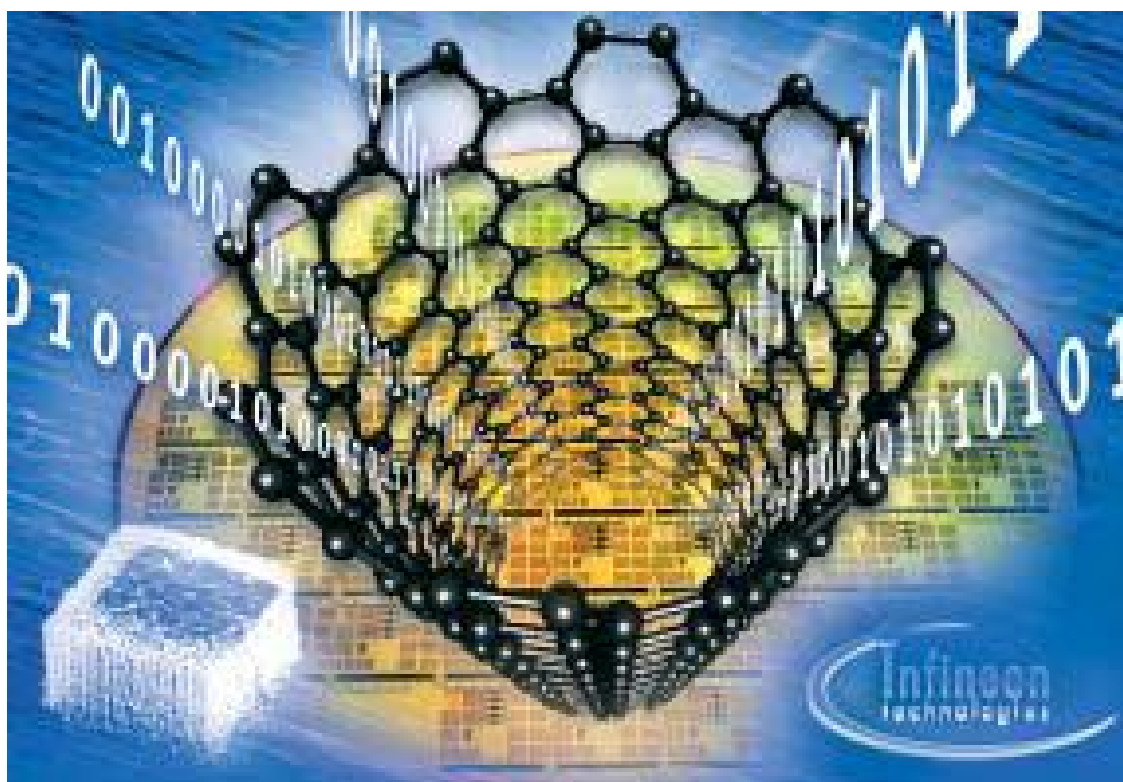


CHAPTER I I

CONDENSED MATTER PHYSICS



ANİZOTROP $ZnIn_2Se_4$ FOTOKRİSTALLARINDA
RELAKSASIYA PROSESLƏRİ

Ə.Ş. Abdinov¹, X.O. Sadiq², N.M. Mehdiyev², R.F. Babayeva³

¹Bakı Dövlət Universiteti, ²Azərbaycan Dövlət Neft və Sənaye Universiteti

³Azərbaycan Dövlət İqtisad Universiteti

abdinov-axmed@yandex.ru, abdinov_axmed@yahoo.com,

babaeva-rena@yandex.ru, nizami-mehdiyev@rambler.ru

Qazdaşınma üsulu ilə göyərdilən $ZnIn_2Se_4$ fotorezistorlarında fotokeçiriciliyin stasionar və kinetik xarakteristikalarının şüalanma intensivliyinin və temperaturun müxtəlif qiymətlərində tədqiqindən rekombinasiya mərkəzlərinin təbiəti, parametrləri təyin olunmuş, mümkün yaranma mexanizmi aydınlaşdırılmışdır.

Açar sözlər: fotokeçiricilik, relaksasiya, rekombinasiya, elektron zəbti, spektr, cəld mərkəzlər, temperatur, intensivlik.

Anizotrop kristal quruluşa malik $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$ sinif kristalları informasiyanı qəbul edən və saxlayan vasitələr üçün materiallar kimi əhəmiyyət kəsb edir [1, 2]. Tərkibin mürəkkəbləşməsi şəraitində binar analoqlardan fərqli bir sıra hadisələrin müşahidəsi, üçqat birləşmələrdə kristal qəfəsin müəyyən üstün istiqamət üzrə sıxılması (buna tetraqonal sıxılma deyilir) və kation altqəfəsində iki ekvivalent olmayan atomun, həmçinin vakansiyanın iştirak etməsi ilə əlaqədardır. Sonuncu xassə və geniş homogenlik oblastına malik olma, bu materiallarda bir sıra “məxsusi” defektlərin yaranması və idarə olunması halisələrinə səbəb olur [1]. Bu defekt səviyyələri həm tutma, həm də rekombinasiya mərkəzləri kimi fəaliyyət göstərərək materialın ftohəssaslığını, rekombinasiya proseslərinin zaman parametrlərini formalaşdırır. Təqdim olunan işdə $ZnIn_2Se_4$ kristallarında lokal mərkəzlərin enerji spektrinin, parametrlərinin və tipinin təyin edilməsi, habelə onların idarə olunma imkanları fotokeçiriciliyin stasionar və kinetik xarakteristikalarının tədqiqi ilə həyata keçirilmişdir.

Fotoelektrik xassələrini ölçmək üçün $ZnIn_2Se_4$ kristalları yod vasitəsi ilə qazdaşınma üsulu ilə alınmışdır və üçbucaqlı prizma formasına malikdirlər. Rentgen quruluş təhlili göstərir ki, bu üçüzlü prizmanın üzləri $(1\bar{1}2)$, (001) və $(\bar{1}12)$ -müstəvilərinə uyğun gəlir. Bu üzlərdən ən təkmil göyərəni tədqiqatlarda işıqlandırılan və kontaktlarla təchiz olunan $(1\bar{1}2)$ üzüdür. Kristalın optik oxu bu üz müstəvisi ilə 37° bucaq əmələ gətirir.

$ZnIn_2Se_4$ fotorezistorlarının təbii göyərdilmiş üzünü $1.1 + 2.3 \text{ eV}$ enerjili fotonlara uyğun həssaslıq zolağına malikdirlər. Optik udulmanın yüksək dikliklə kəskin artması otaq temperaturunda 1.85 eV -a uyğun gəlir və $ZnIn_2Se_4$ monokristallarının düz zonalı yarımkeçirici olmasını göstərir. Stasionar fotokeçiriciliyin spektral paylanması $h\nu < 1.8 \text{ eV}$ olduqda aşqar səviyyələri ilə fotokeçiricilik, $h\nu > 1.85 \text{ eV}$ isə fundamental udma kənarının dərinliyində, parçalanmış valent zonasının altzonalılarından baş verən fotoaktiv udulma ilə əlaqələndirilir [1]. Stasionar fotokeçiricilik spektrlərindən təyin olunan aşqarların enerji mövqeyi 1.70 eV və 1.32 eV təşkil edir. Fotocərəyanın temperaturdan, həyəcanlaşmadan və zamandan asılılıqları, habelə kombinə olunmuş işıqlanmada fotosiqnalın formalaşması həm aşqar səviyyələrin, həm də yapışma mərkəzlərinin iştirakı ilə baş verir [3]. Bu hadisələr $ZnIn_2Se_4$ kristallarında qadağan olunmuş zonada rekombinasiya mərkəzi rolunu oynayan iki tip lokal səviyyənin mövcudluğu ilə

əlaqələndirilir. Bu rekombinasiya mərkəzləri fotoelektronların tutulmasının effektiv kəsiyinin qiymətinə görə fərqlənilir. Deşiyi tutma kəsiyi demək olar ki, eyni olan, lakin sərbəst elektronu tutmaq qabiliyyəti (S_{nr}) zəif olan mərkəzlər r , cəld tutmaq xüsusiyyətinə malik mərkəzləri isə S mərkəzləri adlanır. $S_{nr} < S_{ns}$; $S_{pr} \geq S_{ps}$. Lokal mərkəzlərin parametrləri dəstini təyin etmək və rekombinasiya prosesinin idarə olunması, fotokeçiriciliyin kinetikasi əsasında aparılmışdır.

Ümumi halda $ZnIn_2Se_4$ fotorezistorunu aşağı temperaturda işıqlandırdıqda yaranan fotocərəyanın zamandan asılılığı- həyəcanlaşmanın aradan götürülməsi halında fotocərəyanın azalma relaksasiyası prosesində üç oblast fərqləndirilə bilər:

- 1) ani ($t_1 \sim mikrosaniyə$ müddətində) fotocərəyanın azalması - sürətli relaksasiya
- 2) nisbətən kiçik sürətlə ($t_2 \cong millisaniyə$) azalması - ləng relaksasiya.

3) uzunmüddətli ($t_3 \cong dəqiqə$) qaranlıq cərəyanından 10^4 dəfə böyük olmaqla uzun müddət (*saatlarla*) öz qiymətini hişz etməsi. Bu qalıq fotoelektrik effekti (QF) adlanır.

Fotocərəyanın belə relaksasiyası $ZnIn_2Se_4$ kristallarında rekombinasiya sxeminin mürəkkəbliyi və onun həcmində lokal mərkəzlərin qeyri birçins paylanması nəticəsində rekombinasiya çəpərləri yaranması ilə əlaqələndirilməlidir. Ümumi halda fotocərəyanın zamandan asılılığı $i = i_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ kimi yazıla bilər, τ – xarakterik zamandır. Üçüncü oblastda $\tau = 10^2 s$ tərtibindədir. Lakin müəyyən zamandan sonra eksponensiallıq pozulur, τ –nun ani qiyməti artaraq $10^5 san$ təşkil edir. QF həyəcanlaşdırıcı işığın spektral tərkibindən asılıdır və məxsusi fotokeçiriciliyin spektral konturu ilə uyğunluq təşkil edir. Aşağı temperaturlarda $\frac{\sigma_{QF}}{\sigma_q} = 10^4$ tərtibindədir və temperaturun artması ilə fotokeçiriciliyin sönmə oblastında sürətlə azalır. $T > 280 K$ olduqda isə QF aradan çıxır. QF aradan qaldırmaq üçün fotorezistora ya güclü elektrik sahəsi tətbiq olunmalı, ya da $\sim 1,0 mkm$ dalğa uzunluqlu İQ işıqla şüalandırılmalıdır. Sonuncuda sönmə spektri məxsusi fotokeçiriciliyin sönmə spektri ilə uyğunluq təşkil edir, maksimumu $\lambda = 1,2 mkm$, qırmızı sərhəddi isə $2 mkm$ -ə uyğun gəlir.

Qeyd edək ki, güclü elektrik sahəsi və İQ işıq QF-ni yalnız qismən söndürür. Fotorezistorların ilkin vəziyyətlərinə qaytarılması yalnız onları kiçik sahələrdə 350 K temperatura qədər qızdırılması ilə mümkündür. QF mövcud nəzəriyyələr əsasında izahı $ZnIn_2Se_4$ kristallarınının keçiricilik üçün rekombinasiya çəpərlərinin mövcudluğu, həcmdə makroskopik qeyri-bircinsliklərin olması ilə izah olunur. Bu rekombinasiya çəpərlərini aradan qaldırmaq üçün fotorezistoru məxsusi işıqla şüalandırmaq gərəkdir. Bu halda QF üçün şərait aradan qalxır və rekombinasiya prosesini idarə edən mərkəzlərin parametrlərini və təbiətini təyin etmək mümkün olur.

Çoxmərkəzli yarımkeçiricilərdə fotocərəyanın relaksasiya əyrisi mürəkkəbdir. Elektron tipli yarımkeçiricilərdə deşiklərin relaksasiya müddəti $\tau_p \approx 10^{-9} \div 10^{-10} san$, elektronlarınkı $\tau_n \approx 10^{-6} san$ tərtibində olur. Həyəcanlaşdırıcı impulsunun davam etmə müddəti Δt , $\tau_{pi} < \Delta t < \tau_{ni}$ şərtini ödəyirsə, impuls müddətində deşiklər uyğun mərkəzlər tərəfindən tutulur. elektronların relaksasiyası isə impuls qurtardıqdan sonra başlayır və mərkəzin elektronu tutma xarakterini müəyyən edir. Davam etmə müddəti $\Delta t = 10^{-8} san$ olan ЛГН-21 qaz lazerinin impulsları bu şərti ödəyir. Fotocərəyanın kinetikasına yapışma səviyyəsinin təsirini yox etmək üçün məxsusi fon işıqlanmasından istifadə olunmuşdur. Belə şərait $ZnIn_2Se_4$ fotorezistorunda müxtəlif mərkəzlər vasitəsilə rekombinasiyanı izləməyə imkan yaradaraq uyğun relaksasiya müddətlərini ($\tau_i, i = s, r$) təyin etməyə imkan verir. Fotocərəyanın ossiliqramından relaksasiya əyrisi yarımloqarifmik miqyasda cəld və ləng olmaqla iki xətti oblastla xarakterizə olunur.

Fotocərəyanın kinetikasından tapılan τ zaman müddəti rekombinasiya mərkəzlərinin dolmasının zəif dəyişməsi şəraitində avtonom mənə daşıyır, impuls müddətində tarazsız dəşiklər tutulduğundan, təyin olunan relaksasiya müddətləri uyğun olaraq s və r mərkəzlərinə aid olur[4]:

$\Delta n \approx g_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) + g_r \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right)$, g_s və g_r uyğun rekombinasiya mərkəzi vasitəsi ilə tarazsız elektronların rekombinasiya tempini təyin edir və mərkəzlərlə elektron tutulmasının effektiv kəsiyindən, onların elektronlarla dolmasından asılıdır: $g_s + g_r = 1$. [3]

Ləng komponentin amplitudu fotorezistorun fotohəssaslığını təyin edir, r və s mərkəzlərin başlanğıcında dolmasından, bu mərkəzlərin konsentrasiyaları nisbətindən asılıdır. Cəld komponentin müşahidəsi qısa impulslardan istifadə şəraitində r və s mərkəzlərinin dəşiklərlə dolmasının göstəricisidir. Fotocərəyanın relaksasiyasını xarakterizə edən τ_i kəmiyyətinin qiyməti həm işıqlanma intensivliyindən, yəni əmələ gələn tarazsız yükdaşıyıcıların miqdarından, həm də temperaturdan, yəni rekombinasiya əməliyyatını yerinə yetirən mərkəzlərin dolma dərəcəsiindən, ionlaşma xarakterindən asılıdır. Müxtəlif şüalanma intensivliklərində $ZnIn_2Se_4$ fotorezistorunda fotocərəyanın relaksasiyası həm ləng, həm də cəld rekombinasiya kanalının relaksasiya müddətləri intensivliyinin artması ilə azalır. τ_s üçün relaksasiya müddətinin $10^{-5} san$, τ_r üçün isə $10^{-3} san$ təşkil etməsi uyğun rekombinasiya mərkəzlərinin əsas yükdaşıyıcıları tutulma kəsiyinin kəskin fərqlənməsinin, rekombinasiya prosesinin isə pilləli şəkildə baş verməsinin göstəricisidir. $ZnIn_2Se_4$ üçün $\tau_r^{-1}(\Delta n)$ və $\tau_s^{-1}(\Delta n)$ asılılıqlarının xətti olması fotokeçiriciliyin nəzəriyyəsi əsasında elektronların r və s mərkəzləri tərəfindən zəbt əmsallarını, onların qiymətlərinə görə tutulmanın effektiv kəsiyi adlanan S_{nr} və S_{ns} kəmiyyətləri təyin edilmişdir ($S_{nr} = (2 + 4) \cdot 10^{-13} sm^2$, $S_{ns} = 3 \cdot 10^{-17} sm^2$). Dəşiklərin ləng rekombinasiya mərkəzləri tərəfindən tutulma kəsiyi stasionar xarakteristikadan təyin olunan S_{nr}/S_{pr} nisbətinin qiymətinə görə təyin edilmişdir və ($S_{pr} \sim 10^{-15} sm^2$) tərtibinə uyğun gəlir. Tutulma kəsiyinin göstərilən qiymətlərini atomun en kəsiyinin təxmini qiyməti ($10^{-16} sm^2$) ilə müqayisəsi dəşiklərin Kulon cazibə sahəsində, elektronların isə neytral mərkəzlər tərəfindən tutulmasını göstərir, yəni $ZnIn_2Se_4$ fotokristallarında rekombinasiya mərkəzi rolu oynayan lokal səviyyələr I yüklü akseptorlardır. Fotokeçiriciliyin ləng komponentinin müxtəlif temperaturlarda relaksasiyası fotokeçiriciliyin termik sönməsi ilə uzlaşır. Temperatur artdıqca τ_r kiçilməsi ləng r mərkəzləri ilə valent zona arasında dəşik mübadiləsinin ehtimalının artması ilə əlaqələndirilir.

