri –xətti müqavimətlər üçün də elektrik və mexaniki xassələrin öyrənilməsi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Elektrik və mexaniki möhkəmliklərin təyin edilməsi kompozitlərdə varistor effektinin formalaşması zamanı elektron-ion proseslərinin və fazalararası təsirlərin rolunu öyrənməyə imkan verir. Bunlardan başqa göstərilən makroskopik parametrlərin təyin edilməsi kompozit varistorların istismar rejimlərinin optimallaşdırılmasında da böyük əhəmiyyət kəsb edir.

Məqalədə yarımkeçirici və polimer əsaslı kompozit qeyri –xətti müqavimətlərin mexaniki xassələrinin disperqatorun həcmi faizindən və polimer matrisasının növündən (polyar və ya qeyri-polyar) asılı olaraq dəyişməsi tədqiq edilmişdir. Kompozitin komponentləri kimi toz halında yarımkeçirici monokristallik silisiumdan (*p*-tip Si), polyar polivinildenftoriddən (PVDF) və qeyri –polyar polipropiləndən (PP) istifadə olunmuşdur. Qeyri –xətti müqavimətlərin alınması üçün lazım olan monokristallik Si, əvvəlcədən farfor kürəli dəyirməndə dənəciklərinin ölçücü 60 mkm daha kiçik olana qədər üyüdülmüşdür. Kompozitlər, komponentlərin homogen qarışığının 180°C temperatur və 15 Mpa təzyiq altında isti preslənməsi yolu ilə alınmışdır. Sintez edilmiş nümunələr buzlu suda möhkəmlətmə üsulu ilə soyudulmuşdur. Tədqiq edilən kompozitlərin tərkibi geniş diapozonda (uyğun olaraq 30-60% Si və 70-40% PP) dəyişir. Nümunələrin qalınlığı 150mkm –ə bərabərdir. Alınmış kompozitlərin səthinə gümüş məcunu ilə 6 mm diametrdə ölçü elektrodları çəkilməmişdir.

Şəkil 1-də yarımkeçirici Si və müxtəlif polimer əsaslı kompozitlərin mexaniki möhkəmliyinin disperqatorun həcmi faizindən asılılıqları verilmişdir. Şəkillərdən görünür ki, matrisadakı polimerin növündən asılı olmayaraq disperqatorun həcmi faizi artdıqca mexaniki möhkəmlik azalır. Bununla yanaşı mexaniki gərginliyin qiyməti PVDF əsaslı kompozitdə PP əsaslı kompozitə nisbətən 1,5 dəfə çoxdur (şəkil 1). Alınan nəticələri izah etmək üçün nəzərə almaq lazımdır ki, polimerin real quruluşunda defektlər çoxdur və kompozitdə daxili

gərginliyin qiyməti də böyükdür. Temperaturun sabit qiymətində nümunəyə nə qədər çox gərginlik verilsə, kimyəvi əlaqələrin qırılma ehtimalı da bir o qədər çox olar.



Şəkil 1. Si və polimer əsaslı kompozitin mexaniki möhkəmliyinin disperqatorun həcmi faizindən asılılığı

Qrifits nəzəriyyəsinə [4] görə bu gərginlik çatların artmasına gətirib çıxarır və bunun nəticəsində nümunə dağılır.

Mexaniki möhkəmliyin kinetik nəzəriyyəsinə [3] əsasən kompozitlərdə disperqatorun həcmi faizi artdıqca mexaniki möhkəmliyin azalmasının əsas səbəblərini aşağıdakı kimi izah etmək olar:

1) Kompozitdə disperqatorun hissəcikləri arasındakı polimer matrisanın rolu böyükdür və kompozitin mexaniki möhkəmliyi disperqatorun hissəcikləri arasındakı polimer qatı ilə təyin olunur. Ona görə də disperqatorun həcmi faizi artdıqca kompozitin mexaniki möhkəmliyinin azalması disperqatorun hissəcikləri arasındakı polimer qatının azalması ilə əlaqədardır.

2) Matrisanın (polimerin) makromolekulları arasındakı istilik enerjisi hissəciklər arasında bərabər paylanmadığı üçün bu enerji müəyyən bir hissəyə daha çox düşür və bu da öz növbəsində nümunənin dağılmasının əsasını qoyan çatların yaranmasına səbəb olur. Zaman keçdikcə bu çatlar kompozitdə daha böyük çatlara çevrilir və nəticədə nümunə dağılır.

İş [3]-a əsasən əvəzedicisi nizamsız olan polimerlər amorf olurlar və onların kristallaşma dərəcəsi kiçik olur. Polipropilen polimerinin əvəzləyicisi olmadığı üçün onun kristallaşma dərəcəsi polivinilidenftorid polimerinin kristallaşma dərəcəsindən böyükdür. PVDF polimerində əvəzedici flüor atomları hesabına onların kristallaşma dərəcəsi azdır (50-60%).

Qeyd edək ki, PVDF polimerində flüor atomu üstünlük təşkil edir və elektromənfiyyətə malik olan flüor atomu ilə karbon atomları arasındakı rabitə çox güclüdür (onların parçalanma enerjisi 480 kC/mol-dur). Buna görə də flüor atomları ilə polimer atomları arasındakı rabitəni qırmaq üçün həmin sistemə böyük qüvvə sərf etmək lazımdır. Aldığımız təcrübələr deyilənləri təsdiq edir.

Beləliklə, demək olar ki, matrisası polyar PVDF olan kompozitlərdə, matrisası qeyri-polyar PP olan kompozitlərə nisbətən mexaniki möhkəmliyin çox olmasının əsas səbəbi PVDF polimerində yüksək elektromənfi xassəyə malik flüor atomlarının olmasıdır.

ƏDƏBİYYAT

1. Мустафаев З.Э. Влияние зарядового состояния и межфазного взаимодействия на прочностные свойства композитов на основе полимер –пьезоэлектрик. Канд. дис., 2005, 155 с.
2. Орлов А.Н. Введение и теорию дефектов в кристаллах. М.: «Высшая школа», 1983, 134 с.
3. Регель В.Р., Слудкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая теория прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
4. Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука, 1983, с.85, 168.

Si/OLIQO- B-NAFTOL /METAL HETEROSTRUKTURLARINDA ELEKTRİK KEÇİRİCİLİK MEXANİZMLƏRİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ.

R.K. Hüseyinov, N.İ. Quliyev, S.K. Rüstəmov
Gəncə Dövlət Universiteti

Məqalədə silisium β –oliqo naftol əsaslı heterostrukturların alınma texnologiyası işlənib hazırlanmışdır. (100 – 300) K temperatur və (0,1 -100) V elektrik sahəsi intervalında nazik təbəqəli kompozitlərdə yük daşımının mexanizmləri öyrənilmişdir.

Bərk cisim elektronikasının inkişafı, bir tərəfdən yarımkeçirici materialların alınmasının yeni metodları, digər tərəfdən, onların elektrofiziki parametrlərinin tədqiqi ilə kəsiləmə bağlıdır. Belə ki, yeni yarımkeçirici cihazların yaradılması yarımkeçirici materialların daha incə xassələrinin öyrənilməsinə tələb edir. Qeyd edək ki, yarımkeçirici cihazların xassələrini müəyyənləşdirən əsas parametrlərinə xüsusi müqaviməti, yürüklüyü və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, donor, akseptor və dərin tələlərin konsentrasiyası, yükdaşıyıcıların yaşama müddəti və s. aid edilir. Qeyd edilən parametrlərin tədqiqinin müxtəlif metodları mövcuddur: elektrik, optik, fotoelektrik və s. Bu halda metodlar nümunənin strukturunu dağıtmamalı və xüsusi işləmə tələb etməməlidir. Nəzərə almaq lazımdır ki, xüsusi elektrik keçiriciliyinin ölçülməsini texnoloji proseslərdə yalnız verilən parametrlərin müəyyənləşdirilməsi üçün yox, həm də yarımkeçirici materialların digər vacib parametrlərini dolaylı metodlarla təyin etmək üçün istifadə etmək olar.

Aparılmış tədqiqatlar zamanı n –Si-dan və oliqo $-\beta$ –naftol nazik təbəqələrindən yaradılmış heterostrukturlarda keçiricilik mexanizmi və yükdaşınması eksperimental olaraq araşdırılmışdır. Nümunələr Si quruluşundan oliqo- β -naftol/metaldan ibarət olmuşdur. Nümunələrin sahələri 12–200mm² seçilmişdir. Polimer olaraq 1-10mk qalınlıqlı oliqo $-\beta$ –naftol istifadə edilib. Polimerin bu cür seçilməsinin səbəbi onun həm metal, həm də yarımkeçirici altlıqlarla yaxşı təbəqə əmələ gətirməsilə bağlıdır.

Göstərilən strukturlarda altlıq olaraq həm p, həm də n tip Si –dan istifadə edilir. Onların oriyentasiyası (100) müstəvisi boyunca olur. Tədqiqat işində əsasən n –Si-altlıqlı strukturların tədqiqinin nəticələri verilir. Nəzarət kimi M –Polimer-M strukturu yaradılıb. Bu struktur özünü M–P–M tip “sendviç” kimi aparır.

“Sendviç” hazırlanarkən üzərinə polimer təbəqə çəkilən aşağı elektrod kimi gümüş pastasından, yuxarı elektrod kimi mis pastasından istifadə edilir. Tədqiq olunan nümunələrdə polimerə omik kontakt kimi gümüş pastasından istifadə edilir.

İlkin olaraq n-Si-un səthinə UVN71-P3 vakuum qurğusu ilə Au+Sb ərintisi çökdürülür. Metallik lövhə və silisium təbəqəsi üzərinə xüsusi həll edilmiş oliqo $-\beta$ –nafyol çökdürülmüşdür. Oliqo $-\beta$ –naftol təbəqəsi bütöv bircinsli metallik görünüşlü təbəqə əmələ

gətirir. Təbəqənin, bircinsliliyinə optik üsulla nəzarət edilir. Nümunələri qurutmaq üçün xüsusi temperatur rejimi seçilməmişdir. Qurudulma UVN71–P3 qurğusunda bir neçə saat ərzində aparılır.

Tədqiq olunan nümunələrdə yük daşıyıcıların daşınma mexanizminin xüsusiyyətlərini öyrənmək üçün sabit cərəyan rejimində voltamper xarakteristikası (VAX) çıxarılmışdır. Ölçmələr 100-300K temperatur intervalında düz və əks cərəyanlar rejimində aparılmışdır. Bu rejim aşağıdakı kimi reallaşdırılır: Si altlığının omik kontaktına yuxarı elektroda nəzərən mübət və mənfi gərginliklər verilir. Bütün tədqiq olunan strukturlar düzləndirmə xüsusiyyətlərinə malik olmuşdur.

Strukturdan keçən cərəyan şiddətinin gərginlikdən asılılığı $I=f(U)$ qeyri-xətti xarakterli olur. Bundan əlavə VAX-ın qeyri -xətti xarakteri həm tərs, həm də düz cərəyanlar üçün doğru olub, bütün temperatur diapazonunda saxlanılır. Bununla yanaşı düz cərəyanın qiyməti təxminən bir tərtib yüksək olur. $I=f(U)$ asılılıqlarından görünür ki, temperatur artdıqca VAX-ı nümunələrin sahəsinin kiçik qiymətlərinə doğru sürüşür. Elektrik keçiriciliyinin temperaturun tərs qiymətindən asılılığı həm düz, həm də tərs cərəyan üçün eksponensial xarakter daşıyır. Bu asılılığın xarakteri bir-birindən aktivləşmə enerjisi ilə fərqlənir.

Qeyd edək ki, metal-polimer-metal quruluşlarında heterostrukturlardan fərqli olaraq bütün gərginlik oblastında VAX -ı xətiliyi ilə fərqlənir. Təcrübələrin nəticələri göstərir ki, tədqiq olunan nümunələrdə yüklərin daşınma prosesi bir neçə mexanizmlə həyata keçir. Çox saylı tədqiqatlar [2, 4, 5] göstərir ki, həmin mexanizmlər aşağıdakılar ola bilər: Yüksək temperatur intervalında Şotki kimi termoelektrik emissiyası, həmçinin aşağı temperatur intervalında tunel emissiyası.

Ekspərimental nəticələr tədqiq olunan strukturlarda keçirici təbəqə kimi geniş zonalı ($E_g=2.2eV$) polimerlərdən istifadə olunması ilə izah oluna bilər. Bu da yüklərin çəpəri keçmə ilə daşınmasını bəriyiqmətli izah edə bilmir. Çünki bu halda çəpərin hündürlüyü 1–2eV intervalında dəyişməli idi. Görünür polimer yarımkeçirici və metal polimer sərhəddində çəpərin formalaşması baş verir. Deməli, metal polimer sərhəddində çəpərin hündürlüyü kontakt yaradn elektrodun Fermi səviyyəsi ilə tutma səviyyələrinin fərqi kimi təyin edilir [4]. Sonuncular polimerin qadağan olunmuş zonasının ortasına yaxın hissədə yerləşir.

Tutma səviyyələrinin köməyi ilə yüklərin daşınması baş verir. Tutma səviyyələrinin meydana gəlməsi polimerlərdəki elektrodlardan injeksiya nəticəsində yaranan əlavə yüklər [3] işində göstərildiyi kimi, dərin tutma halları yarada bilər. İnjeksiya olunmuş yüklərin, polimerin, makromolekulları ilə qarşılıqlı təsiri öz növbəsində makromolekul fraqmentinin polyarlaşmasının artırılmasına gətirə bilər. Bu halda bütün dielektrik nüfuzluğuna malik polimerin qeyri -taraz halı yaranır və bir müddətdən sonra relaksasiya nəticəsində elektronların daha dərin tələlərə keçməsi baş verir.

Beləliklə, tədqiq olunan nümunələrdə yükdaşıyıcıların yükdaşınmasının xüsusiyyətinin araşdırılması ilə müəyyən edilmişdir ki, yüksək temperaturalarda Şotki və Sahə-tunel emissiyalarının köməyi ilə yüksək sahələrdə tələ səviyyələri üzrə sıçrayışlı keçiricilikdə alınmış nəticələri izah etmək olar. Yükdaşınmasının mexanizmləri müxtəlif temperatur intervallarında və elektrik sahələrinin müxtəlif qiymətlərində ödənilir.

ƏDƏBİYYAT

1. Быковский Ю.А., Воронкова Г.М. Изменения условий собирания примесей после долговременных отжигов//ФТП, 2002, т.36, в.6 с. 794-798.
2. Валеев Х.С. Квасков В.Б. Нелинейные металлоксидные полупроводники. Москва.Энергоиздат,1983, с.260 .

3. Лачинов А.М., Салихов Р.Б., Бунаков А.А. Перенос заряда в тонких пленках полиариланфтолиде. //ФТТ, 2007, т.49, в.1., с.179.
4. Салихов Р.Б., Лачинов А.Н., Рахмеев Р.Г. О механизме проводимости в гетероструктурах кремний-полимер-металл. ФТП, 2007, т.41, в.10, ст.1182.
5. Danyluk S., Lim D.S., Kalljs J. Microhardness of carbon doped(111) p-type Czochralski silicon// J.of Mater. Science letters, 1989, v.4, p.1135-1140.

Ag₂S BİRLƏŞMƏSİNİN FAZA KEÇİDİ VƏ ONUN YAXIN ƏTRAFINDA ELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN ÖYRƏNİLMƏSİ

S.M. Abdullayev, N.İ. Quliyev, S.O. Məmmədova
Gəncə Dövlət Universiteti

Məqalədə Ag₂S yarımkeçirici birləşməsinin faza keçidi və onun yaxın ətrafında elektrik xassələri öyrənilmişdir. Kristalda FK oblastında elektrik keçiriciliyinin və elektronların yürüklüyünün kəskin artması müşahidə edilmişdir. Faza keçidi aralığında elektrik keçiriciliyi təxminən 9 dəfə artır. Holl əmsalı (R) isə 1.6 dəfə azalır. Nəticələrin analizi göstərir ki, bu artım birləşmənin qadağan olunmuş zonasının eninin kiçilməsi hesabına baş verir.

Elektron prosesləri FK oblastında baş verən dəyişikliklərə çox həssasdır. Bu səbəbdən FK oblastında maddənin elektrik xassələri haqqında məlumatlar bu oblastda baş verən fiziki proseslərin mahiyyətini anlamağa imkan verir. Ag₂S birləşməsi struktur tip faza keçidinə malik olub, bu baxımdan istisna təşkil etmir.

Faza keçidi nəzəriyyəsinə əsaslanaraq, bir çox hallarda eksperimental nəticələrin analizi zamanı, bir fazadakı elektrik xassələri digər fazaya ekstrapolyasiya edilir. Bu zaman FK oblastında baş verən anomaliyalar nəzərə alınmır. Məsələn, Ag₂S birləşməsinin analoqu olan Ag₂Te –da elektrik xassələrini tədqiq etdikdə struktur faza keçidindən (SFK) əvvəl və sonra çox dar temperatur intervalında $\sigma(T)$ –nin kəskin artdığı məlum olmuşdur. Bu zaman $\sigma(T)$ maksimumdan, termo.e.h.q. əmsalı $d(T)$ – isə minimumdan keçir [1, 2].

Gümüş xalkogenidlərinin FK oblastında elektrik xassələrinin öyrənilməsinə bir çox işlər həsr edilmişdir. Bunlar əsasən Ag₂Te və Ag₂Se kimi birləşmələrdə aparılmışdır [3, 6].

Bu işlərdə hər bir faza üçün zona parametrləri, qadağan olunmuş zonanın eni (E_g), elektronların effektiv kütləsinin konsentrasiyadan asılılığı – $m^*(n)$, səpilmə mexanizmləri təyin edilmişdir.

Amma, Ag₂S gümüş xalkogenidləri içərisində az tədqiq olunanıdır. Bunun səbəbi birləşmənin stexiometrik bircins nümunələrinin alınmasında qarşıya çıxan çətinliklərdir. Bu texnoloji çətinliklər aradan qaldırıldıqdan sonra Ag₂S –in FK aralığında elektrik xassələri tədqiq edilmişdir [5].

Alınan eksperimental nəticələrə əsasən $\sigma(T)$ və $R(T)$ asılılığının qrafiki qurulmuşdur. Əyanilik üçün hər iki asılılığın qrafiki eyni şəkildə yerləşdirilmişdir (şəkil 1).

Göründüyü kimi faza keçidi aralığında elektrik keçiriciliyi təxminən 9 dəfə artır, Holl əmsalı (R) isə 1,6 dəfə azalır. $\sigma(T)$ və $R(T)$ –nin bu cür asılılığı güclü cırılmış elektron qazının keçiriciliyinə uyğun gəlir. Deməli, bu halda σR hasilı yükdaşıyıcıların yürüklüyü kimi baxıla bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, faza keçidi aralığında σ –nın dəyişməsi həm

konsentrasiyanın, həm də yürüklüyün dəyişməsi hesabına ola bilər ($\sigma=en\mu$). R –in 1,6 dəfə azalması elektronların konsentrasiyasının 1,6 dəfə artması ilə izah edilə bilər ($R=1/ne$).

σ doqquz dəfə artdığından, deməli Ag_2S –də SFK –də yükdaşıyıcıların yürüklüyü kəskin artmalıdır. Doğrudan da elektronların yürüklüyünün $\mu(T)=\sigma R$ ifadəsi əsasında qurulmuş qrafik asılılığın nəticələrinə əsasən söyləmək olar ki, μ təxminən 5 dəfə artır. Yürüklüyün bu cür kəskin artmasının səbəbini izah etmək üçün $\mu(T)$ –nin kristalın zona parametrlərindən, səpilmə mexanizmlərindən asılılığına baxmaq lazımdır. Nəzəriyyəyə görə yarımkeçiricilərdə cırlaşmış elektron qazının yürüklüyü qəfəsin istilik rəqslərindən səpilmə zamanı aşağıdakı kimi təyin edilir [4].

$$\mu_{ak.} = \frac{\rho v_0^2}{n^{1/3} E^2 m^*} \quad \mu_{op} = \frac{n^{1/3} \omega_0^2}{e^* \cdot m^{*2}} \quad (1)$$

Məlumdur ki, yarımkeçiricilərdə $T > \Theta_D$ temperaturalarda elektronların səpilmə mexanizmində akustik fononlardan səpilmə üstünlük təşkil edir [3,6]. Deməli, (1) ifadəsində ancaq μ_{ak} – ü araşdırmaq lazımdır.

Burada ρ –kristalın sıxlığı, E –deformasiya potensialı sabiti, m^* –elektronların effektiv kütləsi, n –konsentrasiyası, v_0 –kristalda səsin sürətidir (akustik fononların).

Qeyd edək ki, gümüş halkogenidlərində ρ –nun dəyişməsi çox cüzdür [7, 8]. Bu işdə həm də göstərilmişdir ki, FK aralığında v_0 - da hiss olunacaq qədər dəyişmir. Deformasiya potensialı sabiti isə (E) hətta kristaldan –kristala demək olar ki, dəyişmir. Deməli yürüklük n və m^* – dan asılı olmalıdır.

Alınan eksperimental nəticəyə görə Ag_2S birləşməsində μ artır. (1) ifadəsinə görə isə konsentrasiyanın 1,6 dəfə artması, μ –nün 1,15 dəfə azalmasına səbəb olur. Deməli, FK aralığında (1) ifadəsinə əsasən elektronların effektiv kütləsi 2,7 dəfə azalmalıdır ki, μ beş dəfə artmış olsun. Kuin nəzəriyyəsinə görə m^* ilə qadağan olunmuş zonanın eni arasında birbaşa asılılıq vardır. Deməli, FK aralığında Ag_2S birləşməsində qadağan olunmuş zonanın eni 2,7 dəfə kiçilir.