Təhlillərlə göstərilmişdir ki, $ZnIn_2Se_4$ monokristallarında fotohəssaslığı idarə edən r – mərkəzləri “antistruktur defektlər” adlandırılan və kation altqəfəsində Zn_{In} tipli, II qrup ionu ilə III qrup ionunun əvəzetməsində yaranan səviyyələrlə, habelə halkogenin transagentlə mübadiləsində formalaşan $[V_{Zn}; J_{Se}]$ tipli komplekslərlə əlaqədardır, donor tipli lokal səviyyələr isə In_{Zn} və V_{Se} kimi yapışma mərkəzləri yaradaraq fotocərəyanın kinetikasını təhrif edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Н.М.Мехтиев, Т.Г.Керимова Azerbaijan journal of Physics, 2013, v XIX №2, p.71-75
2. Вайполин А.А., Николаев Ю.А., Рудь Ю.В., Рудь В.Ю., Теруков Е.И., Fernelius N-ФТП, 2003, т.37, в.4, с.432-434.
3. В.Е.Лашкарев, А.В.Любченко, М.К.Шейнкман. Неравновесные процессы в фотопроводниках, «Наукова думка», Киев, 1981г, 264с.
4. Мехтиев Н.М., Салаев Э.Ю., Гусейнов З.З., ФТП 1985, т.19, в.9, с1642-1646

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В
ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА
СЛОИСТЫХ МОНОСЕЛЕНИДОВ $A^{III}B^{VI}$

Р.Ф. Бабаева, Р.М. Рзаев

Азербайджанский Государственный Экономический Университет

babaeva-rena@yandex.ru, rovnaq.rzayev@mail.ru

В работе рассматривается влияние внешнего электрического поля на фотопроводимость монокристаллов селенида индия, одного из представителей полупроводниковых соединений типа A^3B^6 со слоистой структурой. Установлено, что обнаруженные в эксперименте аномалии фотопроводимости непосредственно обусловлены со слоистостью структуры изучаемого полупроводника.

Ключевые слова: *фотопроводимость, оптоэлектроника, электрическое поле, слоистый кристалл, моноселенид, спектр.*

Фотопроводимость полупроводников привлекает внимание не только своими уникальными возможностями для практического применения в оптоэлектронике и фотонике, но и большой информативностью об их электронных свойствах, вообще.

К настоящему времени этому электронному явлению посвящено огромное количество экспериментальных исследований и в большинстве случаев полученные результаты удовлетворительно объяснялись на основе феноменологических теорий и моделей, выдвинутых начиная с 1950-х годов С.М. Рывкиным, А. Роузом, Р. Бьюбом, В.Е. Лашкаревым и др.

Однако не редко встречаются и полупроводники, в которых при определенных условиях (порою и представляющих значительный практический интерес для оптоэлектроники и фотоники) особенности фотопроводимости не объясняются лишь на основе предложенных представлений.

К таким материалам, прежде всего, можно отнести различных представителей сильнолегированных, сильно радиационно облученных, цепочечных и слоистых кристаллов, которых по ряду соображений, можно объединить под общим названием «частично-неупорядоченные», или же «пространственно-неоднородные» кристаллические полупроводники.

В отличие от квазиоднородных кристаллических, пространственно-неоднородные кристаллические полупроводники обладают рядом специфических особенностей фотопроводимости, а также по своим электронным свойствам имеют дуальный характер, т.е. при определенных внешних условиях ведут себя как кристаллические, а в других - как некристаллические вещества и в них проявляются немало индивидуальных особенностей.

Естественно, что в таких полупроводниках теоретическое описание особенностей фотопроводимости, более того ее специфические моменты – вопрос слишком трудный (или же почти не возможный). Поэтому при этом самым достоверным путем является накопление многочисленных экспериментальных результатов, а далее на основе их сравнительного анализа и статистического обобщения, формулирование исчерпывающих качественных научных выводов.

Исходя из этого, нами с целью выявления и выяснения физического механизма специфических особенностей фотопроводимости в полупроводниках со слоистой кристаллической структурой типа соединений $A^{III}B^{VI}$ проводились комплексные эксперимен-

тальные исследования основных характеристик разнообразий этого явления в монокристаллах их моноселенидов.

В данной работе речь идет об исследованиях влияния внешнего электрического поля различной напряженностью на фотопроводимость в этих полупроводниках, в частности в моноселенидах индия.

Измерения проводились в широком диапазоне изменения температуры (77-350 К), длины волны (0.30-4.50 мкм) и интенсивности света (вплоть до $5 \cdot 10^2$ лк), напряженности внешнего электрического поля в чистых и слаболегированных ($N \leq 10^{-1}$ ат.%) различными редкоземельными элементами из группы лантана (в частности, гольмием, гадолинием и диспрозием) монокристаллах моноселенида индия (InSe), полученных методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температуры вдоль слитка.

На основе проведенных измерений установлено, что при слабых электрических полях спектр и люкс-амперная характеристика (ЛАХ) собственной фотопроводимости (фотопроводимости, возбужденной светом из области собственного поглощения), помимо температуры, заметным образом зависят также от величины удельного темного сопротивления (ρ_0) исследуемого образца. В области низких температур ($T \leq 250$ К) и слабых освещенностей как величина отдельных параметров, так и ход характеристик (спектра и ЛАХ) собственной фотопроводимости для образцов с различной ρ_0 отличаются. По величинам этих различий, кристаллы n-InSe условно можно разделить на две группы – низкоомные ($\rho_0 \leq 10^3$ Ом·см) и высокоомные ($\rho_0 \geq 10^4$ Ом·см). Низкоомные кристаллы сравнительно слабо фоточувствительны, процессы релаксации фотоотклика (установления стационарного значения при включении воздействии света и исчезновения после прекращения воздействия света) имеют быстрый характер (характеризуется постоянной времени $\tau \leq 10^{-6}$ с), спектр фотопроводимости не имеет дополнительной структуры, а ЛАХ – подчиняется степенному закону с показателем степени $0 \leq \alpha \leq 1$. В отличие от низкоомных, высокоомные кристаллы обладают значительно высокой фоточувствительностью, в них процессы релаксации фотопроводимости имеют медленный характер, после прекращения света наблюдается высоkokратная остаточная фотопроводимость, в начальной (предлинейной) части ЛАХ имеет место суперлинейный участок (где иногда α достигает до $6 \div 7$), максимум и красная граница спектра смещены в сторону более длинных волн, спектр расширен также вследствие смещения коротковолновой границы в сторону более коротких длин волн, на обеих ветвях спектра (как на коротковолновой, так и на длинноволновой) проявляются дополнительные (слабовыраженные) пики в виде плато, с ростом ρ_0 все эти специфики собственной фотопроводимости усиливаются, а с повышением температуры и интенсивности света они постепенно исчезают.

Также установлено, что параметры и характеристики собственной фотопроводимости низкоомных кристаллов, при рассмотренных нами условиях от электрического поля не зависят. Однако в высокоомных кристаллах в области низких температур (Т) и слабых освещенностей (Ф) при напряжениях (U) соответствующих нелинейной области статической вольт-амперной характеристики (ВАХ), где имеет место заметная инжекция через токовые контакты в образец, начинает проявляться зависимости параметров и характеристик собственной фотопроводимости от электрического поля (Е). При одинаковых значениях Е, Т и Ф с ростом ρ_0 , влияние электрического поля на фотопроводимость становится более заметным, а с ростом Ф и повышением Т – оно ослабляется и наконец, совсем исчезает (параметры и характеристики фотопроводимости

высокоомных кристаллов почти совпадают с имеющимися место в низкоомных кристаллах).

Проведенные нами измерения показывали, что влияние электрического поля на фотопроводимость в кристаллах n-InSe более сильно проявляется при $U \geq U_{\text{ПЗЛ}}$, где $U_{\text{ПЗЛ}}$ – значение электрического напряжения, при котором происходит полное заполнение ловушек в режиме токов, ограниченных объёмным зарядом (ТООЗ). Кроме этого, проведенные на образцах с различными токовыми контактами, а также различной структурой и геометрией измерения, однозначно свидетельствуют о том, что в обнаруженной зависимости собственной фотопроводимости от внешнего электрического поля в исследуемом полупроводнике определяющую роль играет и инжекция.

Оказалось, что при оптимальных условиях в зависимости от значения $\rho_{\text{т0}}$, под действием электрического поля показатель степени предлинейного участка ЛАХ меняется в пределах $7 \div 1$, максимум спектра смещается от 1.10 мкм до 0.95 мкм, спектр фотопроводимости сужается от $0.30 \div 1.45$ мкм до $0.35 \div 1.25$ мкм и его обе ветви почти сглаживаются (дополнительные слабовыраженные максимумы на этих ветвях исчезают). Влияние внешнего электрического поля на собственную фотопроводимость более сильно проявляется именно в тех кристаллах, в которых значительны также эффект фотопамяти.

Выяснено, что все эти обнаруженные нами в эксперименте особенности аномалии фотопроводимости изучаемых кристаллов моноселенидов галлия и индия непосредственно обусловлены со слоистостью их структуры, которая в свою очередь, вызывает возникновение в исследуемых образцах хаотических (как по распределению, так и по количеству и размерам) крупномасштабных дефектов; полученные при этом экспериментальные результаты удовлетворительно объясняются на основе двухбарьерной энергетической модели пространственно-неоднородного полупроводника с крупномасштабными неоднородностями и различными типами локальных в запрещенной зоне; для объяснения зависимости фотопроводимости от воздействия внешнего электрического поля, помимо различного типа уровней захвата (притягивающих и отталкивающих), необходимо учитывать также роль инжекции через токовыводящие контакты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Медведева З.С. Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. М. «Наука», 1968, -214 с.
2. Абрикосов Н.Х., Банкина В.Ф., Порецкая Л.В. и др. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе. М. «Наука», 1975, -219 с.
3. Смит Р., Полупроводники, М., «Мир», 1991, -560с.
4. Гусейнов А.М., Садыхов Т.И. Получение легированных редкоземельными элементами монокристаллов селенида индия. / В сб.: Электрофизические свойства полупроводников и плазмы газового разряда. Баку. АГУ, 1989, с.42-44
5. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, М., «Мир», 1970, -384с.
6. Шейнкман М.К., Шик А. Я. Физ. и техн. полупроводников, 1976, Т.10, в.2, с.209-232.
7. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М. «Наука», 1963-494с.

ПРИМЕСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $CuIn_5S_8$

В.М. Салманов, А.Г. Гусейнов, Л.Г. Гасанова,
А.З. Магомедов, Р.М. Мамедов, А.Ф. Халилова

Бакинский Государственный Университет

vagif_Salmanov @ yahoo. com

Исследована примесная фотопроводимость нового тройного соединения $CuIn_5S_8$. Сняты спектральные зависимости, определены энергии активации глубоких примесных уровней. По виду спектров фотопроводимости предположено, что фотоактивными являются близко расположенные глубокие уровни, которые сконцентрированы вблизи одного уровня. Полное исчезновение примесной фотопроводимости при длительной выдержке образцов в темноте или же освещении примесным светом, свидетельствует о том, что в монокристаллах $CuIn_5S_8$ имеет место индуцированная примесная фотопроводимость.

Исследования диаграммы состояния $CuInS_2 - In_2S_3$ показали, что при 25 мол % In_2S_3 на линии солидуса наблюдался максимум, свидетельствующий об образовании химического соединения $Cu_3In_5S_9$, плавящегося конгруэнтно при 1085 °С, а при 65 мол % In_2S_3 в системе обнаружено второе конгруэнтно плавящееся (1090 °С) соединение с формулой $CuIn_5S_8$. Соединение $Cu_3In_5S_9$ при 800 °С имеет модификационный переход. Соединение же $CuIn_5S_8$ не имеет полиморфизма [1]. В работе [2] показано, что они обладают высокой фотопроводимостью в широкой спектральной области.

В данной работе рассматривается примесная фотопроводимость монокристалла $CuIn_5S_8$. Сняты спектральные зависимости примесной фотопроводимости, позволяющие определить полный энергетический спектр примесей. Однако, исследование спектральной зависимости примесной фотопроводимости как метод определения энергетического спектра примесей, обладает также некоторыми особенностями, усложняющими его использование. Характер спектральной зависимости примесной фотопроводимости определяется не только энергией ионизации уровня, но и вероятностями оптических переходов между этим уровнем и зоной.

На образцы, вырезанные из монокристаллического слитка выращенного методом Бриджмена и обработанного механической шлифовкой и полировкой, наносились контакты из серебряной пасты и аквадага, которые создают омический контакт с данным материалом.

Фоточувствительность образцов позволила провести измерения на постоянном токе немодулированным светом. Типичные спектры примесной фотопроводимости при 300 К для $CuIn_5S_8$ приведены на рисунке 1 (кривая 1). Длинноволновая граница фотопроводимости в разных образцах расположена при $h\nu = 0,6 \div 0,8$ эВ. Эта величина согласуется с энергией активации примесных уровней, определенной из температурной зависимости электропроводности [3]. Вид спектров фотопроводимости показывает, что фотоактивными являются, по-видимому, близко расположенные глубокие локальные уровни, которые сконцентрированы вблизи одного уровня. Люкс-амперные характеристики всех исследуемых образцов, снятые при 300 К, были линейными. Из этого следует, что глубоколежащие уровни в $CuIn_5S_8$ заполнены частично.

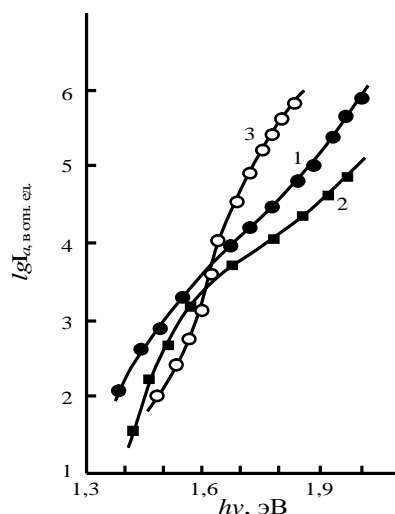


Рис. 1. Спектры примесного фототока CuIn_5S_9 (в отн. ед.): 1 – 300 К; 2 – 86 К (сразу после засветки собственным светом); 3 – 86 К (после трехкратного сканирования спектра при $h\nu < 1,2$ эВ).

Действительно, при подсветке образцов собственным светом вид спектров практически не изменяется, а величина фототока возрастает на 15 – 25 %. При низких температурах спад собственной фотопроводимости становится медленным и измерения фотопроводимости можно проводить только при стационарном освещении и медленном сканировании спектра. Существенного изменения длинноволновой границы фотопроводимости при уменьшении температуры не происходит (рис. 1, кривая 2). Неоднократное сканирование спектра в области $h\nu < 1,2$ эВ, после освещения образца собственным светом, приводит к последовательному уменьшению фототока. Вид спектра при этом практически не изменяется (рис. 1, кривая 3). Длительная выдержка образцов в темноте или же освещение примесным светом приводит к практически полному исчезновению примесной фотопроводимости. Это свидетельствует о том, что в монокристаллах CuIn_5S_8 имеет место индуцированная примесная фотопроводимость. Существование индуцированной фотопроводимости показывает, что в CuIn_5S_8 плотность глубоких уровней велика.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Тагиров, Н.Ф. Гахраманов, А.Г. Гусейнов. Новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$. Баку, 2001, 303 с.
2. А.Н. Huseynov, V.M. Salmanov, L.H. Hasanova, A.Z. Mahammadov, R.M. Mamedov. Electrical and photoelectrical properties of defective semiconductor CuIn_5S_8 . Cambridge Journal of Education and Science, № 2. (14), v. VI, 2015, p. 510-521.
3. В.И. Тагиров, Л.Г. Гасанова, А.З. Магомедов. Электрические свойства нового тройного полупроводникового соединения $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$. Неравновесные процессы в твердотельных и газовых плазмах. Баку, 1983, с. 95-97.

**İŞIQLANMANIN Al-TiW-PtSi/n-Si STRUKTURLARININ
VOLT-AMPER XARAKTERİSTİKALARINA TƏSİRİ**

İ.M. Əfəndiyeva, Ş.Q. Əsgərov, L.K. Abdullayeva,

Ş.M. Qocayeva, T.Z. Quliyeva, M.H. Həsənov

Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri İnstitutu

afandiyeva@mail.ru

Şottki baryer əsaslı Al-TiW-PtSi/n-Si diodlarının elektrik xassələri otaq temperaturunda normal şəraitdə, qaranlıq və müxtəlif 10 mVt/sm^2 , 25 mVt/sm^2 , 40 mVt/sm^2 , 63 mVt/sm^2 , 100 mVt/sm^2 işıq intensivliklərində tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, qaranlıq və müxtəlif işıq intensivliklərində Al-TiW-PtSi/n-Si Şottki diodlarının düzünə istiqamətdə volt-ampere xarakteristikası praktiki olaraq işıqlanma dərəcəsiindən asılı deyil. İntensivliyin əksinə gərginlik oblastında volt-ampere xarakteristikasına təsiri özünü daha qabarıq büruzə verir. Bu işə yüklərin daşınması zamanı tunel prosesinin üstünlüyü ilə izah edilir.

Məlumdur ki, metal-yarımkəçirici kontaktına əsaslanan Şottki diodları (ŞD) elektronika və optoelektronikada geniş tətbiq olunur [1, 2].

Metal silisid-silisiyum kontaktlarında toxunma sərhədi yarımkəçirici altlıq daxilində yerləşdiyinə görə o, ətraf mühitin təsirindən, oksid layın yaranmasından qorunmuş olur. Bu baxımdan metal-silisiyum kontaktında metal silisidinin istifadə olunması cihazın keyfiyyətliliyinə, etibarlılığına təminat verir. [1, 3, 4]

Təqdim olunan işdə Al-TiW-PtSi/n-Si Şottki diodlarının elektrik xassələri otaq temperaturunda qaranlıq və müxtəlif işıq intensivliklərində tədqiq edilmişdir. Bu məqsədlə işıq intensivliyinin volt -ampere xarakteristikasına (VAX) təsiri öyrənilmişdir.

Maqnetron tozlanma üsulu ilə alınmış amorf diffuziya baryerli Al-TiW-PtSi/n-Si strukturlu diod matrisi sahəsi $1 \times 10^{-6} \text{ sm}^2$ - $14 \times 10^{-6} \text{ sm}^2$ çərçivəsində dəyişən 14 dioddan ibarətdir. Yarımkəçirici altlıq kimi 0,7 Om cm xüsusi müqavimətli və (111) oriyentasiyalı n-tip silisiyum seçilmişdir. Adətən, omik kontakt olaraq istifadə olunan alüminiumun kontakta diffuziya etməsinin qarşısını almaq məqsədilə Al və PtSi təbəqələrinin arasında diffuziya baryeri kimi amorf TiW yerləşdirilmişdir..

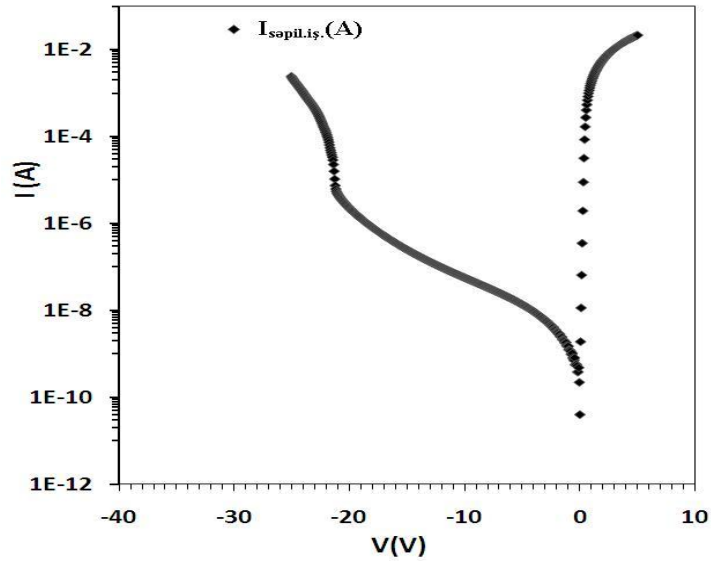
Al-TiW-PtSi/n-Si ŞD-larının düzünə və əksinə volt -ampere ($I-V$) xarakteristikaları (VAX) geniş gərginlik intervalında ($-25 \div 5$) V, otaq temperaturunda normal şəraitdə işıqlanmada (səpilmiş işıq) (Şəkil 1), qaranlıqda və müxtəlif işıq intensivliklərində (10 mVt/sm^2 , 25 mVt/sm^2 , 40 mVt/sm^2 , 63 mVt/sm^2 , 100 mVt/sm^2) (Şəkil 2) tədqiq edilmişdir.

VAX ölçmələri otaq temperaturunda proqram təminatlı Keithley 614 ölçü cihazından istifadə etməklə aparılmışdır [5, 6].

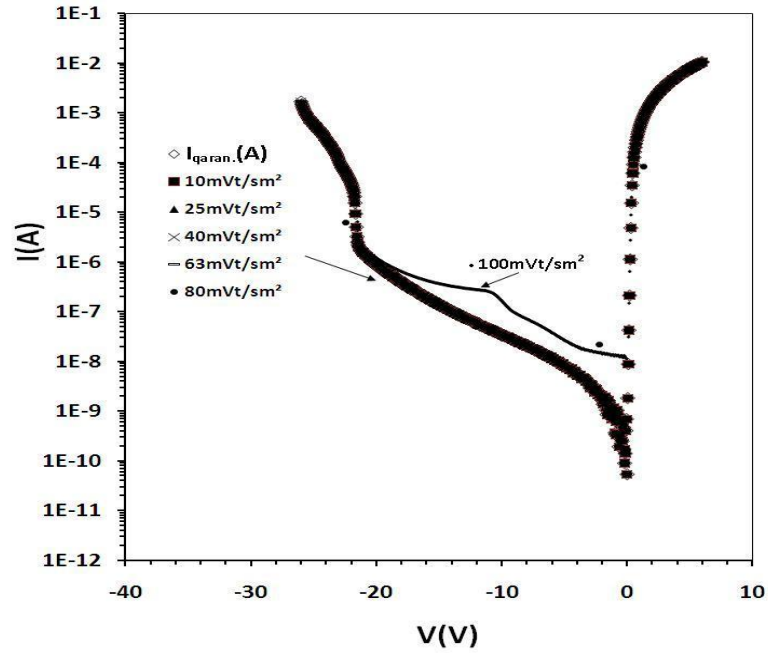
Şəkil 1 və 2 -dən görüldüyü kimi Al-TiW-PtSi/n-Si diodlarının düzünə istiqamətdə VAX ayrılırları demək olar ki, işıqlanma dərəcəsiindən asılı deyil.

Gərginliyin böyük qiymətlərində işıqlanmanın intensivliyi artdıqda, əksinə cərəyan da artır.

Al-TiW-PtSi/n-Si kontaktlarında otaq temperaturunda, qaranlıq və işıqda volt-ampere xarakteristikasının analizi yüklərin daşınma prosesinin müəyyənləşdirməsi baxımından da böyük əhəmiyyət kəsb edir.



Şəkil 1. Sahəsi $8 \times 10^{-6} \text{sm}^2$ olan Al-TiW-PtSi/n-Si diodunun otaq temperaturunda normal şəraitdə işıqlanmada (səpilmiş işıq) düzünə və əksinə volt-ampere xarakteristikaları



Şəkil 2. Sahəsi $8 \times 10^{-6} \text{sm}^2$ olan Al-TiW-PtSi/n-Si diodunun otaq temperaturunda qaranlıqda və müxtəlif işıq intensivliklərində (10 mVt/sm^2 , 25 mVt/sm^2 , 40 mVt/sm^2 , 63 mVt/sm^2 , 100 mVt/sm^2) düzünə və əksinə volt-ampere xarakteristikası.

Termoemissiya nəzəriyyəsinə (TE) görə metal-yarımkeçirici kontaktında baryerdən keçən cərəyan aşağıdakı şəkildə ifadə olunur [1, 3]:

$$I = I_0 \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \left\{ 1 - \exp\left[\frac{-q(V - IR_s)}{nkT}\right] \right\}, \quad (1)$$

burada, q -elektrik yükü, k - Bolsman sabiti, T - Kelvin dərəcələnməsinə görə temperatur, n -ideallıq əmsalı, R_s - ardıcıl müqavimətdir. I_o -doyma cərəyanı

$$I_o = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \quad (2)$$

kimi ifadə olunur. Burada, A -kontakt sahəsi, A^* -Ricardson sabiti olub (111) orientasiyalı Si üçün $264 \text{ A}^{-1}\text{cm}^2\text{K}^2$ bərabərdir [2, 3]. Φ_{Bo} -baryerin hündürlüyüdür. I_o -ın qiyməti $\ln I$ - V əyrisindən ekstrapolyasiya edərək cərəyan oxu ilə kəsişməsindən hesablanır.

$$\Phi_{Bo} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{AA^* T^2}{I_o} \right] \quad (3)$$

Xətti oblastın cərəyan oxu ilə kəsişməsi və maillikdən qaranlıq və yüksək işıqlanmada (100 mVt/sm^2) ideallıq əmsalı n - və doyma cərəyanı I_o hesablanmışdır (qaranlıqda: $n=1,22$, $I_o=2 \times 10^{-10} \text{ A}$, işıqlanmada: $n=1,57$, $I_o=1 \times 10^{-9} \text{ A}$). Potensial baryerin hündürlüyü (3) düsturuna görə uyğun olaraq ($0,71 \text{ eV}$, $0,67 \text{ eV}$) təyin edilmişdir.

Al-TiW-PtSi/n-Si ŞD-larının otaq temperaturunda adi səpilmədə, qaranlıqda və müxtəlif işıq intensivliklərində (10 mVt/sm^2 , 25 mVt/sm^2 , 40 mVt/sm^2 , 63 mVt/sm^2 , 100 mVt/sm^2) VAX-larının tədqiqi və yüklərin daşınma mexanizminin analizi onu deməyə əsas verir ki, düz gərginliklərdə işıqlanmanın intensivliyi cərəyan daşınmasına bir o qədər təsir etmir. Əks gərginlikdə 100 mVt/cm^2 işıqlanmada alınmış I-V asılılıq yüklərin daşınması zamanı tunel prosesinin üstünlüyü ilə əlaqədardır.

ƏDƏBİYYAT

1. S.M.Sze. Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed. Wiley, New York, 1981, p.850
2. Стриха В.И. Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник: Изд. Наукова Думка Киев, 1974, с.264
3. Бузанева Е.В.. Микроструктуры интегральной электроники, Москва: Радио и связь, 1990, с.46-305
4. B. Pellegrini. Solid State Electronics, Vol. 18, No. 5, p.417-426, 1975
5. Afandiyeva I.M., Bulbul M.M., Altındal S., Bengi S. Frequency dependent dielectric properties and electrical conductivity of platinum silicide/Si contact structures with diffusion barrier Microelectronic Engineering, 2012, 93, pp.50–55
6. I.M. Afandiyeva, S. Demirezen, Ş. Altındal., Journal of Alloys and Compounds, Vol.552, p.423–429, 2013

**ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ, ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ
ТОКА И ЭФФЕКТ ПУЛ-ФРЕНКЕЛЯ В КРИСТАЛЛЕ TlFeS_2**

¹Р.М. Сардарлы, ¹А.П. Абдуллаев, ¹Н.А. Алиева,

²Дж.Г. Джаббаров, ²Р.Н.Исмаилова

¹Институт Радиационных Проблем Национальной Академии Наук Азербайджана

²Бакинский Государственный Университет

Рассчитаны значения плотности локализованных состояний N_F , энергии активации E_a , длины прыжков R , разность между энергиями состояний ΔE вблизи уровня Ферми и концентрации глубоких ловушек N_t (в омиической области).

Одномерный (1D) характер структуры кристаллов семейства TlFeS_2 является одной из привлекательных особенностей кристаллов этого семейства. Соединение кристаллизуется в моноклинной пространственной группе $C2/m$ с параметрами ячейки $a=11,64\text{Å}$, $b=5,31\text{Å}$, $c=10,51\text{Å}$ и $\beta=144,6^\circ$. В нестандартных обозначениях параметры решетки записываются как $a=6,83\text{Å}$, $b=10,51\text{Å}$, $c=5,31\text{Å}$ и $\gamma=98,6^\circ$ [1] при этом цепочки представляют собой FeS_4 тетраэдры с общими гранями расположенные вдоль оси «с».

Следует отметить, что существуют также, два политипных модификаций этого состава.

В работе [1] исследованы температурная зависимость проводимости и коэффициент термоэдс в образцах TlFeS_2 , полученных прессовкой кристаллических волокон соединения TlFeS_2 . А также установлено, что проводимость в волокнах соединения TlFeS_2 носит прыжковый характер с переменной длиной прыжке, которая при дальнейшем уменьшении температуры становится безактивационной.

Ниже представлены результаты исследований температурной зависимости электропроводности монокристаллов TlFeS_2 в интервале температур 90 -300К вдоль и поперек цепочек и изучен процесс переноса заряда в постоянном электрическом поле при низких температурах.

При синтезе соединения TlFeS_2 нами использован метод прямого синтеза, т.е. использован однотемпературный метод из элементов чистотой 99,999%. Образцы для измерения электропроводности имели форму параллелепипеда размерами 5x2x1 мм. В качестве контактов использовали серебряную пасту, омичность контактов контролировалась перед каждым измерением. Напряженность постоянного электрического поля, приложенного к образцам составляла 2×10^3 В/см.

Кварцевые ампулы, использованные для синтеза, отжига и выращивания монокристаллов предварительно очищались. В очищенные ампулы загружали взвешенные на аналитических весах компоненты. Загруженную ампулу соединяли с отводным шлангом вакуумной системы до достижения давления $1,33 \times 10^{-2}$ Па.

В процессе синтеза, начиная с 673 – 723К наблюдалась бурная реакция компонентов. Вращающуюся вокруг с веществом ось ампулы со скоростью 1,5 - 3,0 см/час (в течение 7 – 8 часов) постепенно вводили в более горячую зону печи и после выдержки при температуре 750°C около 1 – 2 часов, затем 5 –6 часов медленно охлаждали до комнатной температуры. Синтезированные таким образом образцы TlFeS_2 оказались однофазными и достаточно мягкими, имели черный цвет.

Электропроводность измерялась, как вдоль оси «с» монокристаллов TlFeS₂ (рис. 1. $\sigma_{//}$, кр.1), так и поперек ей (рис. 1. σ_{\perp} , кр.2).

Из рис. 1 следует, что проводимость кристалла TlFeS₂ перпендикулярно оси «с» (σ_{\perp} , кр.1.) наблюдаются три области: 1) проводимость выше 260К линейно зависит от температуры. Энергия активации измеренная по наклону кривой составляет E=0,2 эВ. Предполагая, что эта часть температурной зависимости $\sigma_{\perp}(T)$ сформирована переходами носителей заряда из локализованных состояний в зону проводимости, то проводимость можно представить в виде $\sigma = \exp(-E/kT)$; 2) с уменьшением температуры в интервале 238–263К, активационная энергия постепенно уменьшается что свидетельствует о том, что при T<260К перенос заряда поперек оси «с» в монокристаллах TlFeS₂ происходит посредством прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий (ΔE) вблизи уровня Ферми [2].

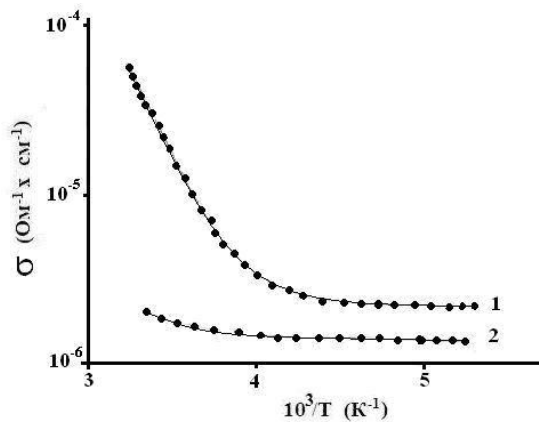


Рис.1. Температурная зависимость электропроводности монокристалла TlFeS₂ вдоль ($\sigma_{//c}$) (кривая 1) и поперек ($\sigma_{\perp c}$) (кривая 2) оси «с».

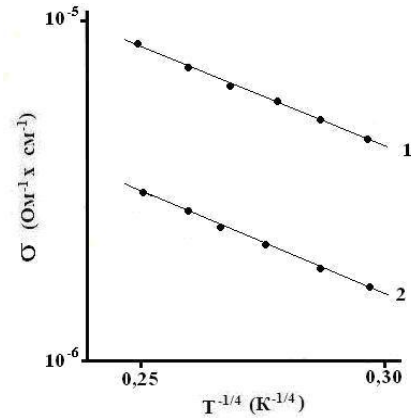


Рис.2. Низкотемпературная проводимость монокристалла TlFeS₂ поперек ($\sigma_{\perp c}$, кривая 1), оси с и вдоль оси «с» ($\sigma_{//c}$, кривая 2).

На рис. 2 в координатах Мотта представлена зависимость $\lg \sigma$ от $(T)^{-1/4}$. Согласно модели, предложенной Моттом, электропроводность в низко температурной области непосредственно подчиняется соотношению (1):

Наклон прямой $\sigma_{\perp}(T^{-1/4})$ на рис. 2 составляет $T_0=4,6 \cdot 10^6$ К. Имея в виду, что для бинарных сульфидов элементов IV группы радиус локализации равен, $a=14\text{Å}$.

В данном случае электропроводность описывается известным соотношением Мотта [2Error! Reference source not found.]:

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

Здесь N_F -плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми, a –радиус локализации, k – постоянная Больцмана, β – число, зависящее от размерности задачи.