ƏDƏBİYYAT

1. Алиев С.А, Алиев Ф.Ф, Пашаев Г.П. О полиморфизме теллурида серебра. Неорг. Материалы. 1993, 28, 8, 1073.
2. Алиев С.А, Алиев Ф.Ф, Гасанов З.С. Определение термодинамических параметров размытых фазовых переходов в Ag_2Te . ФТТ, 1998, 40, 1693.
3. Алиев С.А, Алиев Ф.Ф. Волияние ФП на электронные процессы в Ag_2Te и Ag_2Se . Неорг. Материалы. 1988, 24, 7, 1389.
4. Аскеров Б.М. Кинетические эфффекты в полупроводниках. Ленинград. «Наука» 1970.
5. Алиев С.А, Гасанов З.С. Абдуллаев С.М. О размытии фазового перехода в Ag_2S . АТИ, Elmi əsərlər, fundamental elmlər, №4, cild II (8), 2003.
6. Алиев С.А, Алиев Ф.Ф. Электронные процессы в близи структурую ФП в Ag_2Te и Ag_2Se . Неорг. Материалы 1989, 25,2.
7. Гасанов З.С. Кинетические ефффекты в полупроводниках AgX_2 (X – Te, Se, S), диссертация и соискание уч. Степени. Канд. Физ.мат. Наук. Баку. 1974.
8. Алиев С. А. Размытые фазовых переходов в полупроводниках и высокотемпературных сверхпроводниках. Баку, 2007.

$Cu_{1,96}Ni_{0,04}Se$ MONOKRİSTALLARINDA QURULUŞ FAZA ÇEVİRİLMƏLƏRİ

V.İ. Nəsirov, R.V. Abasov, R.B. Bayramov, A.G. Rzayeva

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

bayramov.razim@mail.ru

Yüksək temperaturlu rentgenoqrafik metodla $Cu_{1,96}Ni_{0,04}Se$ kristallarında quruluş faza çevrilmələri tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, Cu_2Se kristalında Cu atomlarının Ni atomları ilə qismən əvəz olunması nəticəsində alınan $Cu_{1,96}Ni_{0,04}Se$ kristallarında rombik modifikasiya $T = 470K$ temperaturda üzəmərkəzləşmiş kub qəfəsdə indekslənməmişdir. Polimorf modifikasiyaların kristal qəfəsi parametrləri və çevrilmə temperaturları təyin olunmuşdur.

Verilmiş xassələrə malik quruluşları əldə etmək fazaların yaranma şəraitini, quruluş, faza çevrilmələrinin qanunauyğunluqlarını, anion və kation əvəz olunmalarının həmin çevrilmələrin xarakterinə təsirini aydınlaşdırmağı tələb edir. Təqdim olunan iş Cu_2Se kristallarında Cu atomlarının Ni atomları ilə qismən əvəz olunması nəticəsində alınan $Cu_{1,96}Ni_{0,04}Se$ monokristallarında quruluş faza çevrilmələrinin qanunauyğunluqlarının müəyyən edilməsinə həsr olunmuşdur. Hal diaqramına görə $Cu-S$ sisteminin Cu_2Se , Cu_3Se_2 , $CuSe$ və $CuSe_2$ birləşmələri vardır [1]. Bunlardan başqa həmin sistemdə $Cu_{2-x}Se$ və $Cu_{4-x}Se$ tipli birləşmələrdə vardır. Digər birləşmələr kimi Cu_2Se kristalı da müxtəlif vaxtlarda müəlliflər tərəfindən tədqiq olunmuş və müəyyən edilmişdir ki, otaq temperaturundan ərimə temperaturuna kimi ($T_{er}=1386K$) baxılan kristalda bir quruluş çevrilməsi baş verir [2-4]. Müəlliflərin bəzilərinə görə Cu_2Se -nin aşağı temperatur fazası tetraqonal və rombik, yüksək temperatur fazası üzəmərkəzləşmiş kub qəfəsə malikdir.

Tədqiq etdiyimiz $Cu_{1,96}Ni_{0,04}Se$ monokristalları Bricmen üsulu ilə alınmış, ilkin elementlər kimi B-3 markalı mis, OCЧ markalı selen, XЧ markalı nikel götürülmüşdür.

Alınan kristallardan $1 \times 4 \times 6mm^3$ ölçülü müstəvi lövhə şəkilli nümunələr hazırlanaraq DRON-3 markalı rentgendifraktometrə CuK_2 şüalanmasında $0^\circ \leq 2\theta \leq 100^\circ$ bucaq intervalında tədqiqatlar aparılmışdır.

Kristalların monokristallılıq dərəcəsini, habelə quruluş faza çevrilməsinin tipini müəyyən etmək üçün xüsusi qızdırıcı ilə təmin olunmuş ИРИС-М rentgen qurğusunda çəkilişlər aparılmışdır.

$T = 300K$ temperaturda aparılan rentgendifraktometrik tədqiqatlar zamanı 11 difraksiya əks olunması müşahidə edilmiş və həmin əks olunmalar parametrləri $a = 4,116 \text{ \AA}$, $b = 7,004 \text{ \AA}$, $c = 20,358 \text{ \AA}$ olan rombik qəfəsdə indekslənməmişdir. Sonrakı mərhələdə hər 10K-dən bir çəkilişlər aparılmış və $T = 300K$ temperaturda müşahidə olunan difraksiya mənzərəsi dəyişməmişdir.

$T = 470K$ temperaturda irəlidə qeyd etdiyimiz bucaq intervalında aparılan çəkilişlər difraksiya mənzərəsinin tamamilə dəyişdiyini göstərmiş və 3 difraksiya əks olunması qeydə alınmışdır. Həmin difraksiya əks olunmaları parametri $a = 5,853 \text{ \AA}$ olan üzəmərkəzləşmiş kub qəfəsdə indekslənməmişdir. Cədvəl 1-də çəkilən difraktoqramın hesabı verilmişdir.

Cədvəl 1.

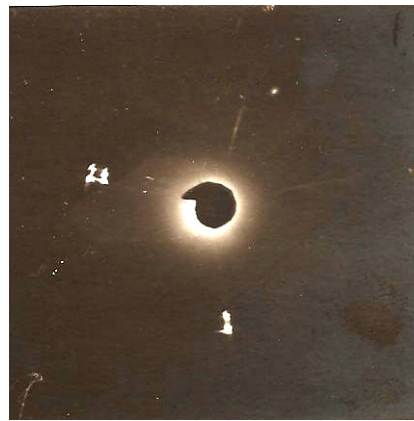
$Cu_{1,96}Ni_{0,04}Se$ kristalından alınan difraktoqramın hesabı şüalanma:
 $CuK_{\alpha}(\lambda=1,5406\text{Å})$, rejim: 35 kv, 10mA

T, K	2θ	$d, \text{Å}$	I/I_0	hkl	Elementar qəfəsin parametrləri
300	$13^{\circ}24'$	6,612	10		$a = 4,116 \text{ Å}$ $b = 7,004 \text{ Å}$ $c = 20,358 \text{ Å}$
	$26^{\circ}50'$	3,314	65	011	
	$40^{\circ}10'$	2,245	70	022	
	$44^{\circ}21'$	2,038	100	027	
	$52^{\circ}18'$	1,751	70	00.10	
	$60^{\circ}55'$	1,503	50	040	
	$71^{\circ}20'$	1,328	50	047	
	$80^{\circ}50'$	1,185	75	055	
	$86^{\circ}10'$	1,131	15	330	
	$96^{\circ}42'$	1,029	50	00.18	
	$99^{\circ}30'$	0,982		400	
470	$26^{\circ}23'$	3,383	90	111	$a = 5,853 \text{ Å}$
	$52^{\circ}15'$	1,689	20	222	
	$85^{\circ}47'$	1,126	35	333	

$T_1 = 300K$ temperaturda (şəkil 1,a) və $T_2 = 470K$ temperaturda (şəkil 1,b) çəkilən laneqramlar tədqiq olunan kristallarda quruluş faza çevrilməsinin monokristal \leftrightarrow monokristal tipli olduğunu göstərmişdir.



a)



b)

Şəkil 1. $Cu_{1,96}Ni_{0,04}Se$ monokristalının $T=300K$ (a), $T=470K$ (b) temperaturlarda çəkilən laneqramları

Beləliklə, aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, $Cu_{1,96}Ni_{0,04}Se$ kristallarında quruluş faza çevrilmələri rombik \rightarrow üzəmərkəzləşmiş kub sxemi üzrə gedir. Cədvəl 1-dən görünür ki, bu çevrilmə zamanı rombik qəfəsin (022), (040) və (00.18) müstəvilərinin yerinə üzəmərkəzləşmiş kub qəfəsin (111), (222) və (333) müstəviləri yaranır və əksinə. Bu o deməkdir ki, $(022)_I \leftrightarrow (111)_{II}$, $(040)_I \leftrightarrow (222)_{II}$ və $(00.18)_I \leftrightarrow (333)_{II}$ müstəviləri arasında əlaqə

vardır. Daha doğrusu tədqiq olunan kristallarda I \leftrightarrow II çevrilmələri zamanı qarşılıqlı çevrilən modifikasiyalar arasında sərt kristalloqrafik istiqamət əlaqələri vardır.

ƏDƏBİYYAT

1. М. Хансен, К. Андерко. Структура двойных сплавов, М, 1962
2. R. Ralfs, Z. Phys. Chem, B31, 157, 1936
3. М.Казинец Канд. диссертация, Баку, 1969
4. Ю. Г. Асадов, Г.А. Джабраилова, В.И.Насиров, Изв. АН СССР, «Неорг. матер» т.8. №6, 1144, 1972

TERMİK İŞLƏNMƏNİN p-GaAs/n-Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y HETEROKEÇİDLƏRİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

H.M. Məmmədov, V.U. Məmmədov

Bakı Dövlət Universiteti

mhhuseyng@yahoo.co.uk mhhuseyng@gmail.com

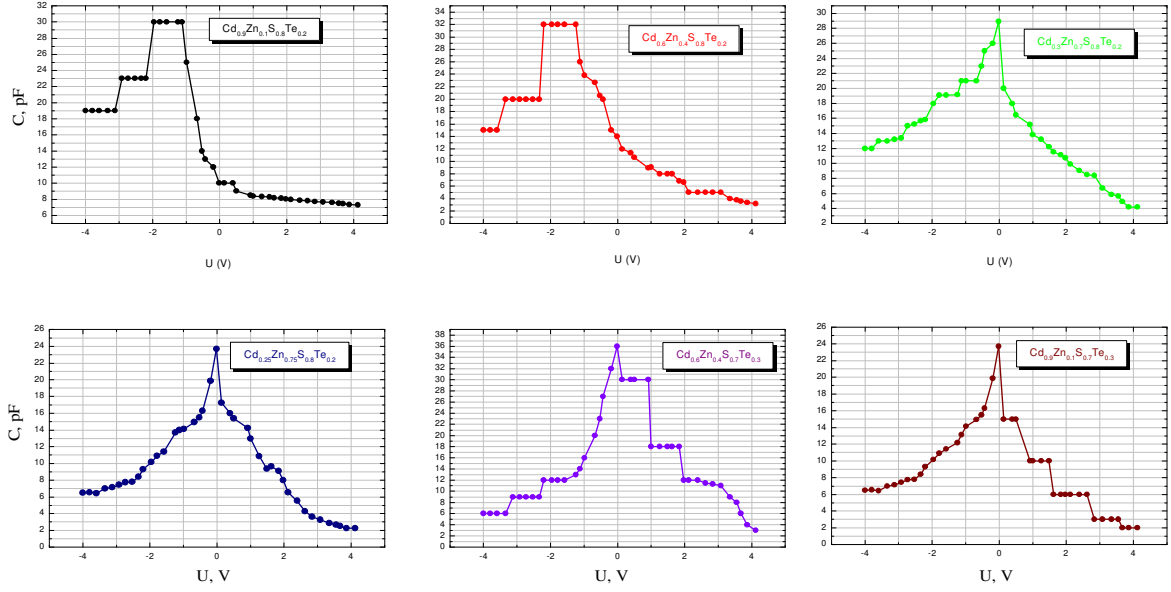
İşdə sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürülmə üsulu ilə alınmış Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y nazik təbəqələrinin tutum –volt xassələri nazik təbəqələrin tərkibindən və arqon mühitində termik işlənmə rejimindən asılı olaraq tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, arqon mühitində 390°C-də 14 dəqiqə ərzində termik işlənmədən sonra p –GaAs/n –Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2} heterokeçidləri özlərini kəskin heterokeçid kimi aparır və C⁻² =f(U) asılılığı dəqiq xətti qanuna tabe olur. Volt –farad xarakteristikasından tədqiq olunan heterokeçidlər üçün potensial çəpərin hündürlüyü ($\phi_k = 0.61V$) təyin edilmişdir

Məlumdur ki, yarımkeçirici materialların və onların əsasında müxtəlif tipli strukturların parametrləri uzunmüddətli saxlanma və iş prosesində elektromaqnit şüalarının, temperaturun və elektrik sahəsinin təsirindən asılı olaraq hiss olunan dərəcədə dəyişir. Xarici amillərin bu cür mənfi təsirləri cihazların praktik tətbiq imkanlarını çətinləşdirir. Bu məqsədlə yarımkeçirici materialların parametrlərinin xarici təsirlərdən, o cümlədən də termik işləmədən asılı olaraq öyrənilməsi aktual olaraq qalır [1-3].

Bütün bu problemlər nəzərə alınaraq işdə sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə alınmış Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y nazik təbəqələrinin tutum xassələri arqon mühitində termik işləmə rejimindən asılı olaraq tədqiq edilmişdir.

Şəkil 1 –də p –GaAs/n –Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y heterokeçidlərinin bilavasitə çökdürülmədən sonra volt –farad xarakteristikaları təsvir edilmişdir.

Şəkildən görüldüyü kimi, tədqiq etdiyimiz heterokeçidlərin volt –farad xarakteristikalarında n-Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y nazik təbəqələrinin tərkibindən asılı olaraq bir neçə hissə müşahidə edilir. Belə ki, x < 0.7 və y = 0.2 tərkibli heterokeçidlərdə əksinə istiqamətdə tutumun gərginlikdən asılılığında bir neçə hissə müşahidə olunsa da, müsbət istiqamətdə bu cür hissələr demək olar ki, yoxdur. Bundan əlavə, əksinə istiqamətdə keçidin tutumunun ədədi qiyməti də düzünə istiqamətdəkindən böyük olur. x=0.7÷0.75 və y=0.2 tərkibli heterokeçidlər tutumun gərginlikdən asılılığında qrafikində müşahidə olunan hər iki istiqamətdə bəzi cüzi kənarçıxmalar istisna olmaqla diod strukturlara xas olan asılılıq müşahidə olunur. x≠0.7÷0.75 və y≠0.2 tərkibli heterokeçidlərdə isə tutumun gərginlikdən asılılığında qrafikində müşahidə olunan hissələr yalnız xarici gərginliyin müsbət istiqamətində özünü göstərir.

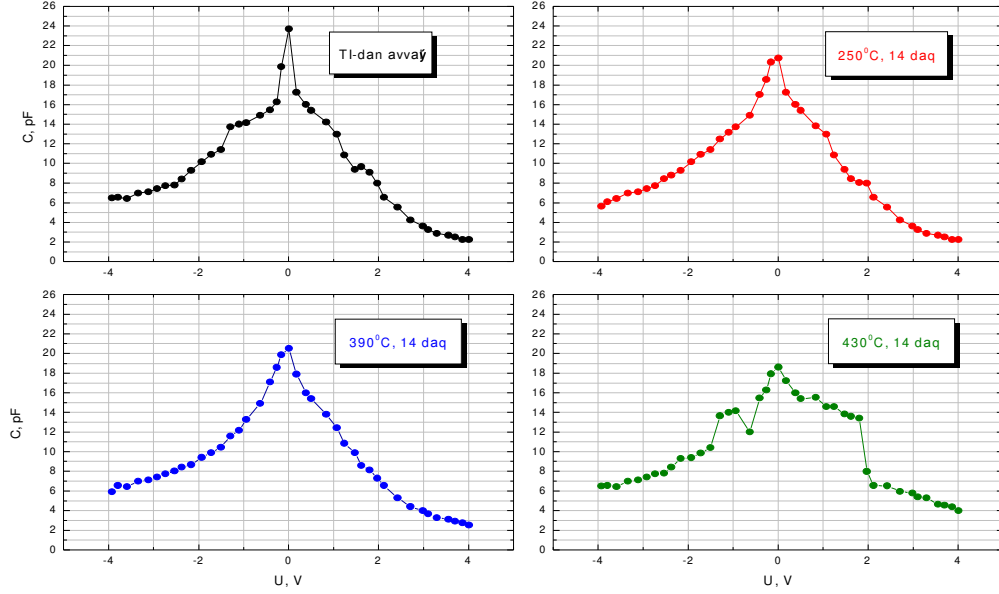


Şəkil 1. Müxtəlif tərkibli p -GaAs/ n - $Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y$ heteroqəçidlərinin bilavasitə çökdürülmədən sonra otaq temperaturunda $f = 100$ kHz tezlikdə VFX –1

Əldə etdiyimiz təcrübi nəticələr imkan verir deyək ki, nazik təbəqələrin tərkibinin dəyişməsi ilə tədqiq etdiyimiz heterostrukturların keçid oblastında yükdaşıyıcıların paylanma xarakteri də dəyişir. Qeyd etdiyimiz kimi, bilavasitə çökdürülmədən sonra bu heteroqəçidlər bütövlükdə mikro- və ya nano -heteroqəçidlər təşkil olunmuş bir matrisdən ibarətdir. Nazik təbəqələrin tərkibinin dəyişməsi ilə kontakta gətirilmiş materiallarının qəfəs parametrlərinin fərqlənməsi dərəcəsinin dəyişməsi nəticəsində mikro- və ya nano -heteroqəçidlərdəki müsbət və mənfi yüklərin nisbəti dəyişir. Belə ki, səthə absorbsiya olunmuş oksigen molekulları səthin müxtəlif hissələrində –daha dəqiq desək heteroqəçid matrisinin müxtəlif hissələrində eyni konsentrasiyada olmur. Bu da ümumi heteroqəçid matrisində elektrik dipollarının paylanma xarakterini (çox ehtimal ki, elektrik dipollarının istiqamətini) dəyişir. Nəticədə, tədqiq olunan heteroqəçidlərin volt –farad xarakteristikalarında müxtəlif meyilli hissələrdən yaranır.

Arqon mühitində termik işlənmədən sonra keçid oblastında yükün paylanma xarakteri dəyişir (şəkil 2).

Belə ki, qəfəs parametrləri çox yaxın olan p –GaAs və n – $Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2}$ cütü əsasında heteroqəçidlərin VFX –da digər tərkibli strukturlarda da müşahidə olunan kənarəçixmalar aradan qalxır və tutumun qiyməti kiçilir. Keçid tutumunun qiymətinin müşahidə olunan azalması göstərir ki, termik işlənmə zamanı səthdən oksigenin desorbsiyası keçidyanı oblastda elektrik dipollarının konsentrasiyasını azaldır. Termik işlənmə zamanı nazik təbəqələrin rekrstallizasiyası nəticəsində mikro- və ya nano -heteroqəçidlərin matrisi birləşərək özlərini vahid bir heteroqəçid kimi aparır. Nəticə etibarilə yekunda optimal elektrik parametrlərinə malik heteroqəçid formalaşır. Qeyd edək ki, termik işlənmədən əvvəl heteroqəçidlərin elektrik tutumunun $C^{-n}=f(U)$ asılılığında ya xətti qanun müşahidə olunmur, ya da xətti qanun nümayiş etdirən heteroqəçidlərdə $n \neq 2$ qiymətini alır. Hətta qəfəs parametrləri çox yaxın olan p -GaAs və n – $Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2}$ cütünü əsasında heteroqəçidlərdə $n=1.7$ olur. Lakin arqon mühitində $390^{\circ}C$ -də 14 dəqiqə ərzində termik işlənmədən sonra p –GaAs/ n – $Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2}$ heteroqəçidləri özlərini kəskin heteroqəçid kimi aparır və $C^{-2}=f(U)$ asılılığı dəqiq xətti qanuna tabe olur (şəkil 3).



Şəkil 2. p -GaAs/ n -Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2} heteroqeyidlərinin arqon mühitində müxtəlif rejimlərdə termik işlənmədən sonra VFX –1

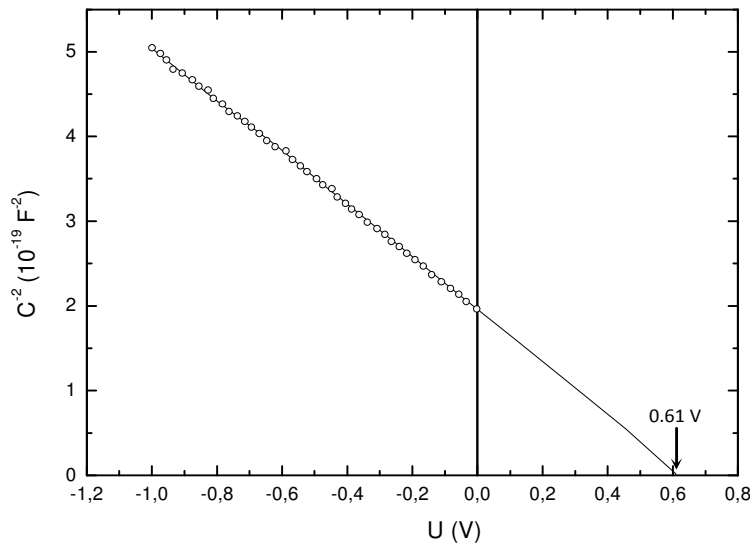
Təcrübədə alınmış asılılığın qrafikin gərginlik oxuna aproksimasiyası əsasında tədqiq olunan heteroqeyidlər üçün potensial çəpərin hündürlüyü ($\phi_k=0.61V$) müəyyən təyin edilmişdir.