По соотношению (1) рассчитана плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми: $N_F=1,48 \cdot 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$; 3) В области температур 200–238К проводимость становится постоянной, независимой от температуры. Этот экспериментальный факт свидетельствует о наличии безактивационной прыжковой проводимости (т.е. энергия активации становится равной нулю) поперек оси «с» $\sigma_{\perp}(T)$ монокристаллов TlFeS₂.

В температурном интервале 238 – 293К на рис. 1 и 2 кривая 2 соответствуют температурной зависимости проводимости монокристаллов TlFeS_2 вдоль оси «с» - $\sigma_{\parallel}(\text{T})$. Наклон кривой 2 на рис. 3 составляет $T_0=4,6 \cdot 10^6$. Вблизи уровня Ферми рассчитана плотность локализованных состояний со значением равным: $N_F=1,48 \cdot 10^{19} \text{ эВ}^{-3}$. Из рассчитанных значений плотностей локализованных состояний следует, что N_F , как поперек - σ_{\perp} , так и вдоль - σ_{\parallel} оси с, монокристаллов TlFeS_2 практически совпадают. Этот факт можно объяснить тем, что, в монокристаллах TlFeS_2 дефекты распределены примерно одинаково как вдоль (//) так и поперек (\perp) оси «с».

Достаточно высокие значение N_F свидетельствуют о том, что исследуемые нами монокристаллы TlFeS_2 по своей энергетической структуре близки к аморфным полупроводникам. Ибо для аморфного состояния характерно наличие сильно деформированных и даже разорванных химических связей, склонных к проявлению акцепторных свойств.

Таким образом, на основе изученной зависимости электропроводности $\sigma(\text{T})$ в монокристаллах TlFeS_2 вдоль оси «с» $\sigma_{\parallel}(\text{T})$ и поперек $\sigma_{\perp}(\text{T})$ установлено, что в области 200 – 238К имеет место безактивационная проводимость; в области 238 – 260К – прыжковая проводимость; в области 260 – 293К активационная проводимость.

Вольтамперные характеристики и эффект Пула-Френкеля в кристалле TlFeS_2

Как известно, теория экспоненциального роста электропроводности впервые выдвинута Френкелем [3]

По наклону прямых, на рис. 3, согласно выражению (2) и (3) с теорией эффекта Пула-Френкеля [3] были определены значения β при различных температурах, которые заключены в пределах $0,14 \div 0,4 \text{ (см/В)}^{1/2}$.

$$\sigma = \sigma_0 \exp(\beta \sqrt{E}) \quad (2)$$

где β - коэффициент Френкеля, который зависит от природы материала и температуры:

$$\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT \sqrt{\pi \epsilon \epsilon_0}} \quad (3)$$

Здесь k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, e – заряд электрона, ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника, относящаяся к электронной части поляризации, т.е. $\epsilon = n^2$ (n - коэффициент преломления света)

Для кристалла TlFeS_2 диэлектрическая проницаемость получено - $\epsilon=7$. Температурная зависимость β , определенная из зависимости $\sigma(E^{1/2})$ при различных температурах приведена на рис. 5.

$$N_t \approx \frac{1}{(2x_m)^3} = (\pi \epsilon \epsilon_0 E_{кр} e^{-1})^{3/2} \quad (4)$$

Из выражения (4) располагая значениями минимального электрического поля E_c , при котором начинается нелинейная зависимость σ от E , мы оценили концентрацию ионизованных центров N_t для кристалла TlFeS_2 , которая равнялась $N_t = 1,8 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

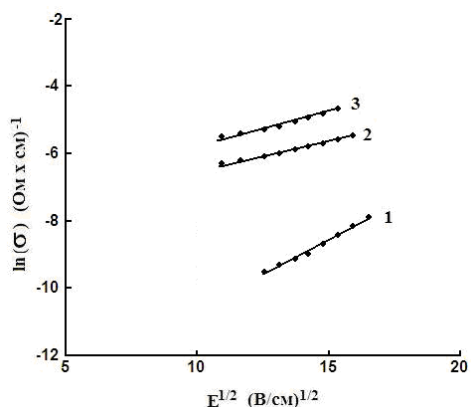


Рис. 3. Зависимость электропроводности кристаллов TiFeS_2 от напряженности электрического поля E при температурах, 1-90, 2-200 и 3-300 К, параллельно оси «с»

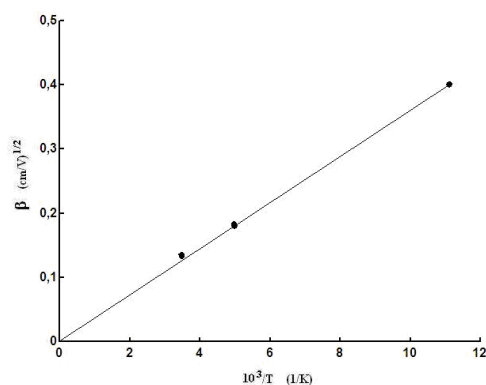


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициент Френкеля β . (Для кристаллов TiFeS_2)

На рис. 6 представлены вольтамперные характеристики кристаллов TiFeS_2 при различных температурах эксперимента, параллельно по оси «с».

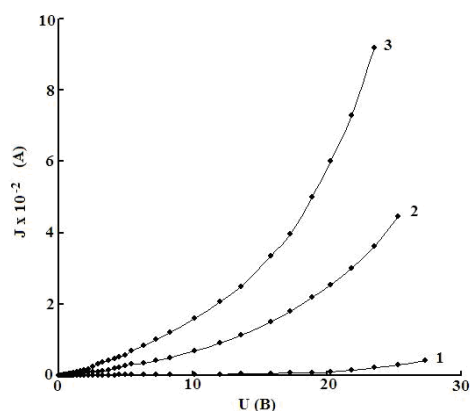


Рис. 5. ВАХ кристалла TiFeS_2 параллельной направлению оси «с» при температурах, 1-90, 2-200, 3-300К

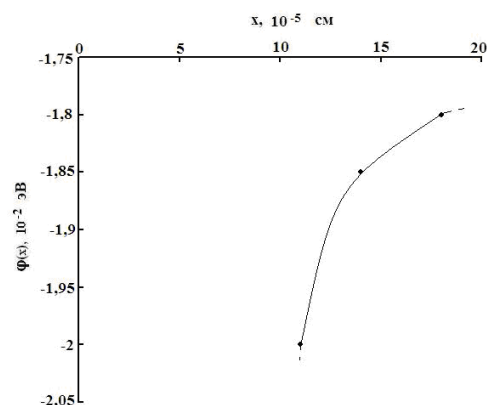


Рис. 6 Форма потенциальной ямы, связанной с электронной ловушкой в TiFeS_2 . Вдоль оси «с».

При изменении электрического поля от $7,5 \cdot 10^{-3}$ до $2,7 \cdot 10^2$ В/см ток, проходящий через структуры, увеличивается от $4 \cdot 10^{-7}$ до $9 \cdot 10^{-2}$ А. С понижением температуры ВАХ смещаются в сторону высоких напряжений.

На ВАХ выявляются два участка: омический ($J \propto U$) и область более резкого роста напряжения ($J \propto U^n$, $n > 1$). Линейный участок с ростом температуры расширяется, а напряжение перехода увеличивается. С ростом напряжения квадратичная область зависимости ($J \propto U$) перемещается к большим значениям, а с ростом температуры пороговое напряжение, с которого начинается квадратичная область, перемещается в сторону низких значений напряжений и n уменьшается. Это показывает, что резкое возрастание тока обусловлено в основном ионизацией локальных уровней в поле. В сильном электрическом поле, когда перепад потенциальной энергии электрона $eER(T)$ на длине характерного прыжка $R(T)$ сравнивается с шириной полосы энергий вокруг уровня Ферми $\Delta\varepsilon(T)$, в которой происходят прыжки, электрон может двигаться в направлении

поля, испуская фононы при каждом перескоке. Согласно Мотту [2], ток в этом случае не зависит от температуры и растет с увеличением поля по формуле

$$I(E) \sim \exp\{-(E_0/E)^{1/2}\} \quad (5)$$

На рис. 4 для области резкого роста тока представлены зависимости электропроводности от электрического поля при температурах 90К, 200 и 300К в координатах $\ln \sigma \sim \sqrt{E}$.

Из наклона прямых, на рис. 4, были определены значения β при различных температурах. Они заключены в пределах $0,14 \div 0,4$ (см/В)^{1/2}. Температурная зависимость β , определенная из зависимости σ ($E^{1/2}$) при различных температурах, приведена на рис. 5.

Из рисунка 5 видно что, с уменьшением температуры, наблюдается рост β . А это хорошо согласуется с зависимостью $\beta \sim 10^3/T$. Температурное изменение β согласуется с теорией Френкеля и экстраполяция прямой $\beta \sim 10^3/T$, согласно формуле (3), приводит к началу координат. В работе [4] показано что, минимальное значение электрического поля, соответствующего нелинейной зависимости $\sigma \sim f(E)$, содержит информацию о концентрации дефектов, ответственных за термополевую ионизацию и проводимость кристалла TlFeS₂.

Согласно выражению (4) располагая значениями минимального электрического поля E_c , при котором начинается нелинейная зависимость σ от E , мы оценили концентрацию ионизованных центров N_f для кристалла TlFeS₂, которая оказалась равной $N_f = 1,8 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Важное значение имеет определение формы потенциальной ямы. Функция $\varphi(x)$ - потенциальная энергия, зависящая от расстояния до примесного центра или же ловушки (x – расстояние вдоль направления приложенного поля), изменяется под действием электрического поля.

С использованием экспериментальных данных при помощи (6) и (7) определена форма потенциальной ямы в TlFeS₂, которая изображена на рис. 7. При этом длина свободного пробега носителей тока определяется формулой (8) [5]:

$$\varphi(x) = -\frac{kT\beta}{2}\sqrt{E} = eEx \quad (6)$$

$$x = \frac{kT\beta}{2e\sqrt{E}} \quad (7)$$

$$\lambda = \frac{1}{e} f(E_c) = \frac{kT\beta}{2e\sqrt{E}} \quad (8)$$

Длина свободного пробега электрона в монокристаллах TlFeS₂, вычисленная согласно формуле (8) на основе экспериментальных данных, равна вдоль оси «с» $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ($x_m = 1,9 \cdot 10^{-4} \text{ см}$).

Из вольтамперных характеристик (рис. 6), согласно [5] (омическая область), можно определить подвижность носителей в кристалле TlFeS₂.

$$\mu = \frac{H^3 I}{\theta \varepsilon \varepsilon_0 U_{kr}^2} \quad (9)$$

Здесь H -толщина образца, I -ток соответствующий критическому напряжению, U_{kr} – критическое напряжение, $\theta=1$ коэффициент для вакуума, ε -диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon_0 \approx 8,85 \times 10^{-12}$ F/m, $H=0,65$ см, $I=4,5 \times 10^{-4}$ А, $U_{kr}=0,8$ V, $\theta=1$, $\varepsilon=200$; Отсюда согласно формуле (9) можно определит подвижность носителей кристаллов TlFeS_2 . ($\mu=25 \times 10^5$ см/(В x с)). Таким образом, нами рассчитаны значения плотности локализованных состояний N_F , энергии активации E_a , длины прыжков R , разность между энергиями состояний ΔE вблизи уровня Ферми и концентрации глубоких ловушек N_t (в омической области). На основе исследований зависимости $\sigma \sim (E^{1/2})$ установлено, что ток в нелинейной области (с учетом термополевого эффекта Пула-Френкеля) обусловлен слабым полевым эффектом как при измерениях параллельном, так и перпендикулярном, кристаллографической оси кристалла TlFeS_2 . Рассчитаны значения концентрации ионизованных центров N_i , длины свободного пробега λ , значения коэффициент Френкеля β , электрическая подвижность носителей μ и определена форма потенциальной ямы в кристаллах TlFeS_2 .

Данная работа выполнена при финансовой поддержке фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики-Грант № EIF-2013-9 (15)-46/03/1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мустафаева С.Н., Керимова Э.М., Джаббарлы А.М. Перенос заряда в TlFeS_2 и TlFeSe_2 // ФТТ, 2000, т. 42, в. 12, с. 2131-2135
2. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников: М: Наука, 1979, 416 с.
4. Френкель Я.И. Сбор. Избр. Тр.: Наука: 1975, т. 2, 217 с.
5. Ламперт М.А. Инжекционные токи в твердых телах: М.: Мир, 1973, 385 с.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

$(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$)

¹О.А. Самедов, ¹А.П. Абдуллаев, ²Г.М. Сардарлы,

¹Н.А. Алиева, ¹Ф.Т. Салманов, ²Д.Г.Джаббаров

¹Институт Радиационных Проблем Национальной Академии Наук Азербайджана

²Бакинский Государственный Университет

В диапазоне частот 25–10⁶ Гц при температуре 300 К исследованы твердые растворы $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$). Проанализированы частотные зависимости действительной (ε') и комплексной части диэлектрической проницаемости (ε''). Построены зависимости $\varepsilon''(\varepsilon')$ получены дифрактограммы исследуемых твердых растворов, получены изображения микроструктуры исследуемых твердых растворов методом атомно-силовой микроскопии.

Кристаллы семейства $A^3B^3C^6$ и твердые растворы на их основе, привлекают внимание исследователей в связи с предельно анизотропной кристаллической структурой, неустойчивостью кристаллической решетки к внешним воздействиям, эти кристаллы являются также перспективными объектами при изготовлении фотоэлектрических преобразователей, тензорезисторов, детекторов рентгеновского и нейтронного излучений [1-8].

Возрастающие требования к современным устройствам твердотельной электроники делают необходимыми получение и исследование материалов, обладающими мета - свойствами, такими как квантовый эффект Холла, гигантское магнетосопротивление, гигантская диэлектрическая релаксация, гигантские величины пьезомодулей, гигантская диэлектрическая проницаемость и гигантская проводимость в переменных электрических полях, возможность управлять свойствами материалов, изменяя частоту поля. При этом принципиальными становятся возможности использования процессов релаксационной поляризации, связанных с различными видами неупорядоченностей (трансляционной, композиционной, позиционной, топологической, нано-пористые материалы и др.) и гетерогенностью по свойствам компонентов или фаз. Неупорядоченные материалы - самые широко распространенные в природе системы и, как правило, это полярные системы, обладающие постоянным дипольным моментом. Это, в свою очередь, требует получения информации о процессах релаксационной поляризации, за счет которых, в основном, и возникают описанные физические свойства материалов.

Исследования процессов релаксационной поляризации, в условиях высокой электропроводимости и при отсутствии полной информации об ее поведении во всем частотном диапазоне в кристаллах в которых наблюдаются особенности связанные с низкой размерностью системы, делают такие работы актуальными. Прикладной интерес обусловлен тем, что релаксационная поляризация может быть использована для создания различных устройств с перестраиваемой емкостью и электропроводимостью, для увеличения чувствительности твердотельных элементов к внешним воздействиям, управления характеристиками твердотельных элементов изменением частоты электрического воздействия.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию электрофизических характеристик монокристаллов твердых растворов $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$), методом измерения диэлектрической релаксации в переменном электрическом поле.

Образцы из монокристаллов твердых растворов $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$) для измерений были изготовлены в виде плоских конденсаторов. В качестве обкладок была использована серебряная паста. Емкость образцов и тангенс угла диэлектрических потерь определялись с использованием измерителя иммитанса E7-25.

Для оценки качества и получения информации о структурных особенностях поверхности образцов твердого раствора изучалась ее морфология на атомно-силовом микроскопе (АСМ). Электронно-микроскопические изображения получали на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) марки Solver Next в полуконтактном режиме в атмосферных условиях при комнатной температуре. Полученное изображение (рис.1) характеризовалось квазипериодическим волновым рельефом с разбросом высот и латеральных размеров образований по основанию.

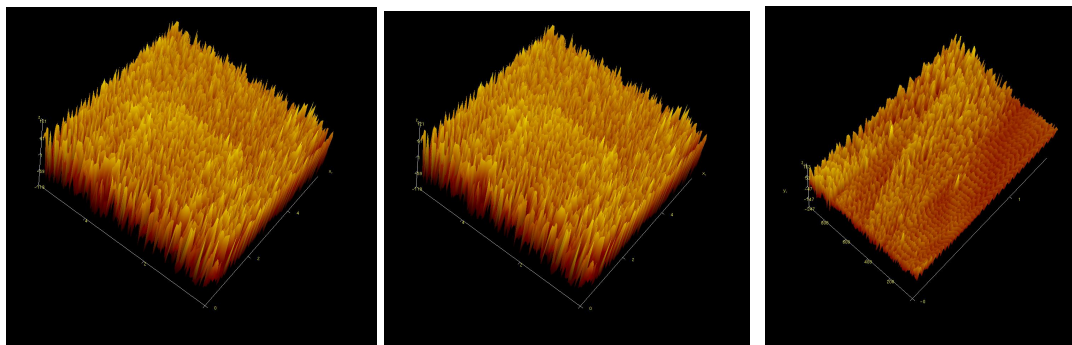


Рис.1. АСМ – изображение в 3D масштабе поверхности кристаллов твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2$).

Рентгендифрактометрические исследования полученных твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2$) проводились на дифрактометре D8-ADVANCE BRUKER в режиме $0,5^\circ < 2\theta < 80^\circ$ излучение $\text{CuK}\alpha$.

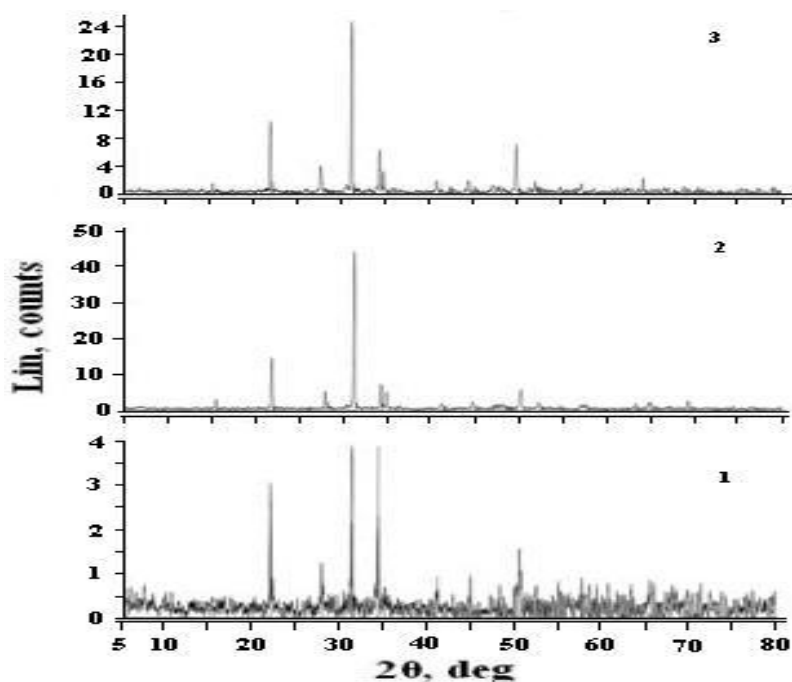


Рис.2. Дифрактограмма порошковых образцов твердого раствора составов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ (1- $x=0$; 2- $x=0,1$; 3- $x=0,2$) при комнатной температуре.

Более полная информация о характере релаксации получается из анализа диаграмм $\varepsilon''(\varepsilon')$. Если на диаграмме наблюдаются дуги полуокружностей, то это указывает на наличие двух релаксационных процессов в различных областях частотного спектра. Если на диаграмме наблюдается прямая линия, расположенная под углом к оси абсцисс, то это свидетельствует о сильном вкладе проводимости на постоянном токе в процессы релаксации, проходящие в соединении. В случае обнаружения дуг полуокружностей можно определить времена релаксации исследуемых соединений как величины, обратные частотам, на которых наблюдается максимум на диаграмме $\varepsilon''(\varepsilon')$. Критическая частота, при которой происходит смена преобладающего в низкочастотном диапазоне

релаксационного процесса другим (высокочастотным), соответствует точке, в которой одна дуга полуокружности переходит в другую.

Как видно из полученных частотных зависимостей действительной части комплексной диэлектрической проницаемости (рис. 3), для всех образцов твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ с уменьшением частоты измеряемого поля ~ 200 Гц до 25 Гц, наблюдается рост величины ϵ' . В диапазоне частот меньших $\sim 10^3$ действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости, как для крайних составляющих раствора, так и в твердых растворах наблюдается слабая зависимость от частоты измеряемого поля.

Как видно из рис. 4, для всех составов твердых растворов на частотных зависимостях комплексной диэлектрической проницаемости отсутствуют особенности, т. е., во всем измеряемом частотном диапазоне, диэлектрических потерь не наблюдается.

Диэлектрические потери состава с $x = 0,2$, то есть, с максимальным значением замещающих атомов, граничащей с областью растворимости, на минимальной частоте измеряемого поля. С увеличением частоты измеряемого поля до 10^3 Гц величина диэлектрических потерь уменьшается до значения $\epsilon'' = 100$. С увеличением частоты измеряемого поля, для всех составов твердого раствора, измеряемая величина диэлектрических потерь практически не меняется.

Построенные на основе расчетов зависимости $\epsilon'(f)$, $\epsilon''(f)$, $\epsilon''(\epsilon')$, рис.3-5 представляют собой степенные функции частоты, поэтому анализ данных параметров проводился исходя из положений теории Джоншера [9] о низкочастотной дисперсии, согласно которой отсутствие максимума на кривой зависимости $\epsilon''(f)$ может интерпретироваться двояко.

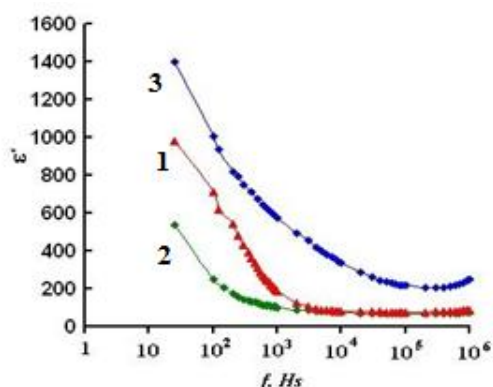


Рис. 3. Частотная зависимость ϵ' для твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$, при $x=0; 0,1; 0,2$ (a)

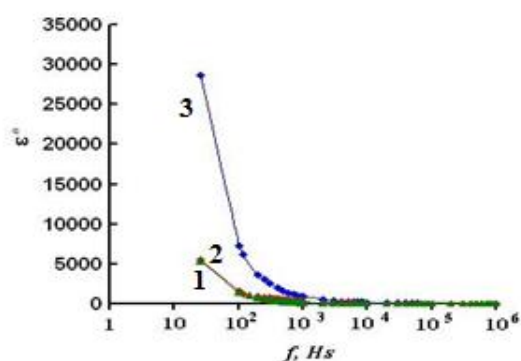


Рис. 4. Частотная зависимость ϵ'' для твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2$)

1. В системе сосуществуют два независимых параллельных процесса, один из которых преобладает на высоких частотах благодаря обычному диэлектрическому отклику материала, в то время как другой, сильно диспергирующий, доминирует на низких частотах.

2. В процессы релаксации в системе вносит существенный вклад проводимость на постоянном токе.

Анализа зависимостей $\epsilon''(\epsilon')$ (рис. 5) показал, что у всех составов имеется существенный вклад проводимости на постоянном токе в процессы релаксации во всем исследуемом частотном диапазоне.

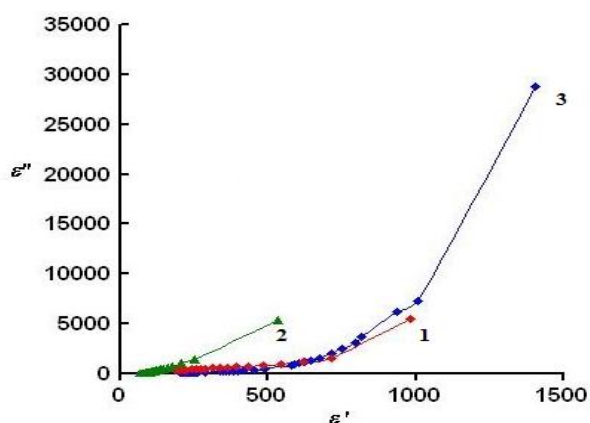


Рис. 5. Диаграммы Коул-Коула $\varepsilon''(\varepsilon')$ для твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($1-x=0$; $2-x=0,1$; $3-x=0,2$)

Данная работа выполнена при финансовой поддержке фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики-Грант № EIF-2013-9 (15)-46/03/1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Ф.Т. Салманов, Г.Р. Сафарова. Особенности проводимости γ -облученных кристаллов TlGaTe_2 с наночечной структурой. ФТП, **44**, 610 (2010).
2. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева. Суперионная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах TlInSe_2 и TlInTe_2 . ФТП, **45**, 1441 (2011).
3. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Э.М. Годжаев, Ф.Т. Салманов. Суперионная проводимость в кристаллах TlGaTe_2 ФТП, **45**, 1009 (2011).
4. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов. Гигантская диэлектрическая релаксация в кристаллах TlGaTe_2 . ФТТ, **53**, в. 8, 1488 (2011).
5. Rauf Sardarly, Oktay Samedov, Adil Abdullayev, Famin Salmanov, Andzej Urbanovic, Frederic Garet, and Jean-Louis Coutaz Superionic Conductivity in One-Dimensional Nanofibrous TlGaTe_2 Crystals. Jpn. J. Appl. Phys. **50** (2011) 05FC09.
6. 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.ФТП, 2013, том **47**,вып.5,стр.696-701.
7. Rauf Sardarly, Oktay Samedov, Nurana Aliyeva, Rayiha Aqayeva, Turana Musazade, Arzu Sardarli International Journal of Theoretical and Applied Nanotechnology Volume 1, Issue 1, Year 2012, pp.20-28.
8. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, Н.А. Алиева, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, И.С. Гасанов, Ю.Г. Нуруллаев, Ф.Т. Салманов TRANSACTIONS of Azerbaijan National Academy of Sciences (physics and astronomy) 2013, v. XXXIII, №2, pp.57-65.
9. А.К. Jonscher Universal relaxation law. London (1996). 415 p.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ

РАСТВОРОВ $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$

¹Р.М. Сардарлы, ¹А.П. Абдуллаев, ¹Н.А. Алиева, ¹Ф.Т. Салманов,
²Дж.Г. Джаббаров, ²Р.Н.Исмаилова, ¹А.А. Оруджева, ¹М.Ю. Юсифов

¹НАН Азербайджана, Институт Радиационных Проблем

²Бакинский Государственный Университет

В диапазоне частот 25–10⁶ Гц при температуре 300 К исследованы твердые растворы $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$). Проанализированы частотные зависимости действительной (ϵ') и комплексной части диэлектрической проницаемости (ϵ''), импеданса (Z') и (Z''). Построены зависимости $\epsilon''(\epsilon')$ и $Z''(Z')$, получены дифрактограммы исследуемых твердых растворов, получены изображения микроструктуры исследуемых твердых растворов методом атомно-силовой микроскопии. Исследованы особенности поведения импедансных спектров твердых растворов.

Введение

Кристаллы семейства $\text{A}^3\text{B}^3\text{C}^6$ и твердые растворы на их основе, привлекают внимание исследователей в связи с предельно анизотропной кристаллической структурой, неустойчивостью кристаллической решетки к внешним воздействиям, эти кристаллы являются также перспективными объектами при изготовлении фотоэлектрических преобразователей, тензорезисторов, детекторов рентгеновского и нейтронного излучений [1-8].

Исследования процессов релаксационной поляризации, в условиях высокой электропроводимости и при отсутствии полной информации об ее поведении во всем частотном диапазоне в кристаллах в которых наблюдаются особенности связанные с низкой размерностью системы, делают такие работы актуальными. Прикладной интерес обусловлен тем, что релаксационная поляризация может быть использована для создания различных устройств с перестраиваемой емкостью и электропроводимостью, для увеличения чувствительности твердотельных элементов к внешним воздействиям, управления характеристиками твердотельных элементов изменением частоты электрического воздействия.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию электрофизических характеристик монокристаллов твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$, методом измерения полной комплексной проводимости и диэлектрической релаксации в переменном электрическом поле.

Эксперимент

$(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ получен нами методом двухтемпературного синтеза из особо чистых химических элементов: Tl - 99.999%, In - 99.9999%, Se - 99.99%, Ga - 99.999%, Te - 99.99%. Синтез проводился в вакуумированных до 10^{-3} Па кварцевых ампулах путем непосредственного сплавления компонентов, взятых в стехиометрическом количестве, соответствующем составу твердого раствора. Завершенность синтеза и гомогенность полученного состава, а также его индивидуальность контролировали методами дифференциально-термического и рентгенофазового анализов (ДТА и РФА). Полученные слитки измельчали в порошок и загружали в кварцевую ампулу. После этого ампулу эвакуировали, запаивали и размещали в вертикальную двухзонную печь с независимым

управлением температурой зон установки для выращивания монокристаллов методом Бриджмена. В установке ампула двигалась через зону градиента температур со скоростью 0.15 mm/h. Гомогенизацию полученных составов твердых растворов проводили в нижней зоне печи путем охлаждения до 700К, а затем выключенную печь охлаждали до комнатной температуры.

Частотные зависимости модуля импеданса $|Z|$ и угла сдвига фазы φ между током и напряжением с пошаговым изменением частоты в интервале $f = 25-10^6$ Hz при амплитуде измерительного напряжения 1V. Затем рассчитывались спектры действительной $Z'(f) = |Z| \cos \varphi$ и мнимой $Z''(f) = |Z| \sin \varphi$ компонент импеданса.

Для оценки качества и получения информации о структурных особенностях поверхности образцов твердого раствора изучалась ее морфология на атомно-силовом микроскопе (АСМ) Электронно-микроскопические изображения получали на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) марки Solver Next в полуконтактном режиме в атмосферных условиях при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Более полная информация о характере релаксации получается из анализа диаграмм $\varepsilon''(\varepsilon')$. Если на диаграмме наблюдаются дуги полуокружностей, то это указывает на наличие двух релаксационных процессов в различных областях частотного спектра. Если на диаграмме наблюдается прямая линия, расположенная под углом к оси абсцисс, то это свидетельствует о сильном вкладе проводимости на постоянном токе в процессы релаксации, проходящие в соединении. В случае обнаружения дуг полуокружностей можно определить времена релаксации исследуемых соединений как величины, обратные частотам, на которых наблюдается максимум на диаграмме $\varepsilon''(\varepsilon')$. Критическая частота, при которой происходит смена преобладающего в низкочастотном диапазоне релаксационного процесса другим (высокочастотным), соответствует точке, в которой одна дуга полуокружности переходит в другую.

Как видно из полученных частотных зависимостей действительной части комплексной диэлектрической проницаемости (рис. 3), для всех образцов твердых растворов $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ с уменьшением частоты измеряемого поля ~ 200 Гц до 25 Гц, наблюдается рост величины ε' . В диапазоне частот меньших $\sim 10^3$ действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости, как для крайних составляющих раствора, так и в твердых растворах наблюдается слабая зависимость от частоты измеряемого поля.

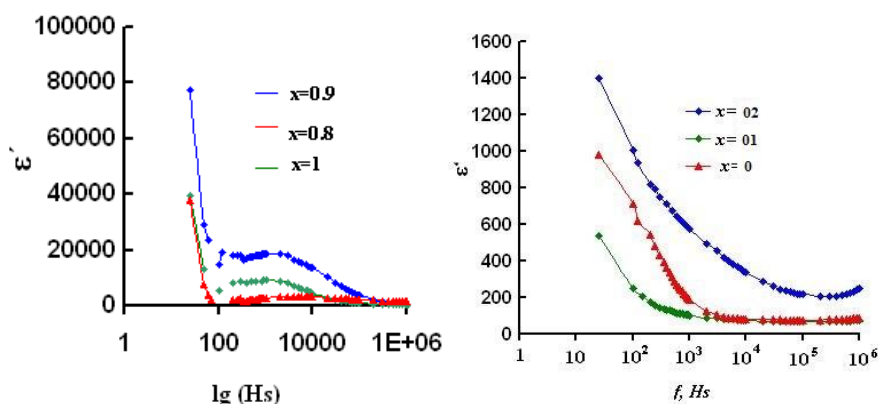


Рис. 1. Частотная зависимость ε' для твердых растворов $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$, при $x=0; 0,1; 0,2$ (а) и при $x=1,0; 0,9; 0,8$ (б).

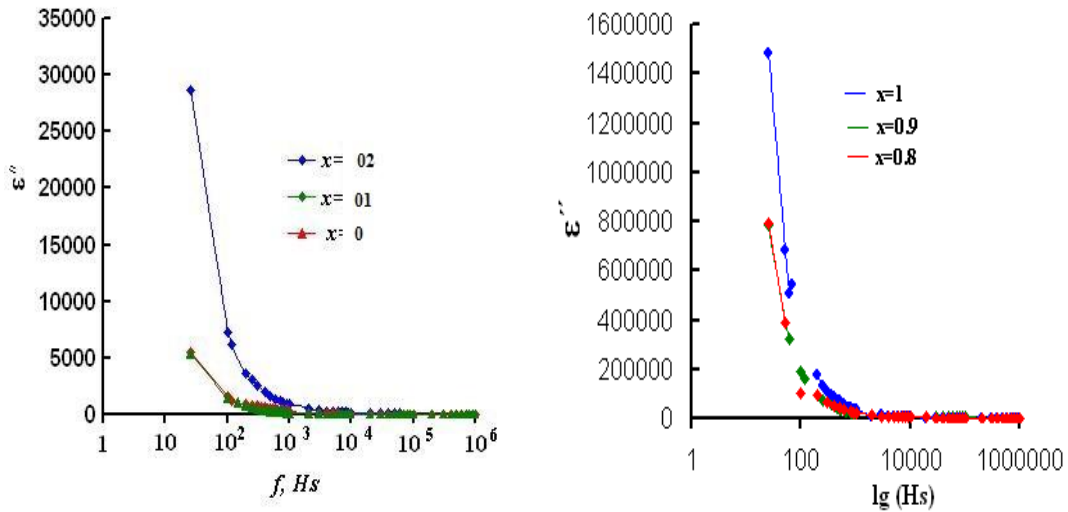


Рис. 2. Частотная зависимость ϵ'' для твердых растворов $(TiGaSe_2)_{1-x}(TlInS_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2$) (a), ($x=1,0; 0,9; 0,8$) (b).