Tədqiq olunan heteroqeyidlər üçün təcrübi ölçmələr əsasında qurulmuş $C^{-2}=f(U)$ qrafiklərindən istifadə edərək,

$$\partial C^{-2} / \partial U = 2(\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{a2}) / S^2 \cdot q N_{D1} N_{a2} \epsilon_1 \epsilon_2 \quad (1)$$

ifadəsi əsasında Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2} tərkibli təbəqələrində elektronların konsentrasiyası hesablanmışdır ($N_{D1}=2.1 \cdot 10^{15} \text{sm}^{-3}$). Hesablamalar zamanı p -GaAs –də dəşiklərin konsentrasiyası üçün, $N_{a1}=3 \cdot 10^{16} \text{sm}^{-3}$ götürülmüşdür.

Potensial çəpərin hündürlüyünün VAX və VFX –dan tapılmış qiymətlərinin üst –üstə düşməsi nəticələrin real olmasını və məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə üsulunun kifayət dərəcədə yüksək təkrarlanan və dəqiq üsul olmasını göstərir.



Şəkil 3. p -GaAs/ n -Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2} heteroqeyidlərinin arqon mühitində 390°C-də 14 dəqiqə ərzində termik işlənmədən sonra $C^{-2}=f(U)$ miqyasında VFX –1

ƏDƏBİYYAT

1. Г.М.Мамедов, Г.А.Гасанов, С.И.Амирова. Электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов $n-Si/n-Cd_{1-x}Zn_xS$, полученных электрохимическим методом, Неорганические Материалы, т.41, №3, ст.276-280, 2005
2. A.Sh.Abdinov, H.M.Mamedov, S.İ.Amirova. Photosensitivity of $p,n-Si/n-Cd_{1-x}Zn_xS$ heterojunctions manufactured by a method of electrochemical deposition, Thin Solid Films, v.480-481, p. 388-391, 2005
3. A.Sh.Abdinov, H.M.Mamedov, S.İ.Amirova. Investigation of electrodeposited $p-Si/Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Se_y$ heterojunction solar cells, Thin Solid Films, v.511-512, p.140-142, 2006

 $p-Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te/n-PbTe$ HETEROKEÇİDLƏRİNİN TƏDQIQI

S.N. Sərməsov, E.S. Qarayev

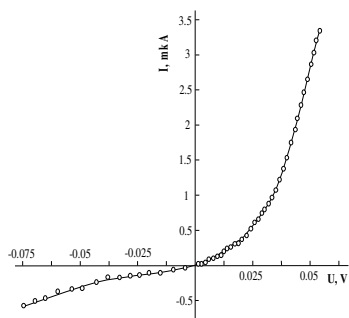
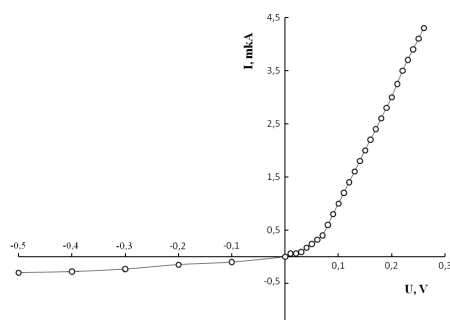
Bakı Dövlət Universiteti

Ssarmasov@rambler.ru

Molekulyar dəstələri vakuumda kondensasiya etdirməklə slüda və $LiNbO_3$ dielektrik altlıqları üzərində $p-Pb_{1-x}Sn_xTe/n-PbTe$ anizotip heterostrukturların yaradılması həyata keçirilmişdir. Göstərilmişdir ki, heterostrukturun alınma şəraitindən və altlığın temperaturunun dəyişməsindən heterokeçiddən cərəyanın axma mexanizmini dəyişdirmək mümkündür

Müxtəlif altlıqlar üzərində mükəmməl kristal quruluşlu p - və n - tip keçiriciliyə, tələb olunan elektrofiziki, fotoelektrik xassələrə malik $Pb_{1-x}Sn_xTe$ epitaksial təbəqələrinin alınması, onların əsasında $p-n$ keçidlərin, yüksək parametrlı fotehəssas elementlərin və strukturların hazırlanması elmi-texniki əhəmiyyət kəsb edən aktual məsələdir. $A^{IV}B^{VI}$ tipli birləşmələrin nazik təbəqələrinin alınması üçün optimal texnoloji prosesin seçilməsi istiqamətində, yüksək faydalı iş əmsalına malik müxtəlif heterostrukturların axtarışı və onların xassələrini tədqiq etməklə, yarımkəçiricilər elektronikasına üçün çoxfunksiyalı cihazların yaradılması istiqamətində intensiv tədqiqatlar aparılır.

Biz $p-Pb_{1-x}Sn_xTe/n-PbTe$ heterokeçidlərini almaq üçün xüsusi maskadan, qalınlığı 100mkm olan tantal lövhədən istifadə etmişik. Maska üçün tantal seçilməsi onun yüksək temperatura dözümlülüyü və buxarlandırılan maddə ilə qarşılıqlı təsirdə olmaması ilə əlaqədardır. Əvvəlcədən hazırlanmış $LiNbO_3$ və slüda altlıqları qızdırıcıya sıxılaraq $30^{\circ}S$ -dən $380^{\circ}S$ -ə qədər qısamüddətli (10 dəqiqə) termik emal olunmuşdur. Termik emal prosesi altlıqların səthindəki çirklənməni aradan götürmək üçün aparılmışdır. Altlığın səthinin təmizliyi onun üzərində epitaksial təbəqələrin alınması üçün əlverişli şərait yaradır. Altlığa maddə buxarının kondensasiyası $(1\div 3)\cdot 10^{-6}mm$ c.st. vakuumda Knudsen özəyindən həyata

Slüda üzərində alınmış $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te / PbTe$ heterostrukturlarının VAX-sı $LiNbO_3$ üzərində alınmış $Pb_{0.7}Sn_{0.3}Te / PbTe$ heterostrukturlarının VAX-sı

keçirilmiş, çökdürülmə sürəti $3\div 4\text{nm/san}$ təşkil etmişdir. İlk olaraq altlığa $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ təbəqəsi çökdürülmüş, texnoloji oyuq vakuumdən azad olunaraq buxarlanma mənbəyi dəyişdirilmiş və maska 90° döndürülərək $n\text{-PbTe}$ nazik təbəqəsi çökdürülmüşdür. Belə hazırlanmış nümunələr bir-biri ilə kəsişən $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/n\text{-PbTe}$ zolaqlarından ibarət strukturlara uyğun gəlir [1] Belə hazırlanmış nümunələrə sonradan $n\text{-}$ və $p\text{-}$ oblastlara uyğun olaraq indium və gümüş kontaktları çəkilərək onların elektrik və fotoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir.

Alınmış təbəqələrin müxtəlif temperaturlarda volt-ampere xarakteristikaları ölçülmüşdür. Altlığın aşağı ($30\div 40\text{S}$) temperaturlarında alınmış $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/n\text{-PbTe}$ heteroqəçidlərinin volt-ampere xarakteristikalarının ölçülməsi həyata keçirilmişdir. PbTe təbəqələri çökdürülmədən əvvəl altlıq üzərində alınmış $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ nazik təbəqələri vakuumdə 2 dəqiqə ərzində 550°S temperaturda termik işlənmişdir. Tədqiqatlar göstərir ki, belə termik işləmə $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ nazik təbəqələrinin səthinin hamarlanmasına səbəb olmaqla yanaşı, səthdən bir neçə mono-qatın buxarlanması ilə müşayiət olunur [2]. Nəzarət üçün ayrılmış $\text{Pb}_{0.7}\text{Sn}_{0.3}\text{Te}$, PbTe nümunələrində termik işləmədən əvvəl və sonra elektronların difraksiyası vasitəsilə aparılan tədqiqatlar səthdə oksid qatının yaranmamasını nümayiş etdirir.

Altlığın aşağı temperaturlarında alınan orientasiyalı heteroqəçidlər üçün kəsilmə gərginliyinin qiyməti yüksək temperaturlarda alınmış heteroqəçidlər üçün qiymətdən demək olar ki, fərqlənir. Əsas yükdaşıyıcıların Holl effektindən təyin olunan konsentrasiyası bu halda 10^{18}sm^{-3} olur. $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ təbəqələrinin qadağan olunmuş zonanın eni $x=0.23$ və $x=0.3$ tərkibləri üçün uyğun olaraq 0.08 eV və 0.05 eV təşkil edir. Altlığın aşağı temperaturunda alınan oriyentasiyaya malik olmayan təbəqələrin heteroqəçidində kəsilmə gərginliyinin qiyməti demək olar ki, bir tərtib böyük olur. Bu qiymət təbəqələrin defektli strukturunun olması ilə əlaqələndirilir. Altlığın yüksək temperaturlarında göyərtilən heteroqəçidlərin düz istiqamətdə volt-ampere xarakteristikasının tədqiqi göstərir ki, gərginliyin aşağı qiymətlərində cərəyanın axması kifayət qədər uğurla generasiya-rekombinasiya mexanizmi ilə uyğunluq təşkil edir. Bu oblastda heteroqəçidlərin $VAX-1$ $I=I_0 \exp(eU/\beta kT)$ ifadəsi ilə təyin olunur və β göstərilən temperaturda ikiyə bərabər olur. Düzünə gərginlik 50mV -a çatdıqda cərəyanın artma sürəti zəifləyir və demək olar ki, temperaturdan asılı olmur.

Aşağı temperaturu orientasiyalı təbəqələr əsasında heteroqəçidlər əksinə qoşulduqda axan cərəyanın qiyməti tətbiq olunan gərginliyin $\sim 0.5\text{V}$ qiymətinə qədər elektrik sahəsindən asılı deyil. Gərginliyin sonrakı artımı dəşilmə səbəbindən əks cərəyanın artması ilə müşayiət olunur. Orientasiyaya malik olmayan təbəqələr əsasında yaradılan heterostrukturlarda da analogi vəziyyət müşahidə olunur. Əks istiqamətdə tətbiq olunan gərginliyi artırıqda heteroqəçiddən axan cərəyanın əvvəl zəif artımı baş verir, $U_{\text{əks}}\approx 0.1\text{V}$ qiymətindən sonra isə volt-ampere xarakteristikası xətti qanunla təsvir olunur. Bu cərəyan axmaları ilə əlaqələndirilə bilər.

Heteroqəçidlərin elektrik xassələrinin tədqiqi əsasında müəyyən edilmişdir ki, nisbətən aşağı temperaturlarda düzünə istiqamətdə heterosərhəddən axan cərəyan iki mexanizmlə idarə olunur: nisbətən aşağı gərginliklərdə ($U\leq 70\text{mV}$) volt-ampere xarakteristikası eksponensial qanuna tabe olsa da temperaturun artması ilə asılılığın meyli azalır ($\beta=2$) [3]. Nisbətən böyük gərginliklərdə volt-ampere xarakteristikasının meyli dəyişir. Bu nəticələr kiçik gərginliklərdə strukturun tunel cərəyanlarının axması ilə, nisbətən böyük gərginliklərdə isə cərəyanın axmasının tunel-rekombinasiya mexanizminə uyğun gəlməsi ilə izah olunur. Struktur, elektrik və spektral tədqiqatlar PbTe və $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ nazik təbəqələrinin fiziki xassələrində texnoloji amillərlə kvant ölçü effektlərini fərqləndirməyə, uyğun xarakteristikaların dayanıqlığını təyin etməyə imkan vermişdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Э. Ю. Салаев, А. М. Назаров, С. И. Эпитаксиальные, фоточувствительные гетеропереходы $Pb_{1-x}Sn_xSe(In)/PbSe_{1-x}S_x$, полученные в сверхвысоком вакууме. Прикладная физика 2006, № 1, с. 86-89
2. Л. Г.Петрова, М. А. Потапов, «Электротехнические материалы» М. 2008 с.198
3. О.Н. Царенко., С.И. Рябец. Свойства гетероструктур на основе твердых растворов халькогенидов свинца–олова //Петербургский журнал электроники. 1997. № 2(15). с. 20–23.

Dy_2SnSe_4 BİRLƏŞMƏSİNİN RENTGEN QURULUŞ ANALİZİ VƏ İSTİLİKKEÇİRİCİLİYİ

C.İ. Hüseyinov, M.İ. Murquzov, Ş.Y. Abdullayeva, T.A. Cəfərov

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

toyota@box.az

$SnSe-Dy_2Se_4$ sistemində qarşılıqlı xaraktri kompleks fiziki-kimyəvi analiz metodları ilə tədqiq olunmuş, hal diaqramı qurulmuşdur. $SnSe$ də Sn atomları qismən Dy atomları ilə əvəz olunduqda bərk məhlullar əmələ gəldiyi və bir sıra fiziki-kimyəvi xassələrin dəyişdiyi, müəyyən edilmişdir. Sistemdə $SnSe$ əsasında bərk məhlul oblastı otaq temperaturunda $DySe$ -nin 0-3 mol% intervalını əhatə edir. Komponentlərin 1:1 nisbətində, 855°C temperaturda inkonqruent əriyən, elementar qəfəs parametrləri $a=12,88$; $c=14,38\text{Å}$, $c/a=1,1164$; $Z=11$, $V=2066\text{Å}^3$ olmaqla, heksoqonal sinqoniyada kristallaşan Dy_2SnSe_4 birləşməsinin alındığı göstərilmişdir. Dy_2SnSe_4 üçlü birləşməsinin xüsusi elektrikkeçiriciliyinin, termo –e.h.q.-nin və xüsusi istilikkeçiriciliyinin temperatur asılılıqları tədqiq olunmuşdur.

Sintez havası 0,1333Pa təzyiqlə qədər sorulmuş kvarts ampulalar ampulalarda aparılmışdır. Sintez iki mərhələdə həyata keçirilmişdir: ilkin mərhələdə ampula maddə ilə birlikdə 4-5dər/dəqiqə sürəti ilə selenium ərimə temperaturuna qədər qızdırılmış və 3-4 saat bu temperaturda saxlanılmışdır, sonra temperatur tərkibdən asılı olaraq 950-1000°C-ə qədər tədricən qaldırılıb və 8-9 saat saxlanılmışdır. Alınmış nümunələr 580 °C temperaturunda 120 saat homogenləşmə üçün tablamaya qoyulmuşdur

Parlaq boz rəngli $SnSe-Dy_2Se_3$ sistem ərintiləri yığcam külçə şəklində alınır. Hava və suya nəzərən dayanıqlı olan bu ərintilərə, üzvü həlledicilər təsir etməsədə konsentrisiyalı mineral turşular (HCl , HNO_3 , H_2SO_4) və qələvilərdə ($NaOH$, KOH) parçalanır.

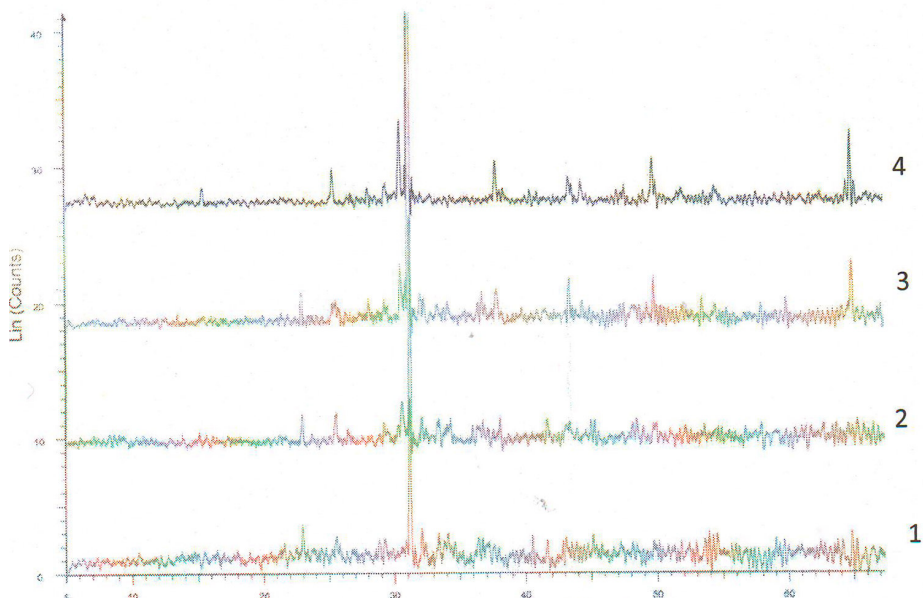
Ərintilərin mikrobərkliyi ПИМТ–3 metalloqrafik mikroskopunda, hər bir faza mikrobərkliyin ölçülməsində seçilmiş yükə əsasən təyin edilmişdir. Nümunələrin sıxlıqları isə piknometrik və rentgenoqrafik metodlarla təyin edilmişdir.

Mikroquruluş analizi tədqiqatları $SnSe-Dy_2Se_3$ sistem ərintilərində Dy_2Se_3 -ün 0–3mol% intervalında bir fazalı, digər intervalların isə iki fazalı olduğunu göstərir. $SnSe-Dy_2Se_3$ sistem ərintilərində mikrobərklik təyin edilərkən üç müxtəlif qiymətlər; $SnSe$ əsasında alınmış α -bərk məhlullarına uyğun (500-650) MPa, Dy_2SnSe_4 üçlü birləşməsinə uyğun -2150MPa, və Dy_2Se_3 birləşməsinə uyğun-2600MPa.

Sintez olunmuş nümunələrin differensial termik analizləri (DTA) xromel-alümel termocütlü alcaq tezlikli HTP-73 termoreqistratorunda aparılmışdır. Qızma sürəti 8dər/dəq olmuşdur. Sistem ərintilərinin DTA termoqrammalarda solidus və likvidusa aid olan iki, üç endodermik effektin olduğunu göstərir. Qızma və soyuma əyrilərində müşahidə olunan bütün termik effektlər dönəndir.

Rentgen quruluş analizi (RQA) $Cu K_{\alpha}$ şüaları ilə Ni filtri ilə təchiz olunmuş, D-2 PHSER modeli rentgen qurqusunda aparılmışdır. Başlanğıc maddələrin və alınmış yeni fazanın difraktoqramlarda qeyd olunan xətlərin intensivlikləri və müstəvilərəarası məsafələr hesablanmışdır (Şəkil 1.). Difraktoqramdan görüldüyü kimi difraksiya maksimumları və müstəvilərəarası məsafə fəni fazada başlanğıc birləşmələrə nəzərən fərqli olur. RFA-nin nəticələri $SnSe$ və $DySe$ birləşmələrinin qarşılıqlı təsirindən komponentlərin 1:1 nisbətində yeni Dy_2SnSe_4 üçqat birləşməsinin yarandığını göstərir.

DTA, MQA, RFA, mikrobərkiyin və sıxlıqların qiymətlərinə əsasən $SnSe$ - $DySe$ sisteminin hal qiaqramı qurulmuşdur (Şəkil 2). Kvazi binar evtetik tipdə olan bu sistemdə 855°C temperaturda inkonqruent əriyən $DySnSe_2$ birləşməsinin alındığı müəyyənləşdirilmişdir. Bu birləşmə $SnSe$ əsasında alınan α -bərək məhlullarla $DySe$ -nin 10 mol % kimi 710°C-də əriyən evtektika alınır.



Şəkil 1. $SnSe$ - Dy_2Se_3 sistem ərintilərinin difraktoqramları:
1-30 mol. %, 2- 50 mol. % (Dy_2SnSe_4), 3 -70 mol. % $SnSe$, 4- $SnSe$.

$SnSe$ - $DySe$ sisteminin likvidusu ilkin kristallaşmanın üç xəttindən ibarətdir: α -faza ($SnSe$ əsasında alınmış bərək məhlullar), Dy_2SnSe_4 və $DySe$ birləşmələri. $DySe$ birləşməsinin 0-10 mol % konsentrasiyalarında likvidus xətti üzrə α -fazanın ilkin kristallaşması baş verir. Konsentrasiyanın 10-15 mol % intervalında mayedən ilkin olaraq Dy_2SnSe_4 ayrılır, $DySe$ -nin 15-100 mol % intervalında isə $DySe$ ayrılır.

Cədvəl 1

N_{θ}	J	$d_{t\theta c}$	$1/d_{t\theta c}^2$	d_{hes}	$1/d_{hes}^2$	hkl
1	15	8,7838	0,0129	8,8388	0,0128	101

2	17	4,2142	0,0563	4,2182	0,0562	210
3	26	3,8965	0,0659	3,8461	0,0676	113
4	24	3,6092	0,0767	3,5967	0,0773	004
5	23	3,5026	0,0815	3,4239	0,0853	104
6	22	3,3058	0,0915	3,3041	0,0916	302
7	56	2,9352	0,1161	2,9386	0,1158	303
8	100	2,8774	0,1208	2,8772	0,0128	005
9	40	2,6852	0,1387	2,6736	0,1399	313
10	30	2,4750	0,1632	2,5198	0,1575	321
11	23	2,4501	0,1666	2,4347	0,1687	410
12	37	2,3788	0,1767	2,3769	0,1770	215
13	39	2,3413	0,1824	2,3434	0,1821	106
14	23	2,2731	0,1935	2,2757	0,1931	305
15	25	2,1739	0,2116	2,1708	0,2122	413
16	17	2,1076	0,2251	2,1082	0,2250	420
17	24	2,0862	0,2297	2,0860	0,2298	421
18	21	2,0084	0,2479	2,0036	0,2491	510
19	28	1,8783	0,2834	1,8959	0,2782	504

Dy_2Se_3 –ün 0-4 mol % intervalında solidus xətdindən aşağıda SnSe əsasında bircinsli α -faza bərk məhlulları yaranır, 4–50 mol.% intervalında ikifazlı kristallaşma $SnSe + DySnSe_2$, 50-100 mol.% intervalında isə $Dy_2SnSe_4 + DySe$ ikifazlı ərintilərin kristallaşması müşahidə olunur. α -faza ilə $DySnSe_2$ birləşməsinin birlikdə kristallaşması $DySe$ -nin 10 mol% –ə qədər intervalında 710°C temperaturda əriyən ikiqat evtektikanın alınması ilə yekunlaşır.