Как видно из рис. 2, для всех составов твердых растворов на частотных зависимостях комплексной диэлектрической проницаемости отсутствуют особенности, т. е., во всем измеряемом частотном диапазоне, диэлектрических потерь не наблюдается.

Диэлектрические потери состава с $x=0,2$, то есть, с максимальным значением замещающих атомов, граничащей с областью растворимости, на минимальной частоте измеряемого поля составляет ϵ'' . С увеличением частоты измеряемого поля до 10^3 Hz величина диэлектрических потерь уменьшается до значения $\epsilon''=100$. С увеличением частоты измеряемого поля, для всех составов твердого раствора, измеряемая величина диэлектрических потерь практически не меняется.

Построенные на основе расчетов зависимости $\epsilon'(f)$, $\epsilon''(f)$, $\epsilon''(\epsilon')$, рис.1-3 представляют собой степенные функции частоты, поэтому анализ данных параметров проводился исходя из положений теории Джоншера [9] о низкочастотной дисперсии, согласно которой отсутствие максимума на кривой зависимости $\epsilon''(f)$ может интерпретироваться двояко.

1. В системе сосуществуют два независимых параллельных процесса, один из которых преобладает на высоких частотах благодаря обычному диэлектрическому отклику материала, в то время как другой, сильно диспергирующий, доминирует на низких частотах.

2. В процессы релаксации в системе вносит существенный вклад проводимость на постоянном токе.

Анализа зависимостей $\epsilon''(\epsilon')$ (рис.3) показал, что у всех составов имеется существенный вклад проводимости на постоянном токе в процессы релаксации во всем исследуемом частотном диапазоне.

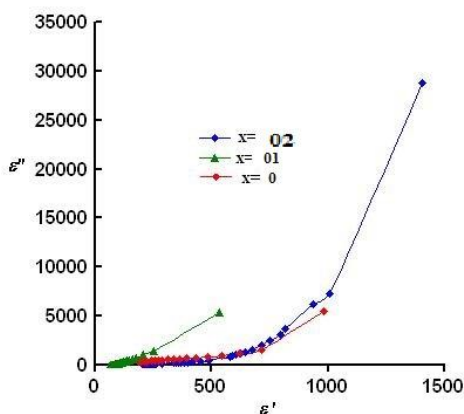


Рис. 3. Диаграммы Коул-Коула $\varepsilon''(\varepsilon')$ для твердых растворов $(\text{TiGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2$)

Заклучение

Из представленных результатов следует, что релаксационные свойства и импеданс твердых растворов на основе таллиевых халькогенидов с одновременным замещением катионов и анионов с образованием твердых растворов слабо зависит от состава твердого раствора замещения $(\text{TiGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$.

Данная работа выполнена при финансовый поддержке фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики-Грант № EIF-2013-9 (15)-46/03/1.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Ф.Т. Салманов, Г.Р. Сафарова. Особенности проводимости γ -облученных кристаллов TiGaTe_2 с наночечечной структурой. ФТП, **44**, 610 (2010).
- 2 Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева. Суперинионная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах TlInSe_2 и TlInTe_2 . ФТП, **45**, 1441 (2011).
- 3 Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Э.М. Годжаев, Ф.Т. Салманов. Суперинионная проводимость в кристаллах TiGaTe_2 ФТП, **45**, 1009 (2011).
- 4 Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов. Гигантская диэлектрическая релаксация в кристаллах TiGaTe_2 . ФТТ, **53**, в. 8, 1488 (2011).
- 5 Rauf Sardarly, Oktay Samedov, Adil Abdullayev, Famin Salmanov, Andzej Urbanovic, Frederic Garet, and Jean-Louis Coutaz Superionic Conductivity in One-Dimensional Nanofibrous TiGaTe_2 Crystals. Jpn. J. Appl. Phys. **50** (2011) 05FC09.
- 6 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 TiGaTe_2 облученных γ – квантами. ФТП, 2013, том **47**, вып. 5, стр.696-701.

- 7 Rauf Sardarly, Oktay Samedov, Nurana Aliyeva, Rayiha Aqayeva, Turana Musazade, Arzu Sardarli International Journal of Theoretical and Applied Nanotechnology Volume 1, Issue 1, Year 2012, pp.20-28.
- 8 P.M. Сардарлы, О.А. Самедов, Н.А. Алиева, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, И.С. Гасанов, Ю.Г. Нуруллаев, Ф.Т. Салманов TRANSACTIONS of Azerbaijan National Academy of Sciences (physics and astronomy) 2013, v. XXXIII, №2, pp.57-65.
9. A.K. Jonscher Universal relaxation law. London (1996). 415 p.
10. P.M. Сардарлы, О.А. Самедов, Н.А. Алиева, Э.К. Гусейнов, И.С. Гасанов Поляризация, вызванная объемными зарядами и ионная проводимость в кристаллах $TlInSe_2$

$TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ BƏRK MƏHLUL KRISTALINDA YÜKDAŞIYICILARIN

SƏPİLMƏ MEXANİZMLƏRİ

N.S. Sərdarova

Sumqayıt Dövlət Universiteti

naile.545@mail.ru

$TlInS_2(Te_2)$ tipli birləşmələr tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və onlarda iki struktur vahidi mövcuddur. Bu tip birləşmələrdə kimyəvi cəhətcə əsas struktur vahidi tetraedr hesab edilir və yalnız bu tetraedrlər arasında ikinci vahidin-səkkiztəpəlinin tiplinə və yaxud burulmuş kubun formalaşması baş verir. İstər M-X, istərsə də X-X əlaqələri ion tipə aid olub, bu birləşmələrin kristallarının fəza formalaşmasında həlledici rol oynadığı halda, digər struktur vahidindəki $M^{III} - X$ əlaqələri onların əsas yarımkeçirici xassələrini müəyyən edir. Məhz bu səbəbdən baxılan birləşmələrdə kimyəvi əlaqələrin kəskin assimetrikliyi, kristallik quruluşunda bir sıra xüsusiyyətləri və uyğun kristallıq qəfəs çərçivəsində geniş diapazonda kimyəvi tərkibin variasiyasının mümkünlüyü, nəticədə fiziki xassələr toplusunun idarə olunması maraq kəsb edir. Bu birləşmələr geniş praktik tətbiqə malikdir. Onlar əsasında alınan bərk məhlullardan yaxın infraqırmızı şüalanma, rentgen, qamma, neytron şüalanmalarının detektorları, günəş enerji çeviriciləri, termoelementlər, yaddaşlı çeviricilər və s. kimi cihazlar işlənilib hazırlanmasında istifadə olunur.

Tərkiblərinə lantanoidlər daxil olan birləşmə və bərk məhlullar yüksək ərimə temperaturu, böyük mexaniki bərklik, yuxarı temperaturalarda belə öz yarımkeçirici xassələrini saxlamaq, yüksək termoeffektliyə malik olmaq kimi xassələrə malikdirlər. Ln və In atomları $TlLnX_2^{VI}$ və $TlInX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə üçvalentlidirlər və onların ion radiusları yaxındır. Ona görə də $TlLnX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə indium atomlarını tədricən lantanoid atomları ilə əvəz etməklə yarımkeçirici xassələrin daha geniş spektrinə malik birləşmə və bərk məhlullar almaq mümkündür. Ədəbiyyatda [2] $TlInX_2-TlLnX_2$ sistemlərində qarşılıqlı təsirə dair bir sıra məlumatlar vardır, lakin onlar ümumi mənzərəni müəyyənləşdirmək, lantanoidlərin 4f – səviyyələrinin dolması ardıcılığı və bir atomdan digərinə keçərkən xassələrin dəyişmə xarakterini təhlil etmək üçün kifayət deyildir.

İşdə $TlInS_2$ - $TlEuS_2$ sistemlərinin birləşmə və bərk məhlulları alınmış, onların struktur formalaşmasının xüsusiyyətlərini, elektrik, istilik xassələrini müəyyənləşdirilmiş, onlarda yük və istilikdaşınma hadisələrinin mexanizmi öyrənilmişdir. $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlullarında yük və istilik keçirmə hadisələri, birləşmələrin termoelektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlullarının elektrofiziki xassələrini öyrənməkdə məqsəd $TlInS_2$ - $TlEuS_2$ sistemi ərintilərinin birləşmə və bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin xarakterini və səpilmə mexanizmini müəyyən etməkdən ibarətdir.

Elektrik, maqnit sahələri, temperatur qradienti və s. xarici amillər kristalda tarazlıq, həmçinin qeyri-tarazlıq şəraitində yükdaşıyıcılara müəyyən təsir göstərir. Müəyyən olunmuşdur ki, kristalda yükdaşıyıcıların qeyri-tarazlıq prosesləri qəfəs rəqsləri və müxtəlif xarakterli defekt mərkəzlərinin qarşılıqlı təsir mexanizmindən kəskin asılıdır.

Qeyri tarazlıq proseslərinin əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, onlar ideal kristallarda elektrik intensivliyi seli uzun müddət saxlanıla bilər, başqa sözlə sonsuz keçiricilik yarana bilər. Bu o deməkdir ki, relaksasiya müddəti sonsuz böyük ola bilər. Lakin real kristallarda relaksasiya müddəti çox da böyük olmur. Bu kristallik quruluşun periodikliyinə təhrif olunması ilə əlaqədardır. Bu təhriflər müxtəlif mənşəli ola bilər: atom və ya ionların istilik rəqsləri, kristalda ionlaşmış və ya neytral hallarda yerləşmiş aşqarlar, qəfəsin müxtəlif defektləri (boş düyünlər, sürüşmə, dislokasiya, kristallik dənəciklərin sərhəddi və s.). Bu maneələrin hər biri yükdaşıyıcıları öz əvvəlki trayektoriyalarından meyl etdirərək səpir [3] Çoxlu sayda baş verən səpilmə aktları kristalın müəyyən temperaturuna uyğun olaraq bütün sistemi tarazlıq halına yaxınlaşdırır.

Kifayət qədər yüksək temperaturlarda ($kT \gg \hbar\omega$) atom qəfəsli yarımkəçiricilərdə yükdaşıyıcıların səpilməsində əsas rolunu uzununa akustik fononlar oynayır. İon qəfəsli yarımkəçiricilərdə elektronların optik fononlarla qarşılıqlı təsiri, onların akustik fononlarla qarşılıqlı təsirindən çox güclü olur.

Elektronların optik fononlardan səpilməsi iki intervala bölünür. Aşağı temperaturlarda ($\hbar\omega_0 \gg kT$) (ω_0 - optik fononların maksimal tezliyidir) τ - relaksasiya müddəti ε - enerjiden asılı deyil və $r = \frac{1}{2}$ olur. Yüksək temperaturlarda, yəni $\hbar\omega_0 \ll kT$ olduqda, $r=1$ olur.

Aşağı temperatur oblastında akustik, eləcə də optik fononlar zəif həyəcanlanırlar. Bu halda elektronların səpilməsi ionlaşmış aşqarlardan baş verir. ($r=2$). Çox-çox kiçik temperaturlarda, hələ aşqarlar ionlaşmış olduqda, elektronların neytral atomlardan səpilməsi əsas rol oynayır. Bu halda da τ - relaksasiya müddəti ε - enerjiden asılı olur və $r = \frac{1}{2}$ olur. Yükdaşıyıcıların müxtəlif səpilmə mexanizmlərinin birgə təsirində relaksasiya müddətinin (τ) yükün enerjisindən (ε) asılılığı çox mürəkkəb olur və bu asılılığın nəzəri təhlili müəyyən çətinliklərlə bağlıdır.

Tədqiq olunan üçqat birləşmələr geniş zonalı yarımkəçiricilər sinfinə aid edilir. Bu birləşmələrdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $\sim 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ tərtibində olduğundan onlar üçün dispersiya qanununu kvadratik hesab etmək olar. Qeyd edək ki, əksər hallarda Holl yürüklüyü dreyf yürüklüyü ilə üst-üstə düşür və eyni fiziki mahiyyət daşıyır. İşdə R (Holl əmsalı) və σ (elektrik keçiriciliyi)-nin qiymətinə əsasən, dreyf yürüklüyünün hesablanması mümkün olan hallara baxılmışdır. Qeyd edək ki, bu ancaq o zaman mümkündür ki, keçiricilikdə yalnız bir növ yükdaşıyıcılar iştirak etsin. Bu halda əgər elektron qazı cırlaşmış olarsa, $R = \frac{1}{en}$ və ya R ,

$\frac{\mu H}{c} \gg 1$, $R_0 = \frac{1}{en}$ şərtini ödəyən güclü maqnit sahəsinə əsasən ölçülür. Lakin bu iki şərt ödənmirsə, onda $R = \frac{A_r}{en}$; $\mu = \frac{R\sigma}{Ar}$ ifadələrindən istifadə etmək olar.

Bir tip yükdaşıyıcı olan yarımkəçiricilərin elektrik xassələrinin xüsusiyyətlərindən biri ondan ibarətdir ki, temperaturun artması ilə Holl əmsalı (R) artır, bu isə uyğun şəkildə digər kinetik əmsallara təsir edir. Lakin R (T) temperatur gedişinin xarici görünüşünün oxşarlığına baxmayaraq bu hadisənin fiziki təbiəti aşqar zonadan olan keçidlərlə, qadağan olunmuş zonada yerləşən aşqar zonalardan olan keçidlərlə, elektron qazının cırlaşmasının yox olması ilə, keçirici zonanın dibindən nisbətən yuxarıda və ya valent zonanın tavanından nisbətən aşağıda yerləşən daha ağır zonanın təsirlə ionlaşmış atomlardan olan səpilmə ilə, yükdaşıyıcıların dispersiyasının qeyri-kvadratik qanunu ilə əlaqədar ola bilər.

TlIn_{1-x}EuS₂ tərkibli bərk məhlulların elektrik keçiriciliyi sırf yarımkəçirici xarakterə malikdir. Keçiriciliyin $\lg \sigma = f(10^3/T)$ asılılıqlarından müəyyən olunmuşdur ki, ~600-670K temperaturda aşqar səviyyələrdən olan keçidlər «tükənir» və məxsusi keçiricilik oblastı başlayır.

Holl əmsalının temperatur asılılığından məlum olur ki, bu asılılıq elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı ilə yaxşı uyğunluq təşkil edir, belə ki, otaq temperaturundan ~500K temperaturadək sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası dəyişməz qalır və yüksək temperatur oblastındakı $\lg RT^{3/2} = f(\frac{1}{T})$ asılılığının (şəkil 2) meylinə görə hesablanmış qadağan olunmuş zonaların eni bir-birilə ~0,03eV dəqiqliyi ilə üst-üstə düşür.

Holl yürüklüyünün temperatur asılılığına əsasən demək olar ki, yükdaşıyıcılar əsasən akustik fononlardan səpilir. Yürüklüyün temperatur asılılığı $\mu \sim T^{3/2}$ qanunu ilə dəyişir, bu isə uzundalğalı akustik fononlardan səpilməyə uyğun gəlir. Tədqiq olunan nümunələrdə 300-650K temperatur intervalında termə-e.h.q. temperaturun artması ilə əvvəlcə mütləq qiymətcə artır və maksimuma çataraq, temperaturun sonrakı artması ilə azalır. Bu azalma məxsusi keçiricilik oblastının başlanması ilə izah olunur.

TlIn_{1-x}Eu_xS₂ bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin $\ln \sigma = f(10^3/T)$ asılılığından müəyyən olunmuşdur ki, ~610-650K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyi artır, sonra azalır və özünün minimum qiymətinə çatdıqdan sonra kəskin artır. Axırncı eksponensial artım məxsusi keçiricilik oblastının başlanması ilə əlaqədardır.

Fikrimizcə, bunu onunla izah etmək olar ki, əvvəlcə ~600K-dək keçidlər qadağan olunmuş zonada yerləşən aşqar səviyyələrdən baş verir və nəticədə bu səviyyələrdən olan keçidlər «tükənir». Yenidən keçidlərin baş verməsi üçün daha böyük enerji tələb olunur, başqa sözlə qadağan olunmuş zonanın eninə bərabər və ondan böyük enerji əldə etmək üçün temperatur nisbətən artmalıdır. Məhz bu temperatur intervalında keçiricilik azalır və lazım olan enerji bərpa olandan sonra məxsusi keçiricilik oblastı başlayır.