Dy_2SnSe_4 birləşməsinin ovuntularının rentgenoqrammalarının təhlili göstərir ki, bu birləşmələr elementar qəfəs parametrləri $a=12,88$; $c=14,38\text{\AA}$, $c/a=1,1164$; $Z=11$, $V=2066\text{\AA}^3$, sıxlığı $\rho_{pik.}=6,55\text{q/sm}^3$, $\rho_{rent.}=6,71\text{q/sm}^3$ olmaqla heksoqanal sinqonyada kristallaşır. Dy_2SnSe_4 birləşməsində müstəvilərəarası məsafə (d , \AA), hkl, başlanğıc birləşmələrin və Dy_2SnSe_4 birləşməsinin difraktoqrammalarında xətlərin intensivlikləri cədvəl 1–də verilmişdir. Alınmış Dy_2SnSe_4 üçlü birləşmələrinin xüsusi elektrikkeçiriciliyi (σ), Holl əmsalı (R), termo–e.h.q. –si (α), istilikkeçiriciliyi (χ) geniş temperatur intervalında ölçülmüş, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və Holl yürüklüyü hesablanmışdır.

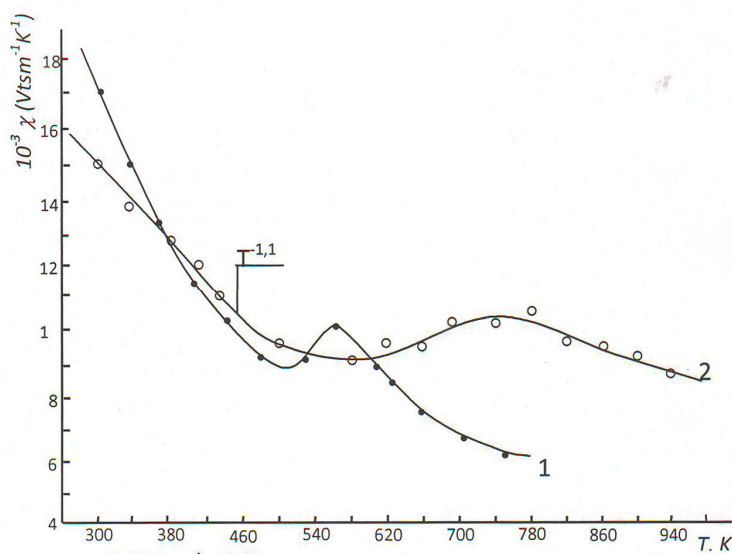
İstilikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı 300–960K temperatur intervalında mütləq stasionar metodla öyrənilmişdir. Alınan nəticələrdən xüsusi istilikkeçirmə əmsalı hesablanmış və onun temperatur asılılığının qrafiki qurulmuşdur (Şəkil 2). Şəkildən görüldüyü kimi orta temperatur intervalında (300-420 K) Er -un iştirakı ilə alınan üçlü birləşmələrdə istilikkeçiriciliyi $SnSe$ binar birləşməsinə nisbətən kiçik olur. $SnSe$ birləşməsində $\chi \sim T^{-1,73}$ dəyişdiyi halda, Dy_2SnSe_4 də isə $\chi \sim T^{-0,82}$ qanunu ilə dəyişir. Yüksək temperatur oblastında isə bunlar uyğun olaraq $\chi \sim T^{-1}$ və $\chi \sim T^{-0,43}$ qanunları dəyişirlər.

Paramaqnit nadir torpaq ionlarının (NTİ) daxili f –elektron təbəqəsi qismən dolduğundan onları orbital (L), spin (S) və tam (J) momentləri sıfırdan fərqli olur. Qəfəs rəqsləri ionun tam momentinin yönümünü dəyişməklə onu bir səviyyədən digərinə keçirə bilər. Bu isə fononların udulması ilə müşayət olunur. Beləliklə paramaqnit NTİ kristal qəfəsin istilikkeçiriciliyini azaldan defektlər rolunu oynayır. f –təbəqəsi atom daxilində yerləşdiyindən kristal sahəsi aşağı temperaturalarda bu səviyyələri çox zəif parçalayır. Buna

görə də paramaqnik NTİ –dan fononların səpilməsi hesabına istilikkeçiriciliyinin azalması yalnız orta temperaturlarda müşahidə olunur.

Tədqiq olunan birləşmələrdə müşahidə olunan qanunauyğunluqları və anomal halların yaranmasına səbəb olan mexanizmləri araşdırmaq məqsədi ilə istilik müqavimətinin temperatur asılılığı qurulmuşdur (Şəkil 2).

İstilik müqavimətinin temperatur asılılığını şərti olaraq iki hissəyə ayırmaq olar. 300–420K temperatur intervalını əhatə edən birinci hissədə w istilik müqaviməti bütün nümunələrdə xətti olmaqla paralel dəyişir. Lakin yuxarı temperaturlarda (450–960K) bu xətti asılılıq pozulur. ErSnSe_2 birləşməsində w -nin qiyməti $T > 600\text{K}$ temperatur intervalında demək olar ki, dəyişmir. Lakin Er_2SnSe_4 birləşməsində $T > 700\text{K}$ oblastında yenidən xətti dəyişmə müşahidə olunur. Bu Er_2SnSe_4 birləşməsində vahid həcmdə Se atomunun konsentrasiyasının artması hesabına yuxarı temperaturlarda istilik müqaviməti artır.



Şəkil 2. İstilikkeçirmə əmsalının temperatur asılılığı.

ƏDƏBİYYAT

1. «Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов». Под ред. В.П. Жузе. Изд. «Наука», Л. 1973, с.303.
2. Гуршумов А.П., Кулиев Б.Б., Аббасов К.Х., Магеррамов Ю.Д. Система $\text{SnSe}-\text{Dy}_2\text{Se}_3$ // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1990. Т. 26. № 9. с. 1827-1829.
3. Гуршумов А.П., Кулиев Б.Б., Ахмедов А.М., и др. Взаимодействие моноселенида олова с моноселенидами Р.З.Э. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1984. Т.20. № 7. с. 1090-1094.
4. Гусейнов Д.И., Мургузов М.И., Исмаилов Ш.С Теплопроводность твердых растворов $\text{Er}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$ ($x < 0.025$) // Изв. АН России. Неорган. материалы. 2008. Т.44. № 5. с. 542-544.
5. Гусейнов Дж.И., Джафаров Т.А. Влияние γ -облучения на электрофизические свойства термообработанных монокристаллов $\text{Tb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$ // ФТП, 2012. Т. 46. В 4. С 447-449.

**ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ
Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}, ЛЕГИРОВАННЫХ АТОМАМИ ДИСПРОЗИЯ**

Б.Ш. Бархалов, Р.Ю. Алиев, М.М. Тагиев, Г.З. Багиева
Институт Физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан
bbarhal@mail.ru

Представлены результаты экспериментального исследования в интервале температур 80–300К теплопроводности экструдированных образцов Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}, легированных атомами редкоземельного металла диспрозия. Показано, что для всех исследованных образцов в интервале температур 80–300К доля электронной составляющей коэффициента теплопроводности χ_e не превышает 15%, и в исследованных твердых растворах тепло переносится, в основном, колебаниями решетки и теплопроводность определяется в основном трехфононными процессами.

Необходимость создания низкотемпературных термоэлектрических охладителей требует разработки термоэлектрических материалов, эффективно работающих в области низких температур вплоть до ~120-130 К. Анализ литературных данных показывает, что, перспективными материалами при низких температурах являются твердые растворы p -Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y с замещением атомов (Sb→Bi) и (Se→Te) в обеих подрешетках. Возникающие при этом искажения кристаллической решетки приводят к увеличению рассеяния фононов и снижению теплопроводности кристаллической решетки, что является одной из причин увеличения термоэлектрической эффективности в широком интервале температур от 80 до 350К [1, 2]. В работе [2] показано, что монокристаллы твердого раствора состава p -Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y ($x=1,3$; $y=0,07$) являются перспективными материалами для низкотемпературных (<220К) каскадов электронных охладителей.

Однако из-за слоистой структуры прочность указанного материала оказывается низкой. Применение метода экструзии для получения термоэлектрических материалов на основе твердых растворов теллуридов висмута и сурьмы, широко применяемых в качестве материала для n - и p - ветвей для термоэлектрических преобразователей, в частности, электронных твердотельных охладителей, предназначенных для работы в интервале температур 200÷350К, позволяет существенно повысить их прочностные характеристики, сохраняя при этом термоэлектрические параметры близкими к таковым для монокристаллических образцов [3].

Как известно, получение образцов экструдированного материала связано с проведением целого ряда технологических операций, таких как синтез твердого раствора из исходных компонентов; размельчение синтезированного сплава до состояния порошка; изготовление из полученного порошка методом холодного прессования брикетов; экструзии брикетов (выдавливание брикетов, нагретых до пластического состояния, через отверстие диаметром бмм).

Экспериментально установлено, что на термоэлектрические характеристики материалов для термоэлектрических преобразователей энергии существенно влияют такие факторы, как давление и температура экструзии, размер частиц исходного порошка, температура и время отжига полученного термоэлектрического материала. Поэтому, оптимизацией технологических процессов с учетом физико-химических и технологических особенностей экструдированных материалов, можно увеличить

эффективность экструдированных термоэлементов и повысить стабильность их параметров как в процессе изготовления термоэлементов, так и в процессе эксплуатации приборов на их основе. Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур, является также легирование примесями, которые могут приводить к заметному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, связанных со статистическим характером распределения примесных атомов в решетке матрицы [3].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования интервале температур 80-300К теплопроводности экструдированных образцов $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$, легированных атомами редкоземельного металла диспрозия. в количестве до 0,02 ат. %.

Для получения образцов были использованы теллур марки "ТВ-Ч", висмут – "Ви-0000", сурьма – "Су-0000", селен – "СВЧ-1", гадолиний – "ГдМ-1". Реакция синтеза проводилась в откачанном объеме с остаточным давлением $\sim 10^{-2}$ Па. Компоненты твердых растворов и РЗЭ, взятые в расчетных соотношениях, сплавлялись при температуре 1300К в откачаных кварцевых ампулах. Температура в объеме печи повышалась со скоростью 100К/ч с промежуточными выдержками при 700 К и 900 К в течение получаса. При достижении 1300К рост температуры прекращался и ампула выдерживалась в тепловом поле в течение 6ч, при непрерывном перемешивании вещества в ней качанием.

Теплопроводность образцов измеряли в интервале температур 80-300К.

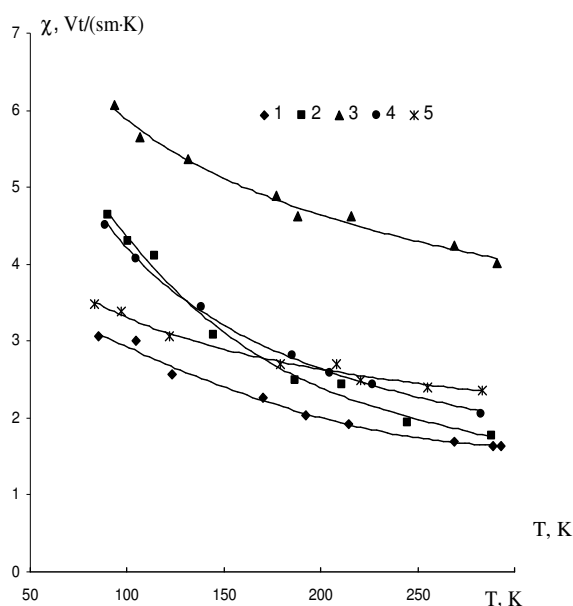


Рис.1. Зависимость коэффициента теплопроводности образцов $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ с различным содержанием диспрозия: 1 – 0; 2 – 0,01; 3 – 0,005; 4 – 0,01; 5 – 0,02 ат.% Dy.

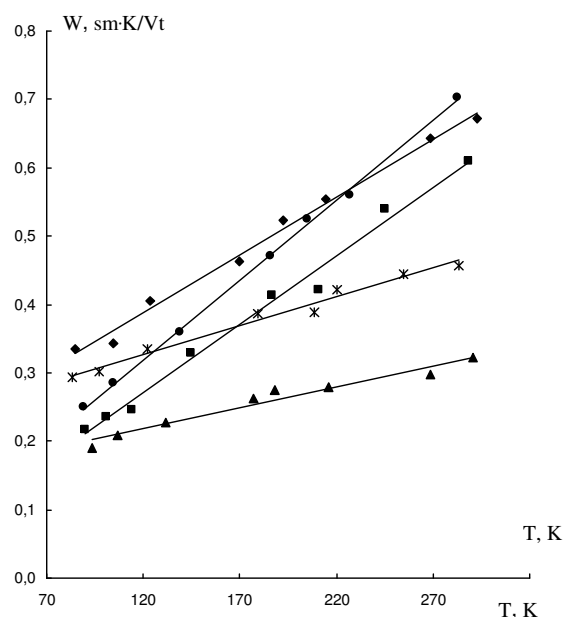


Рис.2. Зависимость решеточного теплового сопротивления образцов $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ с различным содержанием диспрозия. Обозначения те же, что и на рис 1.

На рис. 1 представлены температурные зависимости коэффициента теплопроводности χ для образцов $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$, как нелегированных, так и легированных атомами диспрозия. в количестве до 0,02 ат.%. Видно, что в

исследованных твердых растворах коэффициент теплопроводности в интервале температур 80–300К уменьшается с ростом температуры как $\chi \sim T^{-1}$ (закон Эйкена).

Для выяснения влияния на механизм теплопроводности образцов температуры и состава нами были вычислены решеточные χ_q и электронные χ_e составляющие коэффициента теплопроводности и оценены их вклады в общую теплопроводность.

При этом было использовано выражение

$$\chi_e = L\sigma T = A\left(\frac{k}{e}\right)\sigma T,$$

где σ – удельная электропроводность образца, T – абсолютная температура, L – число Лоренца, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона. Значение A было определено из теоретической зависимости $A=f(\alpha)$ [4, 5] с использованием экспериментальных значений коэффициента термо-эдс α и удельной электропроводности σ . Результаты вычислений показали, для всех исследованных образцов в интервале температур 80–300К доля электронной составляющей коэффициента теплопроводности χ_e не превышает 15%, и в исследованных твердых растворах тепло переносится, в основном, колебаниями решетки (фононами).

На рис. 2 показана температурная зависимость решеточного теплового сопротивления $W_p = 1/\chi_p$, вычисленного из выражения

$$\chi_p = \chi - \chi_e.$$

Видно, что с повышением температуры решеточное тепловое сопротивление W_p растет по закону

$$W_p = \text{const} \cdot T,$$

т.е. в исследованных составах в интервале температур 80–300К теплопроводность определяется, в основном, трехфононными процессами.

Отрезки, отсекаемые на оси ординат при экстраполяции зависимостей $W_p \sim T$ к значению $T=0$ соответствуют дополнительному тепловому сопротивлению, возникающему за счет структурных дефектов в каждом составе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Н. Лукьянова, В.А. Кутасов, П.П. Константинов. *Термоэлектрики n -(Bi, Sb)₂(Te, Se, S)₃, эффективные для области температур 80 К < T < 350 К*, Материалы IX Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение", Санкт-Петербург, 2004, с. 68.
2. Л.Н. Лукьянова, В.А. Кутасов, П.П. Константинов. *Многокомпонентные твердые растворы p -типа на основе халькогенидов Bi и Sb для температур < 220 К* Материалы IX Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение", Санкт-Петербург, 2004, с. 80.
3. Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. *Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi₂Te₃*. М.: Наука, 1972, 320 с.
4. А.С. Охотин, А.С. Пушкарский, В.В. Горбачев. *Теплофизические свойства полупроводников*. М.: Атомиздат, 1972, 200 с.
5. И.А. Смирнов, В.И. Тмарченко. *Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках*. Л.: Наука, 1977, 151 с.

**TlIn_{1-x}Eu_xS₂ SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNİN SİNTEZİ VƏ MONOKRİSTALLARIN
YETİŞDİRİLMƏSİ ($x = 0,01; 0,03; 0,05$)**

N.F. Qəhrəmanov*, N.S. Sərdarova*, S.S. Lətifova*, G.Ə. Əzizli**

*Sumqayıt Dövlət Universiteti, **Bakı Dövlət Universiteti

Yarımkeçirici materialların alınma texnologiyasında əsas amillərdən biri yüksək təmizliyə malik nümunələrin alınması, monokristalların yetişdirilməsi çox mühüm bir mərhələdir. Çünki tərkibə cüzi miqdarda daxil olan kənar komponentlər nümunənin fiziki xassələrinə əhəmiyyətli dərəcədə təsir edir. Məhlullardan kristallaşma, maddələrin təmizlik dərəcəsi yüksəldilmiş monokristallar yetişdirmək və legirə etmək üçün əsas metodlardan biridir. Yüksək təmizlik dərəcəsinə malik monokristallardan yarımkeçirici cihaz və integral mikrosxemlər üçün altlıqlar hazırlanır, təbəqələr kəsilir, tələb olunan parametrlərə uyğun strukturlar yaradılır və s. Monokristalların keyfiyyəti onlar əsasında hazırlanan yarımkeçirici cihaz və elementlərin xüsusiyyətlərinin müəyyən edir. Məhz ona görə də tələb olunan xassələrə malik yarımkeçirici element və cihaz hazırlamaq məqsədi ilə mürəkkəb monokristalların yetişdirilməsi texnologiyasının işlənilməsi hazırlanması onlar əsasında yaradılan element və cihazların keyfiyyət və maya dəyərini müəyyənləşdirir.

Yarımkeçirici materialların texnologiyasında maddələrin kənar aşqarlardan təmizlənməsi, monokristalların yetişdirilməsi və s. texnoloji proseslər sistemin faza tarazlığına əsaslanır. Komponentlərin fazalar arasında paylanması əksər hallarda hər bir komponentin məhluldakı xassələri ilə müəyyən edilir. Dəqiq təmizləmə və legirə etmədə məhlulun özünü aparması aşqar komponentlərin mikromiqdarından asılı olaraq baş verir [1, 2]. Məhz bu səbəblərə görə məhlulların termodinamikasının əsas qanunauyğunluqları, aşqar komponentlərin kiçik konsentrasiyaları oblastında onların özlərini aparması, faza tarazlığı və fazaların ayrılma sərhəddindəki hadisələrin mahiyyətinin araşdırılması çox mühümdür.

Tədqiqatı nəzərdə tutulan bərk məhlul ərintisinin sintez üçün təmizliyi 99,99–99,90%-dən az olmayan ilkin materiallardan istifadə olunur. Sənayedə istehsal olunan materiallar qismən oksidləşməyə məruz qaldığından hər bir tərkibin sintezindən əvvəl komponentlər ayrı-ayrılıqda zona təmizlənmə üsulu ilə diqqətlə oksid və kənar qarışıqlardan təmizlənir. Bunun üçün təmizlənəcək maddə kvardan hazırlanmış xüsusi formalı ampulada, yüksək vakuumba xüsusi temperatur sahəsindən bir neçə dəfə müxtəlif istiqamətlərdə keçirilir. Bunun nəticəsində maddənin tərkibinə daxil olan oksid və qarışıqlar ərintinin kənar hissələrində ən böyük konsentrasiyaya malik olurlar. Ampulanın orta hissələrində istifadə olunacaq maddə ən böyük təmizlik dərəcəsinə malik olur. Zona ərimə üsulunda lazımi temperatur sahəsi hər bir komponent üçün fərdi seçilir. Bunun üçün əvvəlcədən istifadə olunacaq ampulanın ölçülərini nəzərə almaqla xüsusi formalı peç hazırlanır. Sonra müxtəlif cərəyan rejimlərində temperaturun peçin uzununu boyu paylanması müəyyən edilir. Zona əritmə üsulunun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, əsas maddə və aşqar atom və molekulların istilik hərəkətinin orta sürətləri müxtəlif olduqlarından (müxtəlif kütləyə malik olduqları üçün eyni temperaturda eyni orta kinetik enerjiyə $\bar{E} = \frac{\bar{m}v^2}{2}$, müxtəlif v^2 –sürətlər uyğun gəlir) bərk cisim –maye sərhəddindən diffuziya seli müxtəlif atom və molekullar üçün müxtəlif olur. Ona görə də ampulada eni bir neçə millimetr olan zona əridilir və bu zona ampula boyu bu və ya digər tərəfə sürüşdürülür. Bu məqsədlə ya peçi tərpnəmz bərkidib ampulanı peçə nəzərən hərəkət etdirmək olar, ya da ampulanı tərpnəmz bərkidib peçi hərəkət etdirmək olar. Hər iki halda eyni nəticə alınır. Maddə doldurulduqdan sonra havası yüksək vakuuma qədər

sovrulmuş kvarts ampulanı lazımi temperatur zonasından keçirməklə çox böyük təmizliyə malik komponentlər əldə etmək olur. $TlIn_{1-x}Ln_xX_2$ bərk məhlullarının ($X-S$, Se və Te) ərintilərinin sintezində aşağıdakı amilləri nəzərə almaq lazımdır.

1. Tərkibindəki kükürdün olması və kükürdün yüksək uçma qabiliyyətinə malik olması;

2. Ərimə temperaturunda ərintilərin güclü buxarlanma və kondensasiyası;

3. Nadir torpaq elementlərinin tərkibə qatılmasının alınan maddələrin həm fiziki xassələrinə, həm də ərimə prosesinin özünə təsiri.

Bu amilləri nəzərə alaraq göstərilən tərkiblərin sintezi havası sovrulub lehimlənmiş kvarts ampulalarında aparılır. İstifadədən qabaq ampulalar çar arağı və ya digər turşu məhlulları ilə yuyulmaqla tozdan, yağdan və s. kimi çirklərdən çox diqqətlə təmizlənir.

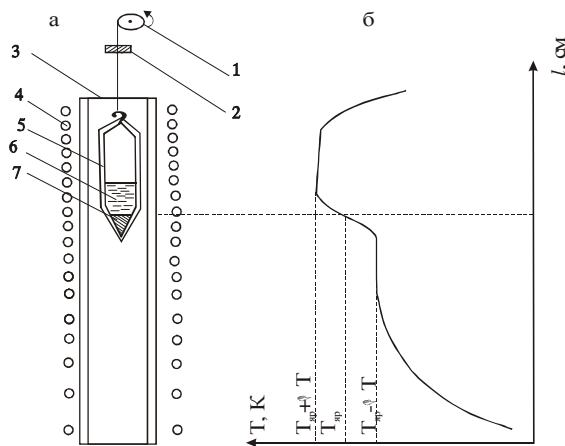
Təcrübələrdə hazırlanmış ampula çar arağı ilə doldurulub, bir gün saxlanılır və sonra distillə suyu ilə yuyulur, quruducu şkafda qurudulduqdan sonra stexiometrik çəki ilə lazımi tərkibli maddə ilə doldurulur və dərhal vakuum qurğusuna qoşulub ağzı əridilib yapışdırılır. Beləliklə, çəkilmiş tərkibin havanın oksigeni ilə təması mümkün qədər minimuma endirilir. Sintezdən sonra alınmış ərintilərə və ampulanın təmizliyinə görə alınan tərkib haqqında tam təsəvvür əldə etmək olur. Kiçik bir diqqətsizlik alınmış ərintinin keyfiyyətinə çox pis təsir göstərir. Sintez üçün ampulanın havası bir neçə saat müddətində 10^{-4} mm civə süt. təzyiqinə qədər çıxarılıb ağzı əridilib yapışdırılır.

Ampula sobada yerləşdirildikdən sonra onun temperaturu 4-5 saat ərzində tədricən sintez olunan maddənin ərimə temperaturundan $30 \div 50 K$ artıq temperautra qədər qaldırılır. Ampula $3 \div 10$ saat həmin temperaturda saxlandıqdan sonra tədricən soyudulur. Qızdırmanın sürətlə getməsi ampulanın partlanmasına və kvartsın keyfiyyətinin pisləşməsinə səbəb ola bilər. Sintez prosesinin keyfiyyətli getməsi üçün və aparılacaq ölçmələrin tələbatından asılı olaraq xüsusi formalı ampulalardan da istifadə edilmişdir. Əvvəlcədən lazımi temperatura qədər qızdırılmış sobaya belə ampulanı daxil edərkən onun nazik ucu sobadan kənar qalır və uçucu komponent bu ucu kondensə edərək reaksiyaya tədricən daxil olur və ampula daxilindəki təzyiq müəyyən həddə qalır. Reaksiyanın gedişi prosesində ampula tədricən sobaya tam daxil edilir və ərimə temperaturundan $30 \div 50 K$ artıq temperatura qədər qızdırılır. Ampula soba daxilində həmin temperaturda $3 \div 10$ saat saxlanılır. Bu üsulla $TlIn_{1-x}Ln_xX_2$ bərk məhlulları sintez olunmuş və monokristalları alınmışdır. Ərintilərin sintezi stexiometrik nisbətdə götürülmüş ilkin komponentlərin əridilməsi yolu ilə yerinə yetirilmişdir. Tələb olunan materialların miqdarından asılı olaraq alınan nümunələr $5 \div 20$ qram olmuşdur.

Monokristalın alınmasında ilkin komponent olaraq 99,999% təmizliyə malik Tl , 99,999% In , 99,5% Eu , 99,999% S götürülmüşdür. Göründüyü kimi Tl , In , və S kafi qədər təmizliyə malik olduğu halda Eu -də təmizlik nisbətən aşağıdır. Belə ki, Eu –də olan aşqarların müəyyən hissəsini serium yarımqrupundan olan qonşu elementlər təşkil edir. Bir qayda olaraq bu elementlər Eu –un xassələrinin kəskin dəyişməsinə səbəb olmamalıdır. Lakin, bu kənar elementlərin miqdarı artıq olduqda baş verəcək dəyişikliklər nəzərə alındıqda yüksək dərəcədə təmizlik əldə edilməsi zərurəti yaranır. Bu məqsədlə Eu –un təmizlənməsi üçün zona əritmə üsullarından istifadə olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, 6-7 dəfə zona təmizlənməsi ilə $1200K$ temperaturda bu elementlərin təmizlik dərəcəsini 99,8%-ə çatdırmaq mümkün olur. Sintez $0,01Pa$ təzyiqə malik kvarts ampulalarda aparılmışdır. Bu zaman içərisində maddə olan ampula tamamilə peçə daxil edilməklə temperatur $100K/saat$ sürətlə $1100-1200K$ -ə qədər qaldırılmışdır. Tərkibindən asılı olaraq bu temperaturda ampulalar 4-10 saat müddətində saxlanılmışdır. Bundan sonra $\sim 80-120K/saat$ sürətlə otaq temperaturuna qədər soyudulmuşdur. Şəkil 1-də mürəkkəb tərkibli yarımqeçirici materialların sintezi üçün sobanın sxemi (a) və sobanın oxu boyunca temperatur qradienti göstərilmişdir. ki, həmin

paralelopipedlərin sərhədləri bu birləşmənin tetraqonal qəfəsinin yan müstəvilərinə uyğun gəlir. Yəni kristalların təbəqələrə ayrılması tetraqonal elementar qəfəslərin dioqonalları üzrə olur. Buna müvafiq olaraq tetraqonal oxla paralel \vec{c} istiqamətinə uyğun gəlib, kristalın formalaşma müstəvisi rolunu oynayır. Ümumi külçədə \vec{c} oxu zonanın yerdəyişməsinə paralel, şaquli zona əritmə üsulunda isə perpendikulyar istiqamətlənir. Lakin üfüqi istiqamətlənmiş kristallaşmada (5mm/saat) sürətlə, temperatur qradientinin $\sim 6\text{K/sm}$ olması halında bir qədər fərqli istiqamətlənmə alınır. \vec{c} kristalloqrafik oxu külçənin diametri boyunca yönəlir. Beləliklə, yuxarıda qeyd olunan kristallaşma variantlarında aşağıdakı hal müşahidə edilir: təbəqələrə ayrılma istiqamətlərindən biri ağırlıq qüvvəsinə paralel, digərinə isə temperaturun qradienti istiqamətində yönəlir. Bizim mülahizəmizə görə bunun səbəbi aşağıdakı kimi izah olunmalıdır. Kristallaşmanın başlanğıc mərhələsində ərintidəki kristal cücərtisi qismən kiçik xüsusi çəkiyə malik olub, onun səthinə qalxır. Kristalın sonrakı boyunun inkişafı bu mərkəzdən başlayıb temperaturun maksimal qradienti istiqamətində artır. Nəticədə ərintinin səthində üfüqi vəziyyətdə üzən kristallik təbəqədə ərintinin daxilinə nüfuz edərək böyüyür. Sintez prosesində kvars ilə sintez maddəsinin qarşılıqlı təsiri müşahidə olunmamışdır.

Mikrostruktur, diferensial-termik və rentgenofaza analizlərinin nəticələrinə əsasən $TlInS_2-TlEuS_2$ sistemlərinin hal diaqramları qurulmuşdur. $TlInS_2-TlEuS_2$ sistemlərinin hal diaqramları qurulmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, ilkin birləşmələrin 1:1 nisbətində həmin sistemlərdə konqruent əriyən Tl_2InEuS_4 dördqat birləşmələri formalaşır, $0 \div 9$ mol.% intervalında $TlEuS_2$ bərk məhlullar oblastı mövcuddur. Həm bərk məhlullarda, həm də dördqat birləşmələrdə Tl atomları özlərini bir, indium və yevropium atomları isə üçvalentli kimi aparırlar



Şək.1. Mürəkkəb tərkibli yarımkəçirici materialların sintezi üçün sobanın sxemi (a) və sobanın oxu boyunca temperatur qradienti (b): 1-müxtəlif diametrlı val; 2- dempfer; 3- sobanın mərkəz hissəsi; 4- qızdırıcının sarğıları; 5- vakuumlaşdırılmış ampula; 6- stexiometrik nisbətdə çəkilib ampulaya doldurulmuş tərkib; 7- iti uca yetiştirilmiş monokristal;

ƏDƏBİYYAT

1. N.S.Sərdarova, $TlInS_2(Se_2)-TlEuS_2(Se_2)$ sistemlərinin bərk məhlullarında yük və istilik daşınma./ Namizədlik dissertasiyası, Bakı,2006.
2. G.M. Qodjaev, M.M. Zarbaliv. İzv. AN SSSR. Neorqaniç. Materialı. 1981. t.17. №10. s. 1767-1769.

О ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИХ СВОЙСТВАХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $TlIn_{1-x}Sm_xTe_2$ **М.М. Зарбалиев, У.М. Агаева, Н.Ф. Гахраманов***Сумгаитский государственный университет, Азербайджан.*

Анализ результатов многочисленных исследований дает основание полагать, что s-диоды обладают намного большими функциональными возможностями, чем другие полупроводниковые приборы. Они могут использоваться в качестве: ключа, оптоэлектронного переключателя – фототриггера, триггера, генератора релаксационных и гармонических колебаний, генератора шума уникально большой мощности, резонансного и параметрического усилителя, узкополосного фильтра, высокочувствительного индикатора света, в том числе инфракрасного, порогового источника света, преобразователя спектрального состава света, высокочувствительного датчика магнитного поля, порогового элемента, элемента памяти, логического элемента и т.д. Также интересные возможности применения s-диоды открываются благодаря большой внутренней индуктивности, которая как известно, трудно реализуется в микроэлектронике [1-6].

Известно, что транзисторы на очень больших частотах становятся потенциально – неустойчивыми, так как при определенных нагрузках между электродами транзистора наблюдается отрицательное динамическое сопротивление, т.е. транзистор по существу становится негatronом. Динамическое негatronы имеют отрицательное значение основного дифференциального параметра в некотором определенном диапазоне частот. У статических негatronов на основной характеристике (вольт – амперная для R – негatronов, кулон-вольтная для C – негatronов и вебер – амперная для L – негatronов) наблюдается падающий участок, где значение основного дифференциального параметра является отрицательным. Бистабильные халькогенидные переключатели работают на основе двух эффектов: переключение и образование памяти, т.е. стабильного канала повышенной проводимости, сохраняющих свои свойства при отключении питания. Эффект переключения сопровождающийся образованием канала с большой плотностью тока в однородном полупроводниковом веществе, хорошо изучен теоретически и экспериментально [4-6]. Считается, что образование памяти происходит в перегретой ветви шнура тока и связано с фазовым переходом первого рода из аморфного состояния в поликристаллическое, которое является термодинамически устойчивым и обеспечивает более высокую проводимость канала относительно аморфной среды. Такая модель основана на результатах физико-химических исследований вещества канала памяти халькогенидных переключателей. Однако существуют некоторые экспериментальные факты, необъяснимые с единственной точки зрения чисто термического фазового перехода. В последнее время бистабильные переключение наблюдалось также в различных монокристаллических веществах, в сложных полупроводниках в диодных структурах на основе поликристаллов.

Доклад посвящен исследованию вольтамперных характеристик (ВАХ) твердых растворов $TlIn_{1-x}Sm_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 0,09$). Объектами исследования являлись поликристалл-

лы данных твердых растворов, получение, режим синтеза и выращивание монокристаллов которых подробно исследовано [7-9].

Экспериментальные ВАХ в статическом и динамическом режимах снимались по стандартной методике. В качестве исследуемых образцов применялись планарные и пленочные торцевые диодные структуры, представляющие собой слой исследуемых материалов, нанесенный на полированную графитовую подложку методом термического испарения. В качестве материалов для контактов в планарных структурах применялись поверхность полупроводника. Толщина халькогенидного слоя варьировалась в пределах 5-50 мкм, однородность состава по толщине проверялась рентгенографическим микроанализом.

Исследование показало, что все образцы обладают переключающими свойствами, зависимости напряжения переключения (U_m) от толщины образца носит экспоненциальный характер. Такой характер зависимости $U_m(d)$ свидетельствует о том, что в исследуемых образцах проявляется как электронная, так и тепловая природа механизма переключения. Такая модель позволяет объяснить наличие области отрицательного дифференциального сопротивления, наличие задержки перед переключением, образование нитевидных каналов и формирование электрической памяти в исследуемых объектах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серьезнев А.Н., Филинюк Н.А., Касимов Ф.Д. и др. Негатроника. Новосибирск. «Наука». Сибирское отделение РАН. 1995. с.314.
2. Филинюк Н.А. Достижение негатроники и перспективы ее развития. Труды III МЭПП. Баку-Сумгаит. 2001. С.31-33.
3. Пашаев А.М., Касимов Ф.Д. Классификация негатронов и их параметров. Труды V международной научной-технической конференции. «Актуальные проблемы физики». Баку-2008.
4. Костылев С.А., Шкут В.А. Электронные переключение в аморфных полупроводниках. Киев. «Науково думка». 1978. С.278.
5. Михайловский С.С., Виноградов М.С. О механизме образования «памяти» в аморфных халькогенидных переключателях. ФТП.14.В.9.1988.с.1720-1723.
6. Костылев С.А., Шкут В.А. Структура, физико-химические свойства и применение некристаллических полупроводников. Кишинев. 1989.с.280-284.
7. Зарбалиев.М.М. Электрические и тепловые свойства твердых растворов системы $TlInSe_2 - TlYbSe_2$. АН Азерб. Физика. 1998. Т.4.№1. с.19-21.
- 8.Зарбалиев.М.М. Особенности механизмов образования памяти и появления ОДС в твердых растворах $TlIn_{1-x}Sm_xSe_2$. AzTU. “Elmi əsərlər-Fundamental Elmlər”. bölm. Bakı-2007.с.VI(21), № 1, s.36-38.
9. Зарбалиев.М.М., Мамедов Э.Г., Нагиев А.Б., Сардарова Н.С. Негатронные эффекты и механизмы образования памяти в твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xSe_2$. Труды международной конференции «Научно-технический прогресс и современная авиация». Баку-2009.т.1.с.322-324.

**ULTRABƏNÖVŞƏYİ ŞÜALANMA OBLASTINDA AMORF SİLİSIUM
($\alpha - Si:n$) ŞOTKI BARYERLİ STRUKTURLARIN
FOTOHƏSSASLIĞI**

M.N. Ağayev, M.H. Həsənov, V.Q. Səfərov, E.S. Qarayev, Ə.G. Talıbov
Bakı Dövlət Universiteti

p-i-n və n-i-M strukturlarının qısa qapanma fotocərəyanın spektri qurulmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, $\alpha - Si:n$ və $\alpha - Si:n(D_y)$ bazasında nazik təbəqəli strukturlar ultrabövşəyi şüalanma oblastının yaxınlığında yüksək fotohəssaslığa malikdir. Fotonların enerjisinin 2-6 eV oblastında effektiv fotoqəbuledicilərin yaranması perspektivi vardır.

Amorf silisium əsasında Şotki baryerli strukturlar ($n-i$ -metal) elektromaqnit çüalanmasının effektiv çeviricisidir və Günəş elementlərinin hazırlanmasında geniş istifadə olunur. Spektrin görünən və infraqırmızı şüalanmaya yaxın oblastında belə strukturların spektral fotohəssaslığı öyrənilmişdir və göstərilmişdir ki, yükdaşıyıcıların yığılmasının kvant effektivliyi (r_c) $\hbar\omega = 2,4 - 2,5 eV$ enerji oblastında $0,5 - 0,7 \frac{elek}{foton}$ - a çata bilər [1-4].

Müəyyən etmişik ki, amorf silisium ($\alpha - Si:n$) əsasında struktur ultrabövşəyi oblastda yüksək fotohəssaslığa malikdir və bu da onların əsasında effektiv fotoqəbuledicilərin yaradılması perspektivini açır.

Öyrənilən strukturlarda qısa qapanma rejimində fotocərəyan spektri alınmışdır. Məlum olmuşdur ki, öyrənilən strukturlar yalnız işığın məxsusui udulma oblastında fotonların enerjisindən başqa həm də spektrin ultrabövşəyi oblastında $5,64 eV$ -a qədər fotohəssaslığa malik olurlar. UB şüalanmanın kvantlarının enerjisi artdıqca ($\hbar\omega = 3,5 eV$ -dan başlayaraq) fotocərəyanın yumşaq artımı müşahidə olunur. Çox ehtimal ki, bu i -təbəqədə zərbə ionlaşması ilə əlaqədardır.

Qeyd etmək lazımdır ki, fotocərəyanın hiss olunan artımı o halda müşahidə olunur ki, i - təbəqəsi $\alpha - Si:n$ -dan yaradılmışdır [5].

Bu yəqin ki, onunla əlaqədardır ki, amorf silisiuma vurulmuş donor aşqarı (D_y) zərbə ionlaşmasının ehtimalını artırır. $\eta_c = \frac{i_f}{eN_f}$ nisbəti ilə təyin olunan yükdaşıyıcıların

yığılmasına kvant effektivliyi $\hbar\omega = 4,88 eV$ olduqda $0,4 - 0,5 \frac{elekt}{foton}$ -a bərabər olmuşdur.

Öyrənilən strukturların cərəyan həssaslığı $0,1 - 0,12 \frac{A}{Vt}$ təşkil edir. Bu qiymətləndirmələr onu göstərir ki, $\alpha - Si:n$ əsasında strukturlar ultrabövşəyi şüalanma oblastında daha həssasdır, nəinki səth-baryer strukturlarında kristallik fotoqəbuledicilər.

r_c -nin yüksək qiymətləri, həmçinin UB oblastda fotohəssaslığın spektral asılılığı göstərir ki, praktik olaraq baryerin daxili sahəsi ilə elektron-deşik cütlərinin tam ayrılması baş verir. Həmçinin ayrırıcı sərhəddə yükdaşıyıcıların səth rekombinasiyası aradan qalxır.

Spektrin ultrabövşəyi oblastında $\alpha - Si:n$ əsasında strukturların yüksək kvant effektivliyinin səbəbi nədir? [3.4]-ə əsasən deyə bilərik ki, spektrin bu oblastında əmsal $\alpha \approx 10^6 sm^{-1}$ olanda qaynar fotodaşıyıcılar metal ilə (və ya $p + -$ təbəqə) sərhəddə daha yaxın doğulurlar. Baryerüstü ilə meala asanlıqla daxil ola bilirlər və rekombinasiyanın səth mərkəzləri ilə tuturlar. Lakin yükdaşıyıcıların sərbəst qaçış yolunun uzunluğunun çox kiçik

(10 – 20 Å tərkibində) olduğundan bu baş vermir [1, 2]. Bu o deməkdir ki, i –təbəqədə qaynar yükdaşıyıcıların termallaşması praktik olaraq onların kordinatları dəyişmədən baş verir (baryerin həcmi yüklərin ölçüləri ilə müqayisə olunduqda), nəticə etibarilə bu baryerin sahəsi ilə fotodaşıyıcıların effektiv paylanmasına gətirib çıxarır.

Beləliklə, aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, $\alpha - Si:n$ əsasında strukturlar spektrin UB oblastında effektiv fotoqəbuledici kimi istifadə oluna bilər və yüksək kvant effektivliyinə malik olar ($r_c \approx 0,4 - 0,5 \frac{\text{elektron}}{\text{foton}}$).

ƏDƏBİYYAT

1. Хатакаева Е.В. кн. Современные проблемы полый фотоэнергетики. М: Мир,1988. с.139-200
2. Карлсон Д., Вронски К. Аморфные полупроводники. М: Мир, 1982. с.355-411
3. Carison D.E. Solar Energy Materials, 1980. V.3. p.503-518
4. Onomoton. J. Phus.(Supple.10), 1981. V.42, p.4-16.
5. Полупроводниковы фотоприемники: ультра-фиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. (Под ред. Стефаново В.И., М., 1984. 215с.
6. Ataev J., berkeliyev A., Dardimuradova M.G., Melebayev D. // Proc.3th Conf. Phus An Techn. of GAsE and other III-V Semiconductors, cSSR, Praha, 1988, p.160-163

ОБРАЗОВАНИЕ ГРАФЕНЕ НА ПОВЕРХНОСТИ РЕНИИ И ИРИДИИ.