Holl əmsalının temperatur asılılığından görünür ki, R-in artması ~500K-dən başlayır. İndium atomlarını yevropium atomları ilə əvəz etdikdə Holl əmsalının artması daha yüksək temperatur oblastına doğru sürüşür. Bütün hallarda R-in artması müəyyən temperaturla qədər davam edir, sonra isə kəskin azalma müşahidə edilir. Başqa sözlə R maksimumdan keçir və tərkibdə yevropiumun nisbi miqdarı artdıqca R-in maksimumu yüksək temperatur oblastına doğru sürüşür.

Tədqiq olunan nümunələrdə müşahidə olunan qeyri-adi effektlər müxtəlif səbəblərlə izah oluna bilər. Bu və ya digər modelin mümkünlüyünün təhlili göstərir ki, bu halda keçiricilik

qadağan olunmuş zonalarda olan aşqar səviyyələrdən olan keçidlərlə əlaqədardır. Holl əmsalının (R) maksimumdan keçmə mexanizmini isə valent zonanın tavanından ΔE_n energetik məsafədə yerləşən akseptor səviyyələr məxsusi yükdaşıyıcılar üçün “tələ” rolunu oynayır və Fermi səviyyələrinin bu zonaya daxil olduğu temperatur intervalında onların “tutulması» prosesi baş verir. Bu səviyyələrin kifayət qədər böyük konsentrasiyalarında aşqar zonalarda meydana çıxır və keçiricilik məhz bu zonalardan həyata keçirilir. Bu zaman konsentrasiyanın azalması baş verir və nəticədə Holl əmsalının artmasına gətirib çıxarır. Temperaturun sonrakı artmasında isə aşqar səviyyələrin dolması baş verir və $kT > \varepsilon_g$ şərti ödəndikdə bu səviyyələrdən keçirici zonaya elektronların bura xılması başlayır. Bu da öz növbəsində yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artmasına, yəni keçiriciliyin artmasına, Holl əmsalının azalmasına səbəb olur.

ƏDƏBİYYAT

1. Зейналов Г.И., Курбанов М.М., Сардарова Н.С. // Неорганич. Матер. 2003, т.39. № 4. с.409-411.
2. Зарбалиев М.М. // Физика , 1997, т.3 № 4. с.35-38.
3. Займан Дж. Принцип теории твердого тела. М. Изд. Мир. 1974, -472 с.

CONTRIBUTION CONDUCTIVITY ELECTRONS TO THE DYNAMIC VISCOSITY OF LIQUID ALKALI METALS

E.A. Eyvazov, N.N. Niftiyev, A.B. Ibragimli, G.Q. Mirzoeva

Azerbaijan State Pedagogical University,

Aygunibrahimli@yahoo.com

The specific character of molten metal has been analyzed and it is shown that electronic gas gives the essential contribution in the general viscosity of molten metal “because of” Thomas-Fermi screening. The bond between viscosity and such metal characteristics as conductivity, electron concentrations, Fermi energy and electron effective mass have been established.

Key words: *alkali metal, dynamic viscosity, electronic gas.*

Introduction

In theory of free electrons it is supposed that potential energy and electron density are constant ones. However, as it is followed from above mentioned, this can't take place in crystalline and also molten metals, Indeed, according to Thomas-Fermi theory the electron density and impulse in metal depends on coordinates [2]:

$$n(r) = \frac{8\pi}{3\hbar^3} [P_F(r)]^3 \quad (1)$$

where P_F is Fermi impulse, r is electron radius-vector.

The changes on electron densities appear because of the action of space-heterogeneous potential on electrons. The presence of positive ion frames causes the charge redistribution in electron gas, i.e. electrons attract to them and the local electron cloud forms around positive ion. According [2] the field potential surrounding the positive ion frame has the form of modified Coulomb potential exponentially decreasing with distance. Physically this means that free

electrons shield the interactions between positive ions. The electron distribution around ion frames can be in following expression:

$$n(r) = n_0 \left[1 + \frac{3q\epsilon}{2E_F \cdot r} e^{-\frac{r}{\lambda_{T-F}}} \right] \quad (2)$$

where E_F is Fermi energy at OK, q is charge of ion frame, n_0 is electron number in volume unit in metal part undisturbed by positive ion. As it is seen from (2) the influence of ion frame is insignificant on distances essentially exceeding λ_{T-F} , λ is measure of screening effectiveness of ion frame by free electrons and is called Thomas-Fermi screening radius. This value is defined as [3]:

$$\lambda_{T-F}^2 = \frac{E_F}{6\pi\epsilon^2 n_e} \quad (3)$$

Fermi energy $E_F = \frac{\hbar}{m^*} (3\pi^2 n_0)^{2/3}$ in the case of Fermi spherical surface as is takes place in the alkali metal, then after simple transformations we have from (3):

$$\lambda_{T-F} \sim \frac{1}{(m^*)^{1/2}} \cdot \frac{1}{n_e^{2/3}} \quad (4)$$

where m^* is electron effective mass in metal. If we neglect the weak temperature dependence m^* and take under consideration that $n_e = const$ in metals, then from (4) we can conclude on temperature independence of Thomas-Fermi screening radius. λ_{T-F} will also different of Fermi energy and electron concentration in different metals. For alkali metals the values of screening radiuses calculated on (4) are given in the table. As it is followed from the table the screening radiuses for alkali metals is almost the same by the order $\sim 1\text{\AA}$. The insignificant increase λ_{T-F} at transition from *Li* to *Cs* is connected with decrease of effective mass and electron concentration (see table 1).

Results and discussion

The above mentioned spherical structure of alkali metals assumes the participation of both ion and electron subsystems in appearance of physical phenomenon including dynamic viscosity. As the given subsystems are interconnected then it is obvious that it is impossible to evaluate the contribution of each system separately. However, viscosity electron share η_e can be evaluated on the base of gas-kinetic theory in first approximation neglecting by the interaction between conductivity electrons and ion frames in molten metals. Then for electron viscosity we:

$$\eta_e \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\hbar}{e} \right)^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3} \cdot \sigma \quad (5)$$

According (5) the electron viscosity in metals (including molten metals) is defined by electron concentration and electric conductivity. As the concentration of free electrons is constant value and doesn't change with temperature, then insignificant decrease of electric conductivity at temperature increase can lead to corresponding decrease of electron viscosity. However, metal electric conductivity practically doesn't depend on temperature, excluding low-temperature region $T \lesssim 30K$. That's why η_e is also constant value for the given metal in the given temperature region.

Taking under consideration that in SGS system $\sigma = 9 \cdot 10^{11} \rho^{-1}$ from (5) we obtain:

$$\eta_e \approx 34,43 \cdot 10^{11} \left(\frac{h}{e}\right)^2 \cdot \frac{n_e^{2/3}}{\rho} \quad (6)$$

We can write through Fermi energy:

$$\eta_e \approx \frac{18}{5} \left(\frac{m_e^*}{e^2}\right) \cdot 10^{11} \frac{E_F}{\rho} \approx 1,422 \cdot 10^3 \frac{E_F}{\rho} \quad (7)$$

where in (6) and (7) ρ -is specific resistance in molten metals, E_F is Fermi energy in erg. The values η_e calculated on (7) are given in table (1).

As it is seen from the table (1) the electron viscosity is the essential part of general viscosity of molten metal η_e and decreases at transition from *Li* to *Cs*.

The electron viscosity can be expressed through screening length. It is necessary to take under consideration in (6) as $\eta_{F-T} \approx \frac{\alpha_0}{4n_e^{1/3}}$ ($\alpha_0=0,529 \cdot 10^{-10}$ m-is radius of first Bohr orbit). Then after simple transformations from (6) we obtain:

$$\eta_e \approx 6,17 \cdot 10^{-15} \left(\frac{n_e}{\rho}\right) \cdot \lambda_{T-F}^2 \quad (8)$$

where n_e is electron number in cm^3 ; ρ -is specific resistance in molten metals. The electron viscosity calculated on (8) well agrees with its solution obtained from (7).

Table 1.

Electronic viscosity (η_e), calculated by the formula

Metals	E_F, eV [1]	$n_e \cdot 10^{-22}$ sm^{-3} , [3]	$\rho_{iq} \cdot 10^6$ $Om \cdot sm$, [5]	$\eta_0 \cdot 10^3$ $Pa \cdot s$, [4]	$\eta_e \cdot 10^4$ $Pa \cdot s$	$\lambda_{T-F} \cdot 10^9$, sm
Li	4,72	4,70	24,17	1,98	2,95	6,23
Na	3,23	2,65	9,6	4,79	3,96	6,68
K	2,12	1,40	13	6,33	3,71	7,43
Rb	1,85	1,15	22,5	6,60	1,87	7,68
Cs	1,58	0,91	37	8,54	0,97	7,99

Thus, the specifics of molten metals is shown that electron gas in Thomas-Fermi screening gives the essential contribution in general viscosity of molten metal.

REFERENCES

1. Fizika metallov., 1.Elektron., pod.red. Zaymana J. M., 1972, 463s. (in Russian)
2. Geyne V., Koen M., Ueyn D. Teoriya psevdopotensiala, M., 1975, 239. (in Russian)
3. Priqojin İ., Kondepudi D. Sovremennaya termodinamika. M., 2009, 460s. (in Russian)
4. Tablitsı fizicheskix velichin. Spravochnik, pod. red. akademika İ.K.Kikoina, M., 1976, 1008s. (in Russian)
5. Ubbelode A. Rasplavlennoe sostoyanie veshstva. M., 1982, 376s. (in Russian)

**DƏMİR ƏSASLI AMORF MAQNİTYUMŞAQ ƏRİNTİLƏRİN
MAQNİT XASSƏLƏRİNƏ XARİCİ AMİLLƏRİN TƏSİRİ
T.M. Pənahov, İ.V. Musazadə**

Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti

“Metal və ərintilər fizikası” ETL-si

m.ihesen1959@mail.ru

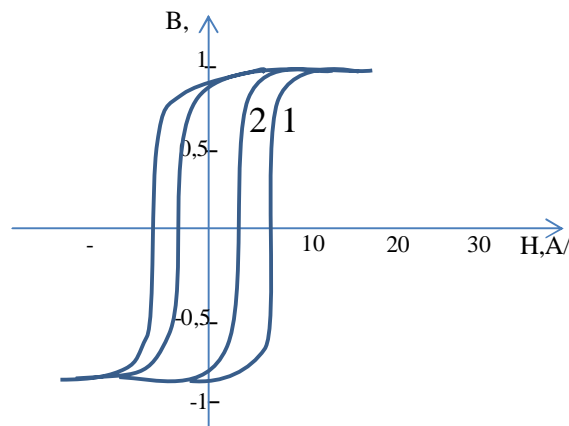
Termik və TME-la amorf kristallik ərintilərdən böyük maqnit xassəli material almaq olar. Bu məqsədlə dəmir əsaslı Fe-Si-B ərintisinin maqnit xassələrinə xarici maqnit sahəsinin, soyumanın, gərilmənin təsirləri tədqiq edilmişdir.

Amorf nanokristallik ərintilər geniş perspektivi olan materiallardır. Onlar bir tərəfdən qeyri adi fiziki xassələri, digər tərəfdən praktik tətbiq imkanlarının genişliyi ilə diqqəti cəlb edir. Bu maddələrin maqnit xassələri onların struktur xassələri və kimyəvi tərkibi ilə sıx əlaqəlidir. Xarici təsirlərdən, termomaqnit və termoemaldan sonra bu maddələr böyük praktik əhəmiyyəti olan yeni xassələr qazanır. Bu təsirlər yeni fiziki hadisələrin yaranmasına, anizotropluğu xarakterinin və histerezis ilgəyinin dəyişməsinə səbəb olur. Maqnitlənməsi, maqnit kristallik anizotropluğu sıfır olan seçilmiş tərkibli amorf ərintidən yüksək maqnit xassələrə malik maqnit material almaq olur.

Dəmir əsaslı amorf maqniyumşaq ərintilərin maqnit xassələri Fe-Si-B tərkibdə tədqiq edilmişdir. Bu tərkibdə ərintilərə maqnit və termomaqnit emalı tətbiq etməklə, maqnit striksiyasının və induksiyasının anizotropluğunu nəzərə almaqla yüksək həddə maqnit xarakteristikalı material almaq mümkündür. Bu ərintilər böyük maqnit striksiyasına malikdir, yenidən maqnitlənmə mürəkkəb mexanizm təşkil edir və onun xassələrinin xarici təsirlərdən asılılıqlarını hərtərəfli araşdırmağı tələb edir.

Fe-əsaslı Fe-Si-B tərkibli ərintilər üzərində müxtəlif temperaturalarda, müxtəlif intensivlikli və tezlikli maqnit sahələrində təcrübələr aparılmışdır. Soyumanın və elastiki gərilmənin maqnit materialının maqnit xassələrinə təsirləri tədqiq edilmişdir.

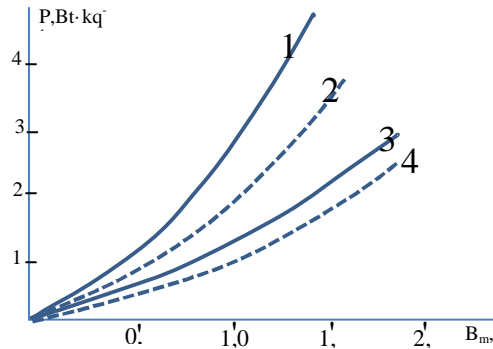
Şəkil 1-də TME-dan sonra dəyişən maqnit sahələrində statik histerezis ilgəyinin qrafiki verilmişdir. TME zamanı maqnit sahəsinin intensivliyi artdıqda ilgəyin qalıq induksiyası böyüyür. Bu ərintidə dəyişən maqnit sahəsində TME da biristiqamətli təsir var və emal prosesində koersitiv qüvvənin azalması baş verir.



Şəkil 1. Fe-Si-B nümunəsinin TME-dan sonra 25A/m(1) və 1500A/m(2) dəyişən maqnit sahələrində histerezis əyriləri

Maqnit induksiyasının artması ilə TME-in effektivliyi artır. Maqnit sahəsində TME zamanı maqnit sahəsinin təsiri istiqamətində maqnitlənmə gedir. Maqnit sahəsinin təsiri istiqamətində maqnit anizotropiyasının dispersiyasının azalması prosesi gedir. Domen quruluşu stabilləşir. Maqnitlənmənin qeyri-bircinsliyi TME zamanı sahə istiqamətində istiqamətlənir və bu nəticədə histerezis ilgəyinin qalıq induksiyasının artmasına səbəb olur.

TME-dan sonra ərintinin maqnit xassələrinə maqnit sahəsində soyumanın sürəti güclü təsir göstərir. TME-dan sonra maqnit parametrlərinin tədqiqi zamanı soyutmanın müxtəlif sürətlərində, maqnit sahəsində aparılan tədqiqatlar göstərir ki, saatda $200C^0$ yavaş soyutmada materialın maqnit xassələri yüksəlir. Maqnit sahəsində soyutmanın sürəti artdıqda statik maqnit xassələrinə təsiri azalır. Maqnit sahəsində aparılan tədqiqatlarda maqnit itkisinin soyumadan müxtəlif cür asılılıqları müşahidə olunur. Yüksək tezliklərdə ən böyük maqnit itkisi nisbətən sürətli soyumada (dəqiqədə $100 C^0$), alçaq tezliklərdə soyumanın aşağı sürətlərində (saatda $200C^0$) müşahidə olunur.



Şək. 2. Fe-Si-B ərinti lentinin dəyişən maqnit sahəsində maqnit itkisinin maqnit induksiyasında asılılığı. 1-başlanğıc halda, 3-tabalmadan sonra, 2,4-həmçinin gərginlik altında

Lent nümunəsini dartılmış gərginlikdə maqnit sahəsində yerləşdirdikdə maqnit itkisinin müəyyən dərəcədə azalması müşahidə olunur. Ən çox itki nümunənin gərilməmiş halında müşahidə olunur (Şək. 2). Nümunəyə daxili gərginlik verdikdə maqnit sahələrinin ən böyük lokal paylanması baş verir və böyük maqnit striksiyası yaranır. Gərginlik dartılma istiqamətində maqnit striksiyasını yüksəldir. Nəticədə itki azalır. Tabalma zamanı daxili gərginliyi ləğv etdikdə maqnit anizotropluğu yenidən maqnit itkisinin azalmasına səbəb olur. Tabalmadan sonra koersitiv qüvvənin azalması müşahidə olunur.

Hal-hazırda amorf quruluşlu metallik ərintilərin xassələrinə aid çoxlu sayda elmi tədqiqat işləri aparılmışdır. Buna baxmayaraq onların xassələri ilə əlaqədar çox sayda problemlər həll olunmamış qalır. Amorf maqnit metallik ərintilərin xassələrinin öyrənilməsi müasir fizikanın ən mühüm istiqamətlərindən biridir.