Н.М. Насруллаев, Р. Ф. Гасанов, А.Р. Ахмедова

Бакинский Государственный Университет

Графен –слой атомов углерода толщиной в один атом, соединенных посредством sp^2 связей в гексагональную двумерную кристаллическую решетку. Его можно представить как одну плоскость графита, отделенную от объемного кристалла. По оценкам, графен обладает большой механической жесткостью и хорошей теплопроводностью [1, 2]. Высокая подвижность носителей тока при комнатной температуре делает его перспективным материалом для использования в самых различных приложениях, в частности, как будущую основу наноэлектроники [3] и возможную замену кремния в интегральных микросхемах.

Основной из существующих в настоящее время способов получения графена[4, 5] основан на механическом отщеплении или отшелушивании слоев графита. Он позволяет получать наиболее качественные образцы с высокой подвижностью носителей. Этот метод не предполагает использования масштабного производства, поскольку это ручная процедура. Другой известный способ –метод термического разложения подложки карбида кремния[6, 7] гораздо ближе к промышленному производству. Поскольку графен впервые [4] был получен только в 2004 году, он еще недостаточно хорошо изучен и привлекает к себе повышенный интерес.

Графен не является просто кусочком других аллотропных модификаций углерода: графита, алмаза –из–за особенностей энергетического спектра носителей он

проявляет специфические [8], в отличие от других двумерных систем, электрофизические свойства

Известно, что если при 1500-1600 К выдержать иридий или рений в парах бензола при $P_{C_6H_6} \cong 1 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$, то на них образуется монослой графита с $e\phi = 4,45 \text{ эВ}$. Слой графита валентно насыщен и препятствует каталитической диссоциации молекул C_6H_6 . Поэтому пленка перестает расти по толщине. При образовании монослоя графита степень диссоциации молекул C_6H_6 уменьшается с 1 до $10^{-3} \div 10^{-6}$. На рис. 1 показан характерный ход изменения γ в зависимости от температуры адсорбента [9]. Как видно из рисунка в интервале $800 \leq T \leq 1100 \text{ К}$ $\gamma \approx 10^{-5}$. При температуре $\sim 1950 \text{ К}$ графит разрушается, $\gamma \rightarrow 1$. Один монослой графита на Re или на Ir достаточен, чтобы поверхность становилась каталитически пассивной. Мы приписываем это к насыщению валентной связи графитового слоя, которое препятствует обменному взаимодействию электронов с адсорбированными частицами. Насыщение валентных связей приводит к специфическим особенностям при адсорбции и при каталитических процессах на таких поверхностях. Если квазиуровень V' , валентного электрона адчастицы, лежит ниже уровня Ферми ($V' < \phi$), тогда адчастица сохраняет электрическую нейтральность и присоединяется к поверхности только силами Ван дер Ваальса (физическая адсорбция). Если же $V' > \phi$, тогда адатомы будут частично заряжены, и связь их с поверхностью усилится из-за действия кулоновских сил. Пока адчастицы обладают орбиталями, которые не задействованы в связях с подложкой, увеличивается вероятность поперечного взаимодействия между ними, результатом чего может быть образование в адслое кластеров и островков этих частиц.

Чем определяется это остаточная каталитическая интенсивность. Здесь может быть два механизма:

(I) молекулы с равной эффективностью диссоциируют на всей поверхности монослоя графита

(II) диссоциация идет у дефектов графитового слоя.

Наши опыты по адсорбции атомов Ba, Pt, Ni на монослое графита на Ir и на Re показывают, что островки Ba, Pt, Ni образованные на поверхности 2DGF тоже приводят к сильному росту γ [10, 11]. Этот рост объясняется двумя причинами: эффективной миграцией молекул к дефектам и эффективной контактной каталитической диссоциацией у дефектов. На существенную роль дефектов указывают и данные работы [12] по росту многослойной углеродной пленки. В работе [12] показано, что если на монослой графита на иридии при 1100К дополнительно напылять углерод, то значение γ возрастает с 10^{-4} до 10^{-2} . Подобный рост связывали с появлением на монослое графита атомов с ненасыщенными валентностями (атомы и агрегаты из атомов углерода, края графитовых островков).

Существует также несколько сообщений [5, 6], посвященных получению графена, выращенного на подложках карбида кремния SiC(0001). Графитовая пленка формируется при термическом разложении поверхности подложки SiC (этот метод получения графена гораздо ближе к промышленному производству), причем качество выращенной пленки зависит от того, какая стабилизация у кристалла: C-стабилизированная или Si-стабилизированная поверхность – в первом случае качество пленок выше. В работах [13, 14] та же группа исследователей показала, что, несмотря на то, что толщина слоя графита составляет больше одного монослоя, в проводимости участвует только один слой в непосредственной близости от подложки, поскольку на границе SiC–C из-за разности работ выхода двух материалов образуется нескомпенсированный заряд. Свойства такой пленки оказались эквивалентны свойствам графена.

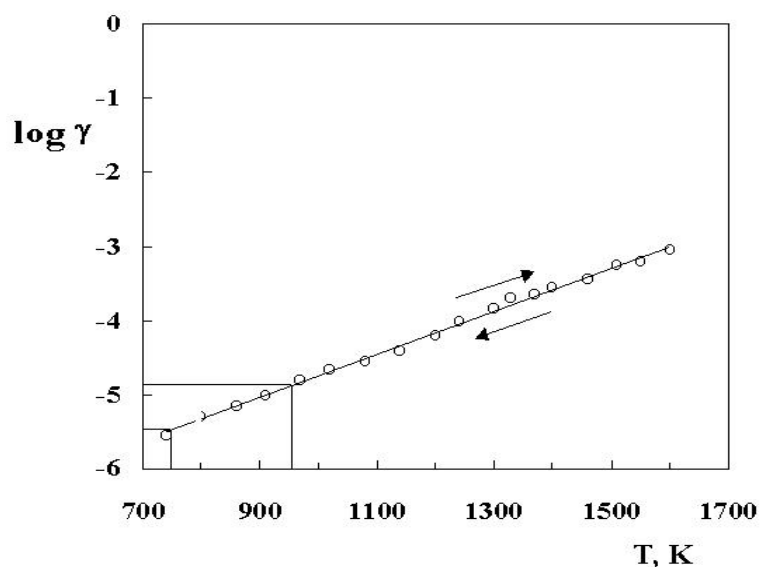


Рис. 1. Зависимость $\log \gamma = f(T)$ для непрерывных потоков CsCl $v_{\text{CsCl}} = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ на поверхности 2DGF [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Wallace P. R. «The Band Theory of Graphite», Phys. Rev. 71, 622 (1947)
DOI:10.1103/PhysRev.71.622
1. Bunch J. S. *et al.* Electromechanical Resonators from Graphene Sheets Science 315, 490 (2007) DOI:10.1126/science.1136836
2. Balandin A. A. cond-mat/0802.1367
3. Chen Zh. *et al.* Graphene Nano-Ribbon Electronics Physica E 40, 228 (2007)
4. Novoselov K. S. *et al.* «Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films», Science 306, 666 (2004)
5. Novoselov, K. S. *et al.* «Two-dimensional atomic crystals», PNAS 102, 10451 (2005)
6. Rollings E. *et al.* Synthesis and characterization of atomically thin graphite films on a silicon carbide substrate J. Phys. Chem. Solids 67, 2172 (2006)
7. Hass J. *et al.* Highly ordered graphene for two dimensional electronics Appl. Phys. Lett. 89, 143106 (2006)
8. Novoselov K. S. *et al.* «Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene», Nature 438, 197 (2005)
9. Зандберг Э.Я., Насруллаев Н.М., Рутыков Е.В., Тонтегоде А.Я. Взаимодействие молекул CsCl с барьером на поверхности монослоя графита на иридии. Кинетика и катализ. 1986. 27. С. 1170-1173.
10. Nasrullayev N.M. Interaction between cesium chloride molecules and metal atoms at coadsorption on the graphite single layer on iridium. Turkish journal of Physics. 2000. 4. P. 617-622.
11. Nasrullayev N.M. Adsorption of Pt or Ni on the Graphite Monolayer of Rhenium. Synthesis and Reactivity in Inorganic, Metal-Organic and Nano-Metal Chemistry, 35:7, 2005, 565-570.
12. Абдуллаев Р.М., Тонтегоде А.Я. Начальные стадии роста углеродной пленки на иридии. Кристаллография. 1983. 28. с.1007-1012.
13. Berger, C. *et al.* «Electronic Confinement and Coherence in Patterned Epitaxial Graphene», Science 312, 1191 (2006)
14. J. Hass *et al.* Why Multilayer Graphene on 4H-SiC(000-1) Behaves Like a Single Sheet of Graphene Phys. Rev. Lett. 100, 125504 (2008).

РЕНТГЕНОФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ В СИСТЕМЕ КОМПОЗИТОВ U_3O_8 /нано-Si

А.А. Гарибли

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана, Баку
Бакинский Государственный Университет

qaribliaydan@gmail.com

Взаимодействия в системе Si- U_3O_8 исследованы рентгенофазовым методом. Установлено, что взаимодействие в системе Si- U_3O_8 имеет эвтектический характер. Эвтектика в системе образуется при концентрации ~ 50 мол.% U_3O_8 . Обнаружена растворимость кремния в U_3O_8 достигающего значения 1,0 мол.%. Учитывая изменения параметров решетки образованных твердых растворов, физико-химические и кристаллохимические свойства взаимодействующих веществ, предположено, что образуются твердые растворы внедрения.

Соединения на основе U-O-Si представляют большое значение в области ядерной энергетики и материаловедения [1, 2]. Сплавы на основе Si-U могут быть использованы как ядерное топливо в различных типах ядерных реакторов. В результате взаимодействия окисных соединений урана и кремния могут быть получены ряд соединений, которые представляют большое научное и практическое значение [2-4]. Изучение взаимодействия в системе, U-O-Si представляет большой интерес в области ядерной науки, технологии и материаловедения [5]. Поэтому, в представленной работе исследованы процессы взаимодействия в системе композитов наноSi – U_3O_8 на прессованных и спеченных образцах при температуре $T \leq 1400^\circ C$.

Методика экспериментов

В качестве объекта исследований использовали нано-кремний марки Silicon Nanoparticles Cubicc, 99% чистотой и размерами частиц 50нм. U_3O_8 получен термическим распадом UO_2SO_4 (марка "чистый" 99%) при температуре $\sim 1000^\circ C$ [2,4] по схеме:



Полученный образец U_3O_8 отожжен дополнительно при $1100^\circ C$ в течении 6 часов. В результате обработки полученный мелкодисперсный порошок черного цвета, имел параметры элементарной решетки определенный по дифрактограмме, который полностью соответствует справочным данным высокотемпературной модификации U_3O_8 , кристаллизующийся в ромбической сингонии(пр.гр.с. $C2mm$): $a=6,822 \text{ \AA}$, $b=11,816 \text{ \AA}$, $c=4,136 \text{ \AA}$, $Z=2$, $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$, $V=333,40 \text{ \AA}^3$.

Использованный для синтеза наноразмерный порошок кремния, был подвергнут рентгенофазовому анализу, в результате которого было установлено, что нанодисперсный кремний имеет рефлексы средней интенсивности и кристаллизуется в кубической сингонии (пр.гр.с. $Fd-3m$) с параметром решетки: $a=5,431 \text{ \AA}$, $Z=8$, $V=160,18 \text{ \AA}^3$, что согласуется со справочными данными.

Образцы U_3O_8 -Si, были синтезированы методом порошковой технологии. Из исходных порошков приготовлены шихты(смеси) с заданным химическим составом. Полученные однородные смеси порошков прессовали в гидравлическом прессе при давлениях 300 Н/см^2 , диаметр таблетки составлял $d_t=7 \text{ мм}$. Для предотвращения окисления кремния в составе смеси, таблетки помещали в кварцевые ампулы и вакуумировали до остаточного давления $\approx 10^{-5} \text{ мм.рт.ст}$. Затем запаянные ампулы были помещены в муфельную печь спечены при температуре $1100-1200^\circ C$ в течении $\tau=100$

часов. Таким путем в системе U_3O_8 -Si были получены 18 образцов с различным содержанием компонентов. Полученные образцы были исследованы методами рентгенофазового анализа.

Результаты и их обсуждения

С целью изучения полной картины процесса взаимодействия в системе U_3O_8 -Si рентгенофазовый анализ был проведен на всех полученных образцах. Для удобства анализа дифрактограмм образцов системы U_3O_8 -Si, были построены штрих диаграммы, которые представлены на рисунке 1а и б.

Для удобства сравнения на рис. 1 приведены также штрих-диаграммы исходных компонентов Si и U_3O_8 .

Штрих диаграмма образца Si/U_3O_8 -(99/1мол%) снята в диапазоне углов $2\theta=15-75^\circ$, поэтому 331, 422, 511 рефлекссы в них отсутствуют. Рефлекссы 220 и 111 имеют меньшие значения интенсивности, и рефлекс 220 имеет удвоенный вид. Смещение в значениях межплоскостных расстояний рефлекссов кремния практически отсутствуют. На штрих диаграмме при $d=1,5777\text{Å}$, $d=2,6533\text{Å}$ и $d=2,7299\text{Å}$, имеются рефлекссы, которые соответственно идентифицированы нами, как смещенные рефлекссы 104, 131, 102 принадлежащие U_3O_8 .

Штрих диаграмма образца Si/U_3O_8 -(97/3мол%) характеризуется удвоением рефлекссов 111, 311, 400 и 220 кремния, при этом интенсивность рефлексса кремния 111 имеет максимальное значение. На штрих-диаграмме при $d=1,5777\text{Å}$, $d=2,6402\text{Å}$, $d=2,6361\text{Å}$, имеются смещенные рефлекссы 104, 131 и 102 U_3O_8 , имеющие слегка усиленные интенсивности, чем в образце концентрацией 1,0мол.%. Анализ дифрактограмм образцов с концентрацией U_3O_8 5,0; 10,0,20,0; 30,0 и 40,0 мол% показали, что новых рефлекссов в них не образуются, с увеличением содержания U_3O_8 интенсивность рефлекссов U_3O_8 увеличиваются, а Si- уменьшаются.

Как видно из штрих -диаграмма образца с концентрацией U_3O_8 -50мол.%. максимальная интенсивность относится к рефлекссу 111, наблюдается также незначительное снижение интенсивности рефлекссов 220, 311, 400 решетки кремния. Наблюдаемые на штрих-диаграмме новые рефлекссы при $d=4,1380(100)\text{Å}$, $3,41135(002)\text{Å}$, $3,3588(031)\text{Å}$, $1,7650(202)\text{Å}$ и $1,7738(231)\text{Å}$, относятся к решетке U_3O_8 и смещены в сторону малых углов.

В дифрактограммах образцов системы $Si-U_3O_8$ с уменьшением содержания кремния, рефлекссы относящиеся к кремнию снижаются по интенсивности и при концентрации, $C_{U_3O_8} > 97,0\text{мол.}\%$ не регистрируются. При этом рефлекссы 221, 211, 060, 200, 131, 102, 031, 022 принадлежащие к U_3O_8 на дифрактограммах являются смещенными в сторону малых углов.

Аналогичная картина дифракции наблюдается в штрих -диаграмме образца с концентрацией U_3O_8 -99,0 мол.% (Si/U_3O_8 - (1/99мол%)).

Смещение рефлекссов решетки U_3O_8 в штрих-диаграммах в сторону малых углов начиная с концентрации Si-1,0 мол. % вероятнее всего является следствием образования твердого раствора кремния в U_3O_8 . Значение смещения рефлекссов решетки U_3O_8 при этом не меняется с изменением состава образцов, поэтому значение растворимости кремния в U_3O_8 можно принять 1,0мол.%. Из дифрактограммы образца с концентрацией U_3O_8 99мол.% были определены параметры решетки, которые имеют значения: $a=6,847\text{Å}$, $b=11,899\text{Å}$, $c=4,145\text{Å}$.

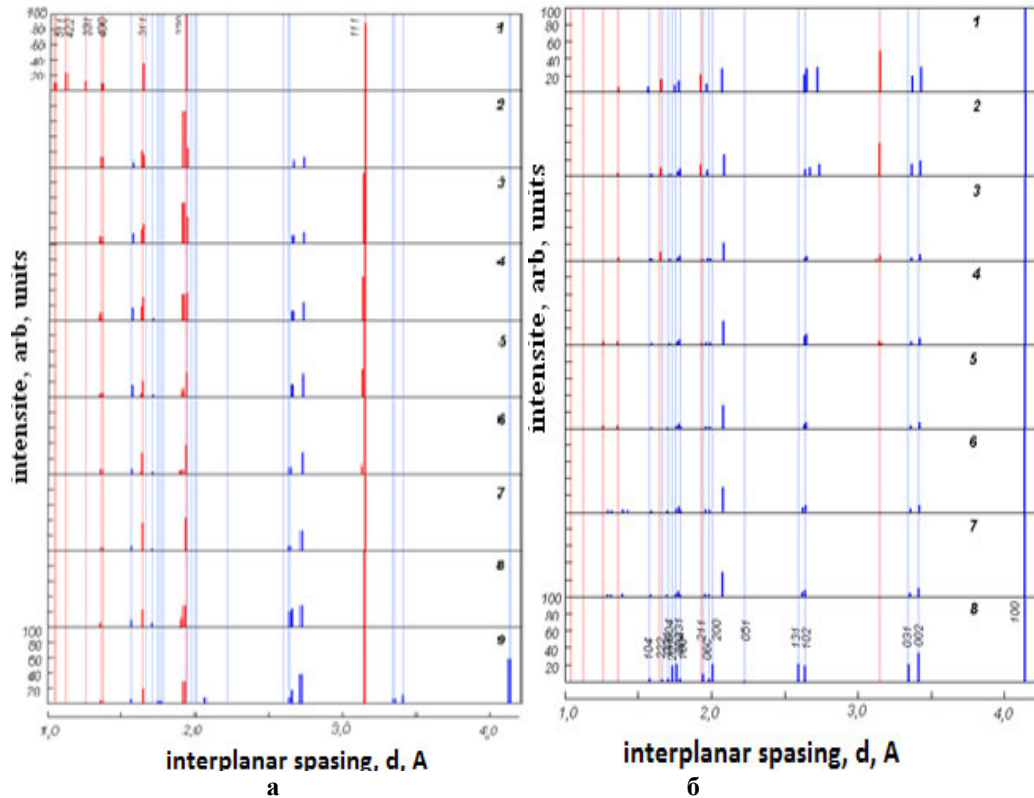


Рис.1. Штрих-диаграммы системы композитов на основе U_3O_8 и нано Si:

- а.** 1-Si ; 2-Si/ U_3O_8 -(99/1мол%); 3-Si/ U_3O_8 -(97/3мол%); 4-Si/ U_3O_8 -(95/5мол%);
 5- Si/ U_3O_8 -(90/10мол%); 6- Si/ U_3O_8 -(80/20мол%); 7-Si/ U_3O_8 -(70/30мол%);
 8- Si/ U_3O_8 -(60/40мол%); 9- Si/ U_3O_8 -(50/50мол%)
- б.** 1- Si/ U_3O_8 -(40/60мол%); 2- Si/ U_3O_8 -(30/70мол%); 3- Si/ U_3O_8 -(20/80мол%);
 4- Si/ U_3O_8 -(10/90мол%); 5- (Si/ U_3O_8 - (5/95мол%); 6- Si/ U_3O_8 - (3/97мол%);
 7- Si/ U_3O_8 - (1/99мол%); 8- U_3O_8

Как видно, по сравнению с параметрами решетки исходного U_3O_8 ($a=6,822\text{Å}$, $b=11,816\text{Å}$, $c=4,136\text{Å}$) при образовании твердых растворов параметры решетки увеличиваются, что является характерным при образовании твердых растворов внедрения и вычитывания. Учитывая характер взаимодействия компонентов в системе, и их ионные радиусы, можно сказать, что в данном случае более вероятным является образование твердых растворов внедрения.

Как показали результаты рентгенофазового анализа, на дифрактограммах образцов системы Si – U_3O_8 (рис.1) кроме рефлексов исходных компонентов, новых рефлексов, принадлежащих новым фазам, не обнаружены. Такое поведение в дифрактограммах характерно для систем с эвтектическим характером взаимодействия. При этом, учитывая, что в дифрактограммах образцов до концентрации U_3O_8 –50мол.% доминируют рефлексы кремния, а свыше 50мол.% рефлексы U_3O_8 , можно предположить, что эвтектика в системе Si- U_3O_8 образуется при концентрации~50мол.% U_3O_8 (Si/ U_3O_8 – (50/50мол%)).

Таким образом, в результате рентгенофазового исследования образцов системы композитов Si– U_3O_8 построена предполагаемая диаграмма состояния системы. Установлено, что взаимодействие в системе Si– U_3O_8 имеет эвтектический характер. Эвтектика в системе образуется при концентрации~50мол.% U_3O_8 . Обнаружена растворимость кремния в U_3O_8 достигающего значения 1,0 мол.%. Учитывая изменения параметров решетки образованных твердых растворов, физико-химические и кристаллохимические свойства взаимодействующих веществ, предположено, что при

этом образуются твердые растворы внедрения. Выявлены, закономерности термических процессов в средах N_2 и A_2 при нагреве до $1000-1100^\circ C$ и радиоактивность образцов от содержания урана в составе систем $Si-U_3O_8$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Н. Митяев Ядерная энергетика в 2002 г. Атомная техника за рубежом- N 7, (2003), 11-13.
2. Б.Н. Ласкерин, Д.И. Скороваров, Е.А. Филипов. Развитие химии и технологии урана в ядерно-энергетическом топливном цикле, Сборник: Химия урана. М. Наука., (1983). 59-66.
3. Химия актиноидов // Под.ред. Д.Д. Кацо, Г.Т. Сиборга, Л. Морса, М.:Мир-Т.1. (1991). 522.
4. В.Г. Власов, В.М. Жуковский, Е.В. Ткаченко, А.Р. Векетев. Кислородные соединения урана. М.:Атомиздат. (1972). 255
5. S. Lungu, L.L. Belcuta. Some properties of UO_2-SiO_2 melts. Journal of Nuclear Materials, (1970), 35, 35-40.

CuGaIn₂Se₅ TƏRKİBLİ KRİSTALLAR VƏ POLETİLEN ƏSASLI NANO ÖLÇÜLÜ TƏBƏQƏLƏRİN TEZLİKDƏN ASILI PARAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ

S.İ. Əhmədova, Y.Q. Əsədov, Q.H. Hüseyinov
AMEA Fizika İnstitutu, Bakı, H. Cavid pr.33, Az-1143
g.guseinov@rambler.ru

Bunu nəzərə alaraq bu işdə yeni tərkibli defekt tip xalkoprit quruluşlu $CuGaIn_2Se_5$ və PE (polietilen) əsasında nazik təbəqəli kompozit material hazırlanmışdır. Hazırlanmış kompozitdə tezlikdən asılı olaraq baş verən fiziki dəyişikliklər tədqiq edilmişdir.

Xalkopirit – $CuFeS_2$ və onun çoxsaylı ABX_2 tip analoqları (A –Cu, Ag; B –Fe, İn, Ga; X –S, Se, Te) perspektivli maqnit və optik həssas materiallar kimi uzun illərdir tədqiqatçıların diqqətindədir və artıq onlar əsasında müxtəlif təyinatlı çevricilər, günəş batareyaları və digər optik cihazlar istifadədədir [1-4]. Qeyd etmək lazımdır ki, son vaxtlar göstərilən birləşmələrin iştirakı ilə müxtəlif xarakterli dielektriklər əsasında kompozit materialların hazırlanmasına və onlarda müxtəlif amillərin təsiri ilə baş verən fiziki-kimyəvi xassələrin tədqiqində maraq artmışdır [5, 6]. Bunu nəzərə alaraq bu işdə yeni tərkibli defekt tip xalkoprit quruluşlu $CuGaIn_2Se_5$ və PE (polietilen) əsasında nano ölçülü kompozitdən ibarət nazik təbəqələrin alınması və onlarda tezliyin təsiri ilə baş verən dəyişikliklərin tədqiqi şərh edilmişdir. Bunun üçün $CuGaIn_2Se_5$ kristalları sintez edilmiş, 10 gün ərzində $550^\circ C$ temperaturunda tablaşdıqdan sonra müasir D8 difraktometrində onun qəfəs ölçüləri və simmetriyası təyin edilmişdir. Aparılan rentgen-difraksiya eksperimentlərinin “Topas” proqramı ilə işlənməsi göstərmişdir ki, tədqiq edilən kristallar tetraqonal quruluşda kristallaşır və onun qəfəs sabitləri $a=5.669\text{Å}$; $c=11.319\text{Å}$, fəza qrupu $I-42c$. $Z=4$ -dür. Quruluş işə xalkopiritdən fərqli sulvanitin – Cu_3VSe_4 analoqudur [7]. Növbəti etapda sintez edilmiş kristaldan və PE-dən ibarət kompozit hazırlanmışdır. Kompozit komponentlərin homogen ovuntu qarışığının isti preslənməsi yolu ilə alınmışdır. Kompozitin tərkibi uyğun olaraq (30%) $CuGaIn_2Se_5$ və (70%) PE ibarətdir. Nazik təbəqəli kompozit nümunələrin hazırlanması üsulu aşağıdakından ibarətdir:

CuGaIn₂Se₅ və PE-dən ibarət olan şixta materialını kürəvi farfor dəyirmanında 60mkm və daha kiçik ölçüyədək xırdalanır, sonra alınmış kütləni presformaya qoyub aşağıdakı kimi isti presləməyə məruz qoyulur:

- a) əvvəlcə qatışdırılmış şixta P=1MPa təzyiq altında ərimə temperaturuna (T=160⁰C) qədər 3dəq qızdırılır;
- b) sonra təzyiq P=15Mpa-dək yüksəldilir, ərimiş şixta 3dəq müddətində təzyiq altında saxlanılır;
- c) alınan nazik təbəqə nümunəsi suda bərkitmə yolu ilə soyudulur. Belə soyutma üsulu zamanı təbəqələr daha elastik alınır.

Hazırlanmış nazik təbəqələrin təkrar pentgenoqrafik tədqiqatı aparılmış və müəyən edilmişdir ki, nümunədə yarımkeçirici kristallarında heç bir quruluş dəyişikliyi izlənmir.

Sintez edilmiş kompozitin dielektrik parametrlərini tədqiq etmək üçün onlardan qalınlığı ~170mkm olan, üzərinə gümüş pasta çəkilmiş kondensatorlar hazırlanmışdır. Rəqəmsal E7-20 immitansi vasitəsilə (102-106 Hs tezlik intervalında) T=300K temperaturunda tutumun C, D –dielektrik itkisinin qiyməti ölçülmüşdür. Nümunəyə 1V gərginlik verilmişdir.

Dielektrik itkisinin, tutumun ölçülmüş qiymətlərinə əsasən dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələri aşağıdakı düsturlarla hesablanmışdır.

$$c = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d} \quad (1)$$

$$\epsilon' = \frac{\epsilon}{\sqrt{1 + D^2}} \quad (2)$$

$$\epsilon'' = \frac{\epsilon D}{\sqrt{(1 + D^2)D}} \quad (3)$$

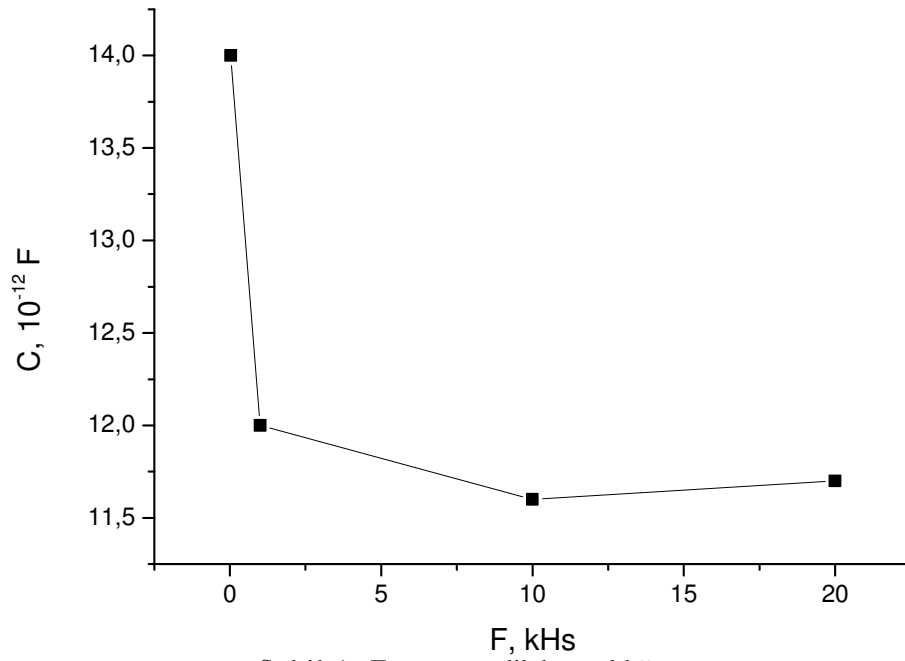
Burada c –kondensatorun tutumu, D –dielektrik itkisi, ϵ' –dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi, ϵ'' –dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi, $\epsilon_0=8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m –dir.

Hesablamaların nəticələrinin təhlilindən müəyyən edilmişdir ki:

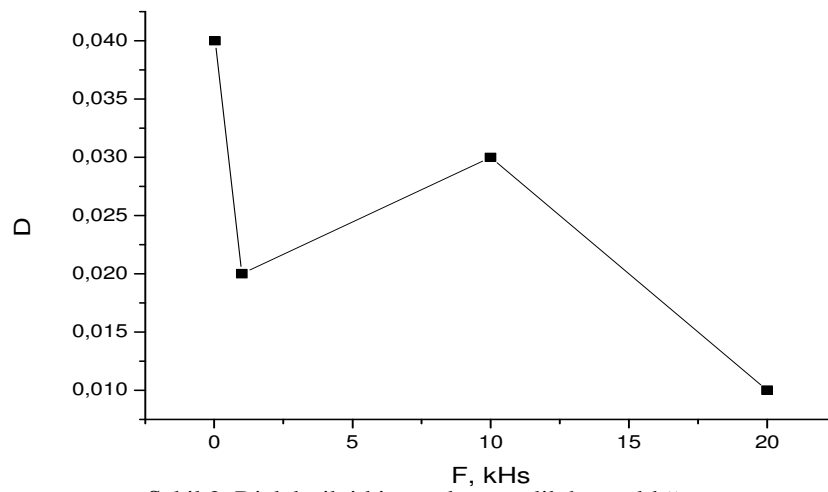
1. Dielektrik parametrlərinin tezlik asılılığında güclü dispersiya mövcuddur.
2. Tezliyin 0,025 kHs-dən 20 kHs –ə qədər artması ilə tutumun (C), dielektrik nüfuzluğunun (ϵ') həqiqi hissəsinin qiymətləri kəskin azalır.
3. D –dielektrik itkisinin, ϵ'' –dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin tezlik asılılıqlarında, $\epsilon''=f(F)$ maksimumlar müşahidə edilir.

Tezlikdən asılı olaraq tutumun, dielektrik nüfuzluğunun və dielektrik itkisinin azalması onunla izah edilir ki, tezliyin artması ilə yüklənmiş zərrəciklər (relaksatorlar) verilmiş gərginliyin ¼ periodunda elektrik sahəsinin təsiri ilə relaksasiya edə bilməyərək, sahə boyunca istiqamətlənib keçiriciliyin artmasına səbəb olurlar. D, $\epsilon''=f(F)$ ayrılırlarında müşahidə edilən maksimumların əsas səbəbi isə dipol polyarlaşma ilə izah edilir. Beləki, relaksasiya zamanı $\tau \ll 1/2f$ qiymətinə qədər D –artır, $1/2f \ll \tau$ şərtində dielektrik itkisinin qiyməti azalır.

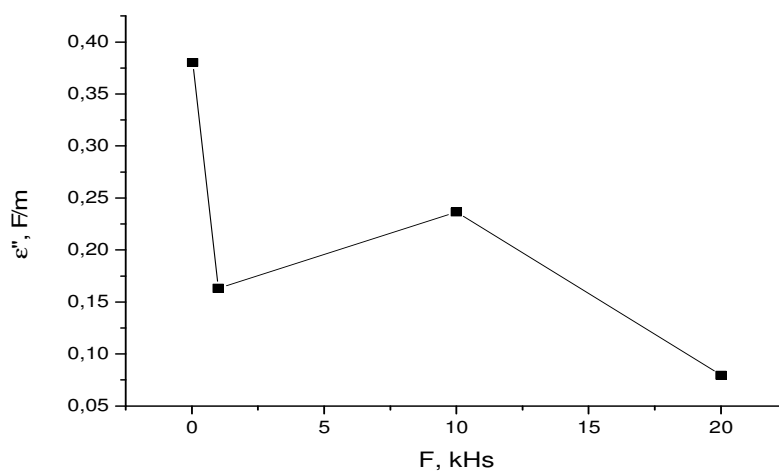
Aparılan ölçülərin qrafikləri aşağıdakı şəkillərdə göstərilmişdir.



Şəkil 1. Tutumun tezlikdən asılılığı



Şəkil 2. Dielektrik itki əmsalının tezlikdən asılılığı



Şəkil 3. Dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin tezlikdən asılılığı

ƏDƏBİYYAT

1. Anant H., Jahangirdar M.S. Solar driven photoelectrochemical water splitting for hydrogen generation using multiple bandgap tandem of CIGS2 PV Cells and Thin Film photocatalyst.// University of Central Florida, 2002, 225p.
2. Delgado G.E., Mora A.J. et. al. Journal of Alloys and Compounds 454 (2008), p.306-309.
3. Боднаръ И.В. Физика и техника полупроводников, 2007, том 41, вып.1
4. Merino J.M., Mahanty S. et. al. Thin Solid Films 361-362 (2000), p.70-73.
5. Souza F.L., Gomes J.W., Bueno P.R. et al. Materials chemistry and physics. 2003, Vol. 80, p.512.
6. Hasanli Sh.M., Imanova A.Ya., Samedova U.F. Polypropylene and Silicon Thin-Film composite resistors. // Surface engineering and applied electrochemistry, 2010, Vol. 46, № 2, p.165-168.
7. Felix J. Trojer, The American mineralogist, Vol. 51, May-June, 1966, p.890-894.

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ САМАРИЕМ НА СТРУКТУРУ ХАЛЬКОГЕНИДНОГО СТЕКЛООБРАЗНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $Se_{95}Te_5$.

С.У. Атаева*, А.И. Исаев, С.И. Мехтиева,

Институт Физики Азербайджанской Национальной Академии наук.

seva_atayeva@mail.ru

Исследованы спектры КРС термически напыленных пленок аморфного селена, чистого и легированного самарием ХСП состава $Se_{95}Te_5$. Показано, что спектры КРС аморфного селена состоят из двух полос с максимумами 40,5 и 254 $см^{-1}$, а остальные образцы из трех полос с максимумами 37,1-40,3; 208,8-211,9 и 248,4-253,3 $см^{-1}$ в зависимости от уровня легирования. Наблюдаемые особенности объяснены изменением относительных долей различных структурных единиц, а также возможным изменением локальной структуры на уровне среднего и ближнего порядков.

Аморфный и стеклообразный селен, как типичный представитель халькогенидных стеклообразных полупроводниковых (ХСП) материалов интенсивно исследуется по настоящее время [1-3]. Это связано со структурными особенностями аморфного селена, в частности его гибкостью. Этому способствуют цепная структура и Ван-дер-Ваальсовы связи между цепями. Указанные особенности позволяют модифицировать структуру селена в результате изменения режима технологического процесса, химического состава и легированием, что позволяет направленно изменять его свойства. Для улучшения электронных свойств и кристаллизационной устойчивости в аморфный селен добавляют изоэлектронные (сера и теллур) и разветвляющие (мышьяк) элементы, что позволяет расширить область его применения.

В данной работе методом комбинационного рассеяния света (КРС) исследовалась локальная структура ХСП материала $Se_{95}Te_5$, легированного самарием. Выбор указанного состава в качестве объекта исследования обусловлен тем обстоятельством, что замена части атомов селена атомами теллура способствует частичному разрушению колец Se_8 и сокращению длины цепных молекул. Использование самария для легирования связано с тем, что самарий как химически активный элемент проявляя двух и трех валентность, может образовывать новые

структурные элементы с атомами селена и теллура. Таким образом, использование в качестве добавки теллура и легирующего элемента самария должно приводить к модификации структуры аморфного селена, что позволит воздействовать на его электронные свойства. Последнее обеспечивает успешность практического применения указанного ХСП материала и расширения области его использования.

Методика эксперимента и изготовление образцов

Синтез ХСП состава $Se_{95}Te_5$, легированного разными процентами самария осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в соответствующих атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы и после откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм.рт.ст. в течение 3 часов нагревались до температуры $900-950^{\circ}C$, с последующей 12 часовой выдержкой при данной температуре. С целью обеспечения однородности образцов синтез был проведен во вращающейся печи, а охлаждение образцов в режиме выключенной печи. Легирование образцов осуществлялось в процессе синтеза. Тонкие пленки, толщиной 3мкм, были получены термическим испарением со скоростью 0,3–0,4 мкм/мин.

Спектры КРС исследовались на 3D конфокальном микроскопе Nanofinder 30 (Токуо Instr.), с длиной волны возбуждения $\lambda=532$ нм. Радиус сечения падающего на пленку лазерного луча был равен ~4мкм. Приемником излучения служила охлаждаемая CCD –камера ($T \sim -70^{\circ}C$), работающая в режиме счета фотонов, время экспозиции при этом составляло 1 мин.

Результаты и их обсуждение

Спектры КРС пленок аморфного селена, а также чистого и легированного самарием $Se_{95}Te_5$ представлены на рисунке 1.

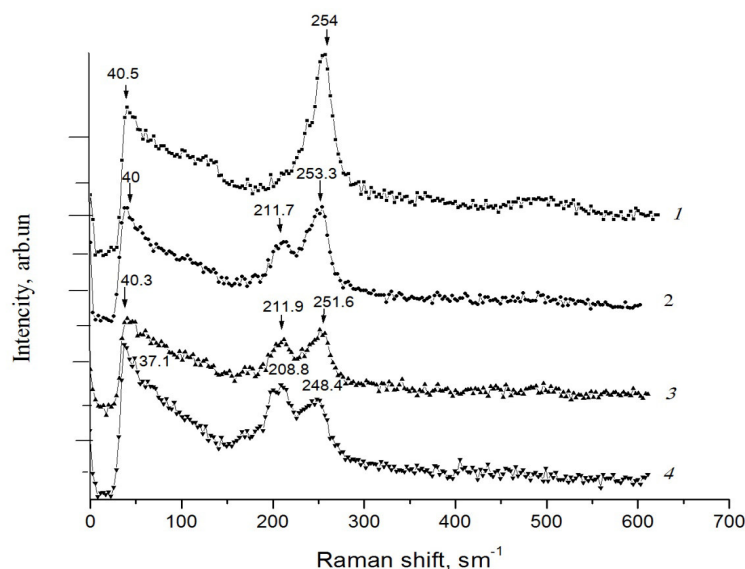


Рис. 1 Спектры комбинационного рассеяния пленок аморфного селена Se (крив. 1), составов $Se_{95}Te_5$ (крив. 2), $Se_{95}Te_5Sm_{0.05}$ (крив. 3) и $Se_{95}Te_5Sm_1$ (крив. 4), при мощности лазерного излучения 4 мВт

Как видно из рисунка, в спектре аморфного селена наблюдается хорошо выраженный широкий пик с максимумом $40,5 \text{ см}^{-1}$ и относительно узкий пик с

максимумом 254 см^{-1} . Пик с максимумом 251 см^{-1} , близкий по значению к узкому пику, наблюдался и в других работах, посвященных аморфному селену [3-6], и приписывался колебательной моде ковалентной связи $Se-Se$, длина которой составляет $2,35 \text{ \AA}$ [3]. В ХСП составах $Se_{95}Te_5$ и $Se_{95}Te_5$, легированных разными процентами самария указанные пики сохраняются. Однако, в зависимости от химического состава и концентрации легирующих атомов указанные пики подвергаются изменениям и появляются новые пики. При частичной замене атомов селена атомами теллура ($Se_{95}Te_5$) интенсивность указанного пика уменьшается и появляется полоса с максимумом $211,7 \text{ см}^{-1}$, которая согласно [7] соответствует колебаниям связи $Se-Te$. Известно, что аморфный селен состоит из длинных полимерных цепей и восьмичленных колец, внутри которых между атомами существуют ковалентные связи, а между различными структурными элементами Ван-дер-Ваальсовы связи [8]. Добавка теллура к аморфному селену приводит к частичному разрушению кольцевых молекул и укорачиванию полимерных цепей. В результате этого, число связей $Se-Se$ уменьшается, и образуются связи $Se-Te$, сопровождающиеся появлением полосы ($211,7 \text{ см}^{-1}$), соответствующей указанным связям. Как видно из рисунка, легирование самарием изменяет форму и интенсивность пиков в спектре КРС. При этом продолжается уменьшение интенсивности пика полосы при 254 см^{-1} , и рост пика при $211,7 \text{ см}^{-1}$, а также слабое расширение последнего в низкочастотную сторону спектра. Последнее, по-видимому, связано с химической активностью атомов самария, образующих связи как с селеном, так и с теллуrom ($Sm-Se$, $Sm-Te$, $Se-Sm-Te$, а также пирамидальные структурные элементы с участием атомов самария $SmSe_xTe_{3-x}$). Частоты колебательных мод, соответствующие указанным связям близки друг другу и, перекрываясь, образуют полосы.

Как уже было отмечено, в спектрах исследованных образцов наблюдаются хорошо выраженные пики с максимумами, находящимися в интервале частот $37,1 - 40,5 \text{ см}^{-1}$. Существование указанных пиков является универсальной особенностью спектров КРС стеклообразных и аморфных тел. Установлено, что низкочастотный пик связан с рассеянием света первого порядка на колебательных возбуждениях, подчиняющихся статистике Бозе и поэтому, носит название «бозонного». Бозонный пик характеризуется такими параметрами, как положение максимума, интенсивность и полуширина максимума полосы (ширина, соответствующая половине максимума). Обычно, для сравнения различных образцов следят за изменениями отношения I/I_0 и полуширины $\Delta\omega$, принимающихся как характеристики среднего и ближнего порядков, соответственно [9]. Величины I и I_0 – это интенсивности, соответствующие максимумам бозонного пика и пика, обусловленного колебанием ковалентной связи $Se-Se$. В таблице 1. приведены значения указанных величин для различных образцов.

Величины	Se	$Se_{95}Te_5$	$Se_{95}Te_5Sm_{0,05}$	$Se_{95}Te_5Sm_1$
I/I_0	0.75	1.43	1.14	1.51
$\Delta\omega, \text{ см}^{-1}$	100	84	84	84

Как видно из таблицы, добавка теллура в аморфный селен, а также легирование самарием системы $Se_{95}Te_5$ приводит к росту I/I_0 и при этом величина $\Delta\omega$ почти не изменяется, но слабо уменьшается по отношению к селену. Исходя из этих данных, можно предположить, что добавка теллура приводит к изменению как ближнего, так и среднего порядков, а легирование самарием приводит только к изменению в масштабе среднего порядка, причем увеличивает степень неупорядоченности.

Рост отношения I/I_0 при легировании самарием можно объяснить тем, что самарий, как химически активный элемент образует ковалентные связи $Sm-Se$, $Sm-Te$,

Se-Sm-Te, а также пирамидальные структурные элементы $SmSe_xTe_{3-x}$. Указанные структурные единицы образуют нановключения в аморфной матрице и располагаясь хаотично увеличивают степень неупорядоченности на уровне среднего порядка. Уменьшение $\Delta\omega$, как известно [10] свидетельствует об уменьшении дисперсии валентного угла, т.е. об упорядочении на уровне ближнего порядка. Неизменность $\Delta\omega$ при легировании показывает о независимости ближнего порядка от концентрации легирующих атомов.

Исследованы спектры КРС термически напыленных пленок аморфного селена, чистого и легированного самарием $Se_{95}Te_5$. В аморфном селене наблюдается узкая полоса с максимумом 254 см^{-1} , соответствующая колебательной моде ковалентной связи *Se-Se*. В $Se_{95}Te_5$ интенсивность указанного пика уменьшается и появляется новая полоса с максимумом $211,7\text{ см}^{-1}$, что связано с уменьшением доли связи *Se-Se* и образованием связи *Se-Te*. При легировании $Se_{95}Te_5$ самарием последняя полоса уширяется и продолжает расти по интенсивности. Такое поведение спектров КРС объясняется образованием связей *Sm-Se*, *Sm-Te*, *Se-Sm-Te*, а также пирамидальных структурных элементов $SmSe_xTe_{3-x}$. Во всех образцах наблюден хорошо выраженный пик, так называемый «бозонный» пик, с максимумом, находящимся в интервале частот $37,1\text{--}40,5\text{ см}^{-1}$. Судя по изменениям интенсивности и полуширины указанного пика высказаны некоторые соображения о влиянии химического состава и легирования на локальную структуру исследованных материалов. Показано, что добавка теллура в аморфный селен, а также легирование самарием системы $Se_{95}Te_5$ приводят к росту степени неупорядоченности на уровне среднего порядка. Степень упорядоченности структуры на уровне ближнего порядка в системе $Se_{95}Te_5$ незначительно выше, чем в аморфном селене, и не изменяется легированием.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Hegedus, K. Kohary, D. G. Pettifor, K. Shimakawa, S. Kugler, *Photoinduced Volume Changes in amorphous selenium*, Phys. Rev. Lett., **95**, 206803-206807 (2005).
2. J. Hegedus, K. Kohary, S. Kugler, *Universal feature of photo-induced volume changes in chalcogenide glasses*, J. Non- Cryst. Solids, **352**, 1587-1590 (2006).
3. R. Lukacs, M. Veres, K. Shimakawa, and S. Kugler, *Photoinduced bond breaking in a – Se: Raman spectroscopic study*, Phys. Status Solidi C **8**, 2789-2791 (2011).
4. V.V. Poborchii, A.V. Kolobov, and K. Tanaka, *An in situ Raman study of polarization-dependent photocrystallization in amorphous selenium films*, Appl. Phys. Lett., **72**, 1167-1169 (1998).
5. K. Okano, I. Saito, T. Mine, Y. Suzuki, T. Yamada, N. Rupesinghe, G.A.J. Amaratunga, W.I. Milne, and D.R.T. Zahn, *Characterizations of a-Se based photodetectors using X-ray photoelectron spectroscopy and Raman spectroscopy*, J. Non- Cryst. Solids, **353**, 308-312 (2007).
6. R. E. Tallman, B. A. Weinstein, A. Reznik, M. Kubota, K. Tanioka, and J.A. Rowlands, *Photo-crystallization in a-Se imaging targets: Raman studies of competing effects*, J. Non- Cryst. Solids, **354**, 4577- 4581(2008).
7. A. Mendoza-Galvan, E. Garcia-Garcia, Y. V. Vorobiev, J. Gonzalez-Hernandez, *Structural, optical and electrical characterization of amorphous $Se_{1-x}Te_x$ thin films alloys*, Microelectronic Engineering, **51-52**, 677-687 (2000).
8. Г. Б. Абдуллаев, Д. Ш. Абдинов, Физика селена, изд. «ЭЛМ», Баку(1975).

9. A. P. Sokolov, A. P. Shebanin, O. A. Sokolova, M.M. Mezdrogina. J. Non. Cryst. Sol., **99**, 137-139 (1991).
10. О. А. Голикова, *Средний порядок и оптоэлектронные свойства тетраэдрически координированного гидрированного аморфного полупроводника, ФТП, 35*, 1370-1375 (2001).

BLOCH TERAHERTZ WAVES ON THE MESOSCOPIC STRUCTURES OF $A^{III}B^{III}C^{VI}_2$ CRYSTALS

¹R.M. Sardarly, ²A.Z. Badalov, ²T.N. Musa-zade, ³J.H. Jabbarov, ³I.M. Aliev

¹*Institute of Radiation Problems Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, AZ1143
Azerbaijan*

²*National Academy of Aviation AZ1045*

³*Baku State University, AZ1073*

In layered crystals of the $A^{III}B^{III}C^{VI}_2$ family the presence of wide temperature ranges is indicated, in which on the primitive translation of the lattice of the initial phase superlattices with periods of 5-15 nm are superimposed. At that, the neutron-diffraction patterns show the presence of superstructural reflections: both reflections that are multiple of the initial translation of the lattice and incommensurate superstructural ones. Our research showed that layered crystals of the $TlInS_2$ family are crystallized with the formation of both incommensurate and commensurate superlattices and could be used for the generation of terahertz waves.

A number of works [1, 2] have been devoted to the creation of the terahertz Bloch generator on the basis of semiconductor superlattices [3-12]. Both at the improper phase transitions (accompanied by quadrupling cells and by incommensurate phases) and in the polytypic modifications of layered ferroelectric semiconductors of the $A^{III}B^{III}C^{VI}_2$ family, a periodically spatially changing superlattice (in this case, direction (001)) with the period of 5-15 nm is superimposed to the initial translation of the lattice. Such a structure develops additional periodic potential, which leads to partitioning of the quasi-impulse Brillouin zones and allowed energy bands of the electron of the initial phase into the collection of relatively narrow (10^5 - 10^7 cm⁻¹) Brillouin mini-zones and narrow (10^{-3} - 10^{-1} eV) allowed energy mini-bands and mini band gaps. Due to the small sizes of these mini-zones in the superlattices, Bloch electron oscillations appear along with the Wannier-Stark levels [2] in already relatively weak static electric fields (10^2 - 10^4 V/cm). In superlattices with the period of 100 Å in the E_C fields equal to 4kV/cm, the frequency of Bloch oscillations is: $f_c \equiv \Omega_c / (2\pi) \approx 1$ THz (where Ω_c is angular frequency).

The presence of Bloch oscillation in the superlattices has been cogently confirmed in a number of experimental works. This makes the idea of creation of a terahertz Bloch generator based on semiconductor superlattices and with a frequency that would be continuously retuned by the static electric field extremely attractive.

RESULTS

We considered the low-energy spectrum of a $TlGaSe_2$ crystal which is a structural analog of a $TlInS_2$ crystal. We investigated the dispersion relationships for the transverse acoustic phonons in $TlGaSe_2$ and the low-frequency phonons which are active in the infrared

and Raman spectra of the TlGaSe_2 compound [13-16]. The frequency of acoustic phonons in the direction (001), which is perpendicular to layers, is considerably lower than in the direction (100) which lies inside the layer. Such behavior is typical for layered crystals, and it confirms that intra-layer bonding among ions is considerably stronger than interlayer bonding. To clarify the structure of polytypic modifications of TlGaSe_2 , we carried out neutron-diffraction measurements of several samples of the compound. The measurements resulted in two diffraction patterns. This enabled us to draw a conclusion that here we have two polytypic modifications which will be called below ' $\alpha\text{-TlGaSe}_2$ ' and ' $\beta\text{-TlGaSe}_2$ '. The neutron-diffraction pattern indicates only the reflections that are relevant to the monoclinic structure. In addition to regular monoclinic reflections (hol), strong superstructural reflections of the $(\text{hol}+\frac{1}{2})$ type are also observed as well as weak satellites of the $(\text{hol}+m\cdot\frac{1}{10})$ type. Both types of additional reflections are observed at $h=2xn+1$ and disappear at $h=2xn$. Analysis allows us to draw the conclusion that in $\beta\text{-TlGaSe}_2$ there is lattice modulation which results in the formation of long-period structure with the period of modulation of $C_{\text{mod.}}=10xc_{pr}=160\text{\AA}$, where c_{pr} is the lattice constant of a primitive cell.

We have carried out neutron-diffraction measurements of $\alpha\text{-}$ and $\beta\text{-}$ TlGaSe_2 in the temperature range of 4-600K. The neutron -diffraction measurements of $\alpha\text{-TlGaSe}_2$ showed that below 100K phase transition (FT) occurs along with quadrupling of the unit cell volume.

So, we have researched two-dimensional distribution of scattering intensity in planes (110) and $(\bar{1}\bar{1}0)$, close to reflections $(111\frac{1}{4})$ and $(111\frac{1}{4})$, respectively. It has been discovered that in the temperature range of 216-200K there is a disproportionate phase with $\vec{q}_{inc} = (\delta\delta\frac{1}{4})$. This vector is transferred into a four-beam star $(\bar{\delta}\ \delta\frac{1}{4})$, $(\bar{\delta}\ \bar{\delta}\frac{1}{4})$, $(\delta\bar{\delta}\frac{1}{4})$ by means of the point group symmetry operations. Reflections corresponding to all four beams of the 'star' were experimentally measured. The value of δ was equal to 0.012 ± 0.003 . Within the resolution limits, the value of δ between FT1 and FT2 remained constant. Below 200K, reconstruction of the structure modulation occurred in presence of a proportional structure with \vec{q}_1 and a new disproportion, the value and the direction of which could not have been determined, apparently, due to the fact that this disproportion does not lie in the plane where measurements were conducted.

We also carried out a study on temperature dependence of scattering intensity at (1,1;1.25) while heating and cooling. In both cases it is evident that the superlattice appears at a temperature of 216K. Thus, in the TlInS_2 compound, in the temperature range of 216-200K there is a disproportionate phase with $q_{\text{ink}} = (\delta\delta 1/4)$.

In relaxed ferroelectrics based of layered crystals of the TlInS_2 family [16-18] in the temperature range between T_f and T_d (where T_f represents Vogel-Fulcher temperature – the temperature of transition from the nano-domain state to the ordered macro-domain state, and where T_d represents Burns temperature, the temperature of transition from the vapor phase to the nano-domain state), a crystal is in disproportionate superstructural state. This is characterized by the section where weak temperature dependence of conductivity (210-240K) is observed.

It should be noted that such kind of conductivity at low temperatures ($T<170\text{K}$) is typical of crystals of this class and indicative of presence of non-activation hopping conductivity at which carrier hops within the localized zone occur with emission of phonon. In our opinion, the mechanism of attenuation of temperature dependence of the conductivity section in the $T_f - T_d$ temperature range is fundamentally different for this temperature range. It is known that this temperature range is characterized by the disturbance in the translation invariant periodicity of the crystal lattice of TlInS_2 and by the appearance of the superlattice aliquant of the initial translation of the lattice. In this case, parabolic zones split into mini-

zones which in turn are divided by small band-gaps and have a Brillouin zone determined by the period of the superlattice.

Author's studies theoretically examine the flow of current in the structures with superlattices. They show that the flow is determined by resonance tunneling through the potential barriers dividing wells. In this case, we must take it into account that the defects formed by radiation exposure have a radius of localization of 10 nm, i.e., they can quantize spatially and form structures with charge carriers geometrically constrained in all three dimensions (quantum points). The lower limit for the size of a quantum point is determined from the condition when at least one electron level exists at the quantum point. This size must not be less than 4 nm.

When measuring $\sigma(T)$ in the region of the disproportionate phase, due to certain conditions, energy levels of the quantum point turn out to be in potential wells caused by the superlattice of the TlInS₂ crystal. Resonance tunneling is achieved from the electron levels of the quantum point through potential barriers, which eventually leads to the observed attenuation of the temperature dependence of conductivity in the domain of existence of the relaxed state.

Our research showed that layered crystals of the TlInS₂ family are crystallized with the formation of both incommensurable and commensurate superlattices and could be used for the generation of terahertz waves.

In layered crystals of the A^{III}B^{III}C^{VI}₂ family the presence of wide temperature ranges is indicated, in which on the primitive translation of the lattice of the initial phase superlattices with periods of 5-15 nm are superimposed. Our research showed that layered crystals of the TlInS₂ family are crystallized with the formation of both incommensurable and commensurate (of the initial translation) superlattices and could be used for the generation of Terahertz radiation.

REFERENCES

1. F. Bloch. Z. Phys., **52**, 555 (1928); C. Zener. Proc. Royal Soc. (London) Ser. A, **145**, 523 (1934).
2. G.H. Wannier. Rev. Mod. Phys., **34**, 645 (1962).
3. J. Feldmann, K. Leo, J. Shah, D.A.B. Miller, J.E. Cunningham, T. Meier, G. vonPlessen, A. Schulze, P. Thomas, S. Schmitt Rink. Phys. Rev. B, **46**, 7252 (1992).
4. M. Sudzius, V.G. Lyssenko, F. Löser, K. Leo, M.M. Dignam, K. Köhler. Phys. Rev. B, **57**, R12693 (1998).
5. F. Löser, Y.A. Kosevich, K. Köhler, K. Leo. Phys. Rev. B, **61**, R13373 (2000).
6. A.A.Andronov, M.N.Drozdov, D.I.Zinchenko, A.A.Marmalyuk, I.M.Nefedov, Yu.N.Nozdryn, A.A.Padalisa, A.V.Sosnin, A.V.Ustinov, V.I.Shashkin UFN (in Russian), v.173, 7, p.780,(2003).
7. R.M.Sardarly, O.A.Samedov, A.A.Bayramov, A.P.Abdullayev, F.T.Salmanov. Fizika (in Russian), v.14, 3, pp.80-84 (2008).
8. Yu.A.Romanov, Yu.Yu.Romanova Physics of the Solid State, vol.46, 1. Translated from Fizika Tverdogo Tela, 46, 1, p.162, 2004.
9. L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev. 14, 61 (1970).
10. Yu.A.Romanov, E.V.Demidov Physics of the Solid State, vol.41, is.9, Translated from Fizika Tverdogo Tela vol.41, is.9, p.1698, (1999).
11. Yu.A.Romanov, Yu.Yu.Romanova Physics of the Solid State, vol.43, is.3, Translated from Fizika Tverdogo Tela vol.43, is.3, p.520, (2001).
12. Yu.A.Romanov Physics of the Solid State, vol.45, is.3, Translated from Fizika Tverdogo Tela vol.45, is.3, p.529 (2003).

13. S.B.Vahrushev, B.E.Kvatkovski, N.M.Okuneva, K.R.Allahverdiyev, R.M.Sardarly Neutron diffraction investigations of $TlGaSe_2$ crystals. Leningrad 12p. (Preprint №886 Ph.Tech.Inst. after A.F.Ioffe) (1984).
14. R.M.Sardarly Oscilating spectrums of $A^{III}B^{VI}$ и $A^{III}B^{III}C^{VI}_2$ compounds. ELM, Baku, 225p (2004).
15. R.M.Sardarly, O.A.Samedov, I.Sh.Sadykhov, A.I.Nadzhafov and F.T.Salmanov. Physics of the Solid State, Vol. 47, No. 9, pp.1729-1733 (2005).
16. R.M.Sardarly, N.T.Mamedov, K.Wakita, Y.Shim, O.A.Samedov, A.I.Nadzhafov and E.A.Zeynalova Phys.Stat.Sol. 2006(a) 203, No. 11, pp.2845-2851.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ $TlAg_{0,01}In_{0,99}Se_2$

В.Д. Рустамов, З.М. Зейналов, Й.Б. Намазов, Е.А. Мовсумов

Гянджинский Государственный Университет

В работе излагаются результаты экспериментального исследования тензочувствительности соединений $TlAg_{0,01}In_{0,99}Se_2$ в зависимости от механической деформации и оптической подсветки и результаты обсуждения пьезоэлектрических особенности указанных этого соединения.

За последние годы заметно возрос интерес применения кристаллов и других полупроводниковых соединений и твердых растворов в тензометрии. Заметный пьезорезистивный эффект обнаружен почти для всех представителей бинарных алмазоподобных полупроводников типа $A^{III}B^V$, а также ал я - и его аналогов.

Однако, наиболее высокой тензочувствительностью обладает кремний. Тензочувствительность которого варьировались в пределах $100 \div 175$. До исследования тройных аналогов $TlSe$, в частности, $TlInSe_2$ наибольшая тензочувствительность обнаружена в $\alpha - SiC$ р- типа проводимости.

Однако, исследованиями слоистого монокристалла $p - TlInSe_2$ выявлено, что данная фаза имеет рекордную тензочувствительность при деформации 10^{-5} .

Расширения возможностей применения полупроводниковых тензорезисторов в основном, ведутся в двух направлениях: исследования влияния внешних факторов на пьезорезистивные свойства;

– проведение исследования на новых кристаллах, отличные от известных в полупроводниковой тензометрии материалов, по составу, строению кристаллических решеток и зонной структуры.

Одним из представителей полупроводниковых материалов является тройное соединение $TlInSe_2$. Исследование пьезоэлектрических свойств данной фазы показывают, что $TlInSe_2$ имеет высокую тензочувствительность, большую упругость и прочность на разрыв, обладает способность легко скалываться на желаемые пластинки с зеркальными гранями в направлении максимального пьезорезистивного эффекта.

Целью нашего исследования является повышение коэффициента тензочувствительности. Поставленная цель достигается тем, что материал дополнительно содержит элемент первой группы и представляет собой соединение общей формулы $TlAg_{0,01}In_{0,99}Se_2$.

Материал представляет собой монокристалл стехиометрического состава, т.е. индиевые катионы в решетке соединения $TlInSe_2$ на один атомный процент замещается элементом первой группы.

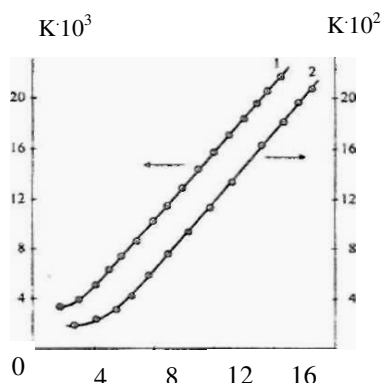


Рис.1. Зависимость коэффициента тензочувствительности от механической деформации: 1- $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$; 2- $TInSe_2$

Нами выявлено, что тензодатчики на основе соединения $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$ являются перспективными материалами в полупроводниковой тензометрии.

Монокристаллы $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$ также имеют значительную гибкость и механическую прочность на разрыв, например, кристаллы $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$ выдерживают деформацию на изгиб радиусом кривизны до 6мм. Кристалл $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$ также раскалывается на нитевидные образцы с зеркальными гранями.

При исследовании тензочувствительности соединений $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$ при комнатной температуре было установлено, что при малых деформациях до $\varepsilon = 5 \cdot 10^5$ коэффициент тензочувствительности соединения остается постоянной, а в дальнейшем увеличении, линейно увеличивается (рис.1).

При исследовании тензометрических особенностей соединений кристаллов $TInSe_2$ и $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$ был обнаружен эффект, заключающийся в изменении тензочувствительности от наличия оптической подсветки. Следует отметить, что величина пьезорезистивного эффекта сильно зависит от интенсивности и спектрального состава оптической подсветки. Относительное изменение сопротивления $TInSe_2$ и $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$ на единицу деформации при различных значениях интенсивности оптической подсветкой приводятся на рис.2.

Причиной выявленного эффекта при оптической подсветки кристаллов, по видимому связанных с тем, что оптическая подсветка заполняет межзонные локальные уровни а последние вносят свой вклад в перераспределение носителей между соответствующими долинами.

Следует особо отметить, что наблюдаемый пьезорезистивный эффект в сущности не имеет ничего общего с близкими по названию известными эффектами: пьезооптическим изменением показателя преломления механическими напряжениями, фотомеханическим уменьшением твердости при воздействии света и т.д.

По нашему мнению причиной выявленного сильного пьезорезистивного эффекта в монокристаллах типа $TlSe$, в частности, $TInSe_2$ и $TAg_{0,01}Jn_{0,99}Se_2$ является сложная их энергетическая структура, многодолинность, резкая анизотропия эффективных масс, подвижности носителей заряда и т.д.

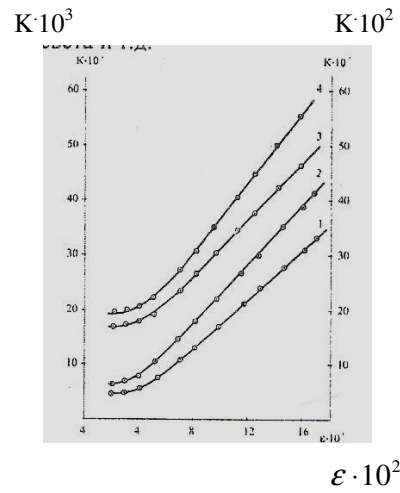


Рис.2. Зависимость коэффициента тензочувствительности от механической деформации соединений $TlAg_{0,01}In_{0,99}Se_2$ (1,2) и $TlInSe_2$ (3,4) 1 и 3 без освещенности 2 и 4 при освещенности 1000 люкс