ƏDƏBİYYAT

1. T.M. Pənahov, A.Ə. İsayeva. Metallik amorf materiallar. H. Əliyev adına AHM, Elmi əsərlər məcmuəsi, 2010, səh 33-35.
2. T.M. Pənahov, A.İ. İsayeva, N.T. Pənahov. Amorf maqnit yumşaq ərintilərin maqnit itkiləri, BDU, 2012

3. Т.М. Рəнахов, Р.В. Вəлийев, А.Ə. İsayeva, İ.Ə. Mirzəliyev. Дəмир вə kobalt əsaslı аморф ərintилəрин qurluş və maqnit xassəлəринин xüsusiyyətləri. Н.Əliyev adına АНМ. Elmi əsərlər məcmuəsi, 2011, səh. 30-35.

**ОСОБЕННОСТИ ЗОНА-ЗОННОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В
МОНОКРИСТАЛЛАХ p-Cd_{0,28}Hg_{0,72}Te**

Г.С.Сеидли^{*}, Н.М.Шукюров^{}, М.Ш.Гасанова^{**}, С.Р.Ахмедова^{**}**

^{*} *Азербайджанский Институт Учителей,*

^{**} *Азербайджанский Технический Университет*

geneticsster@gmail.com

Экспериментально исследованы особенности зона-зонной фотолюминесценции в монокристаллах P-Cd_xHg_{1-x}Te с прямыми оптическими переходами в скрещенных E и H полях. Показано, что перенос фотоносителей под действием силы Лоренца поперек образца приводит к возгоранию люминесценции с этой грани. Исследованы стационарные и нестационарные характеристики такой фотолюминесценции на примере P-Cd_{0,28}Hg_{0,72}Te. Описан новый метод измерения подвижности неосновных носителей заряда. Обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

В работах [1, 2, 3] посвященных изучению фотолюминесценции полупроводников в скрещенных E и H полях, показано, что трансформация профиля пространственного распределения неравновесных носителей заряда (ННЗ) под действием силы Лоренца дает возможность существенным образом управлять величиной внешнего квантового выхода люминесценции и ее спектром вследствие изменения оптического хода лучей в кристалле. Такой способ уменьшения потерь на самопоглощение путем локализации ННЗ у освещаемой грани особенно интересен при исследовании слабых сигналов люминесценции, сравнимых с уровнем шумов. В [1,2,3] исследования проводились при локализации фотоносителей вблизи освещаемой грани, т.е. использовался фронтальный метод наблюдения фотолюминесценции.

В данной работе обсуждается дрейфовый “перенос излучения” в Cd_{0,28}Hg_{0,72}Te. Он осуществляется, когда, ННЗ, возникающие у освещаемой грани, дрейфуют под действием силы Лоренца через кристалл и рекомбинируют с излучением вблизи, тыльной грани. Если время переноса электронно-дырочных пар меньше их времени жизни, дрейфовый перенос позволяет исследовать особенности зона-зонной люминесценции методом “на просвет” даже в тех кристаллах, толщина которых немного превышает биполярную диффузионную длину и глубину проникновения возбуждающего излучения.

Рассматриваемый эффект отличается от хорошо известного фотонного переноса ННЗ, обусловленного многократным переизлучением поглощенного кванта в полупроводниках с высоким квантовым выходом. В отличие от последнего дрейфовой “перенос излучения” осуществляется в процессе одного акта поглощение – излучение светового кванта и поэтому может наблюдаться даже в полупроводниках и низким квантовым выходом излучательной рекомбинации.

Измерения проводились при T=80K на образцах p-Cd_{0,28}Hg_{0,72}Te с концентрацией некомпенсированных доноров N_d – N_a = 2·10⁻² см⁻³. Толщина образцов составляла 1,0·10¹⁴ см. Противоположные грани монокристаллы травились в CP-4 для достижения малой

скорости поверхностной рекомбинации. Блок-схема измерительной установки показана на рис.1,а. В качестве источника возбуждения использовался газовый лазер ЛГ-74. Для реализации стационарного возбуждения фотолюминесценции лазер работал в режиме свободной генерации. При нестационарном возбуждении модуляция добротности лазера осуществлялась путем введения и резонатор затвора на красителе. ($t_{\text{имп}}=25\text{пс}$).

Сигнал фотолюминесценции регистрировался фотоспротивлением Ge<Au>, охлажденным до температуры жидкого азота, усиливался и поступал на запоминающий осциллограф.

Фотоприемник имел окно из германия и фильтра, который установился при измерении сигнала фотолюминесценции для фильтрации рассеянного лазерного излучения. Максимум сигнала лазерного импульса служил началом отсчета времени задержки сигнала фотолюминесценции.

На рис.1 представлены полевые зависимости стационарной фотолюминесценции $\text{Cd}_{0,28}\text{Hg}_{0,72}\text{Te}$, наблюдаемой со стороны неосвещаемой грани.

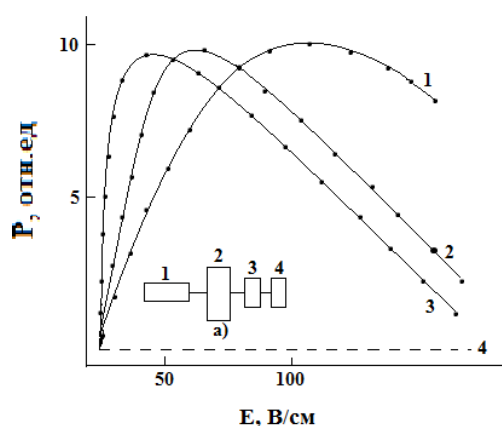


Рис1. Полевые зависимости интенсивности стационарной фотолюминесценции - наблюдаемой со стороны неосвещенной грани H,кЭ : 1-0,5; 2-1; 3-1,5; 4-уровень шумов. а) схема эксперимента; 1-лазер, 2-образец, 3-фильтр, 4-приемник.

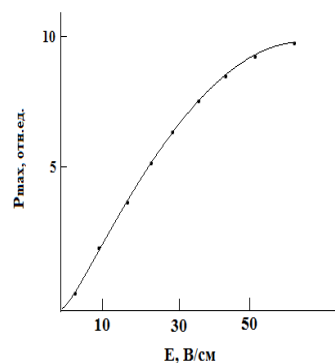


Рис 2. Полевая зависимость интенсивности излучения в максимуме сигнала нестационарной фотолюминесценции ($\text{H}=0,6\text{кЭ}$)

В отсутствие поперечного дрейфа носителей ($E=0$) интенсивность люминесценции не превышает уровня шумов фотоприемника. Сильно поглощаемое излучение зона-зонной люминесценции идущее в глубину кристалла из освещаемой области, практически полностью затухает в объеме кристалла.

По мере увеличения управляющих E и H полей происходит накопление ННЗ вблизи задней грани и наблюдается рост интенсивности люминесценции. Из рис.1 видно, что максимальный сигнал люминесценции в нашем случае возрос на порядок. Это обстоятельство является немаловажным при исследовании сигнала люминесценции, сравнимого с уровнем шума.

Полевая зависимость сигнала люминесценции показана на рис 2. Когда управляющие поля малы, интенсивность рекомбинационного излучения также невелика, поскольку за относительно большое время переноса процессы диффузии и рекомбинации приводят к существенному размытию пакета и уменьшению в нем концентрации ННЗ. При увеличении полей пакет носителей переносится к задней грани слабо деформированным,

число носителей не успевает заметно уменьшится и интенсивность люминесценции возрастает.

Измеряя полевая зависимость времени задержки сигнала нестационарной фотолюминесценции можно определить подвижность неосновных носителей заряда (в данном случае дырок), так как подвижность основных обычно известна или легко может быть определена стандартным методом. Предложенный способ представляет собой по сути метод Хейнса-Шокли [5] в котором тянущим полем является сила Лоренца [4]. Обработка результатов дала возможность определить значение подвижности дырок. При 80 К $\mu_n=1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [6]. Полученные из расчета значение $\mu_p=2,2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ хорошо согласуется с литературными данными [6, 7].

В заключение следует отметить, что, рассмотренный механизм “перенос излучения” в р-Cd_{0,28}Hg_{0,72}Теможет быть перспективен для создания твердотельных преобразователей излучения, позволяющих изменять частоту излучения и одновременно модулировать амплитуду выходного сигнала с помощью внешних полей.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Малютенко В.К., Болгов С.С., Пипа В.И. Фотолюминесценция JnSb в скрещенных полях. – Письма ЖТФ, 1977, Т.3, В.2, С.51-54
2. Малютенко В.К., Болгов С.С., Пипа В.И., Линник Л.Ф. Фотолюминесценция полупроводников в скрещенных электрическом и магнитном полях. – ФТП, 1978, Т.12, В.3, с.480-489.
3. Малютенко В.К., Болгов С.С., Пипа В.И., Люминесценция-полупроводников в условиях дефицита носителей тока. – ФТП, 1983, С.17, В.2, С.208-212
4. Sohneider W., Schitzer J. – J. Phys.chem.Sol., 1980, V.41, P.835-843.
5. Heynes J., Schockloy W. – Phys.Rev., 1991, V.81, P.835-843.
6. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., 1987., 477с.
7. Несмелова Н.М., Тулвинская В.К., Барышев Н.С. Спектры поглощения и зонные параметры монокристаллов р-типа. Ж.прикл.спектроскопии. 1989, Т.50, В.3, С.480-483.

VACANCY FORMATION ENERGY FOR CHARGED AND NEUTRAL STATES IN TlInS₂

G.S. Orudzhev^{1,2}, N.A.İsmayilova²

¹Azerbaijan Technical University

²Institute of Physics (Innovation Sector)

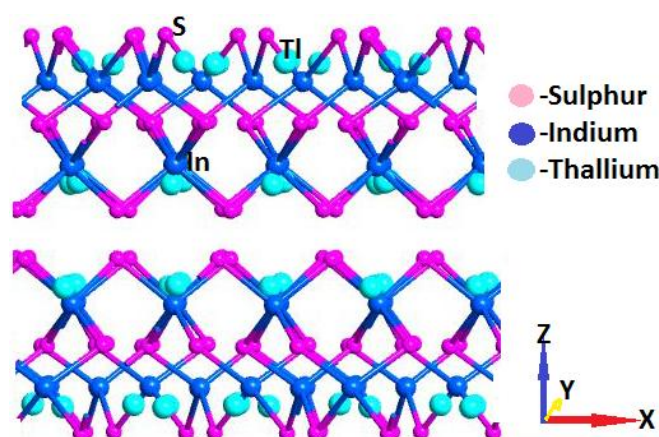
ismayilova_narmin_84@mail.ru

For TlInS₂ 64-atom supercell, in LDA approximation of Density Functional Theory taking into account Hubbard+U corrections, from Fermi energy dependence of the Tl, In, S neutral and charged vacancy formation energies the transition levels were defined: for S-rich condition of S vacancies $q=0$ charge state transfers to $q=-2$ charge state, in 1.5 eV; for rich condition of Tl and In vacancies $q=-1$ charge state transfers to $q=-2$ charge state, in 0.5 eV and 1.75eV, respectively.

Considering that the calculated value of the energy gap obtained with LDA and LDA+U schemes (respectively 1.25 eV and 1.47 eV) are lower than experimental one (2.2eV) and accepting the correction to agree on experimental value it was found that in arbitrary positions of the Fermi level within the band gap no transitions occur from the one charge state to another and as a result S vacancy remains in a neutral $q=0$ state, and Tl and In vacancies in a $q=-1$ charge state.

INTRODUCTION

The III-III-VI₂ family of crystals exhibit quasi low-dimensionality in the form of layered and chain structures and has become increasingly attractive due to their interesting structural properties and potential optoelectronic applications [1]. Like all layered TlMeX₂ (where Me=In or Ga and X=S or Se) TlInS₂ has C2/c space group symmetry at room temperature [2]. The fundamental structural unit of a layer is the In₄S₆ (Ga₄S₆) adamantane-like units linked together by bridging S atoms. The Tl atoms are in trigonal prismatic voids resulting from the combination of the In₄S₆ (Ga₄S₆) polyhedra into a layer [3]. The cell structure of TlInS₂ shown in Fig.1. In the crystal structure of TlInS₂, the van der Waals interaction favors the formation of numerous, both point and extended, defects embedded predominantly in the interlayer space of the crystal. The effect of impurities on the phase transitions in the ferroelectric semiconductors TlInS₂ have been



studied [4]

Fig.1 Cell structure of TlInS₂

In this work, we aimed to examine the dependence of the defect formation energies on the chemical potentials and Fermi levels for the various charge states in Tl, In, S vacancy of TlInS₂ segnetoelectric semiconductors with supercells containing 64 atoms and to determine corresponds transition level on this basis. Our calculations were performed for neutral and charged vacancy defect, by Local Density Approximation (LDA) [5] and implementing the LDA+U method using the AtomistixToolKitsoftwareprogram (ATK, <http://quantumwise.com/>) [6]. The electron-ion interactions were taken into account through pseudopotentials of the Fritz Haber Institute (FHI). The number of the electrons treated as valence electrons was 3 for Tl (6s²6p¹), 3 for In (5s²5p¹) and 6 for S (3s²3p⁴). The Perdew-Burke-Erenzhorf (PBE) exchange-correlation functional and Double Zeta Polarized basis sets were used in our calculations. The kinetic cut-off energy was 150 Ry. To determine the coordinates of the atoms and the lattice parameters for primitive cell of TlInS₂ was relaxed and optimized with force and stress tolerances of 0.0001 eV/Å and 0.0001 eV/Å³, respectively. The supercells containing vacancies were relaxed with force tolerance of 0.05 eV/Å.

The calculated band structure with LDA using HGH pseudopotential in Quantum Wise Atomistix ToolKit program and SGG [7] using ultrasoft pseudopotential in Quantum Espresso [8] software programs show that bulk TlInS₂ is a direct band gap semiconductor material with the valence band top and the conduction band bottom located at the center of the Brillouin zone [9].

RESULTS AND DISCUSSION

Defects have been studied using a wide range of experimental techniques, including electron paramagnetic resonance spectroscopy, electron-nuclear double resonance spectroscopy, Hall conductivity, positron annihilation, and deep-level transient spectroscopy. Systematic formation energy calculations have been performed for several semiconductors, including Si, SiC, GaN, and diamond [10-12].

The formation energy of a point defect is not a constant but depends on the growth or annealing conditions [13]. In the case of charged vacancy, the formation energy further depends on the Fermi level (E_F), which is the energy of the electron reservoir, i.e. the electron chemical potential. We calculated formation energy by:

$$E^f(V_a^q) = E_{\text{tot}}(V_a^q) - E_{\text{tot}}(\text{TlInS}_2) + \mu_a + q(E_F + E_{\text{VBM}}) \quad (1)$$

where $E_{\text{tot}}(V_a^q)$ is the total energy of a supercell containing the vacancy of atom ($a=\text{Tl, In, S}$) in the charge state q , $E_{\text{tot}}(\text{TlInS}_2)$ is the total energy of a TlInS₂ perfect crystal in the same supercell and μ_a is the a -atoms chemical potential. First to determine the chemical potentials of atoms as E_{tot} energy per one atom we used cell and structure parameters (they were taken from the literature) [6] and optimized them. Another important physical parameter for the calculation of the defect formation energy is the position of the valence band maximum (VBM), which corresponds to the reference energy level for the electron chemical potential. VBM is determined by adding the perfect supercell VBM with the Fermi level. [14].

DFE of charged vacancies calculated in the case of rich atom conditions. Rich conditions of atoms forming the vacancy (for e.g. Tl) given by the thermodynamic stability condition;

$$E_{\text{tot}}(\text{TlInS}_2) - [E_{\text{tot}}(\text{Tl}) + E_{\text{tot}}(\text{In}) + 2E_{\text{tot}}(\text{S})] = H_f(\text{TlInS}_2) \quad (2)$$

Where $H_f(\text{TlInS}_2)$ is the enthalpy of formation of bulk TlInS_2 negative for a stable compound.

The calculated enthalpy of formation of TlInS_2 is $H_f(\text{TlInS}_2) = -2.983 \text{ eV}$. Adding the value of enthalpy to chemical potential of atom forming the vacancy we gain the rich condition of this atom respectively. So rich conditions for each of the three atoms can be calculated as follows;

$$\mu_{\text{Tl,In,S}}^{\text{min}} = E_{\text{tot}}(\text{Tl, In, S}) + H_f(\text{TlInS}_2) \quad (3)$$

In our calculation transition level $\varepsilon(q/q')$ is defined as the Fermi-level position for which the formation energies of charge states q and q' are equal. $\varepsilon(q/q')$ can be obtained from;

$$\varepsilon(q/q') = [E^f(Vq; E_F = 0) - E^f(Vq'; E_F = 0)] / (q' - q) \quad (4)$$

where $E^f(Vq; E_F = 0)$ is the formation energy of the defect V in the charge state q when the Fermi level is at the valence band maximum ($E_F = 0$).

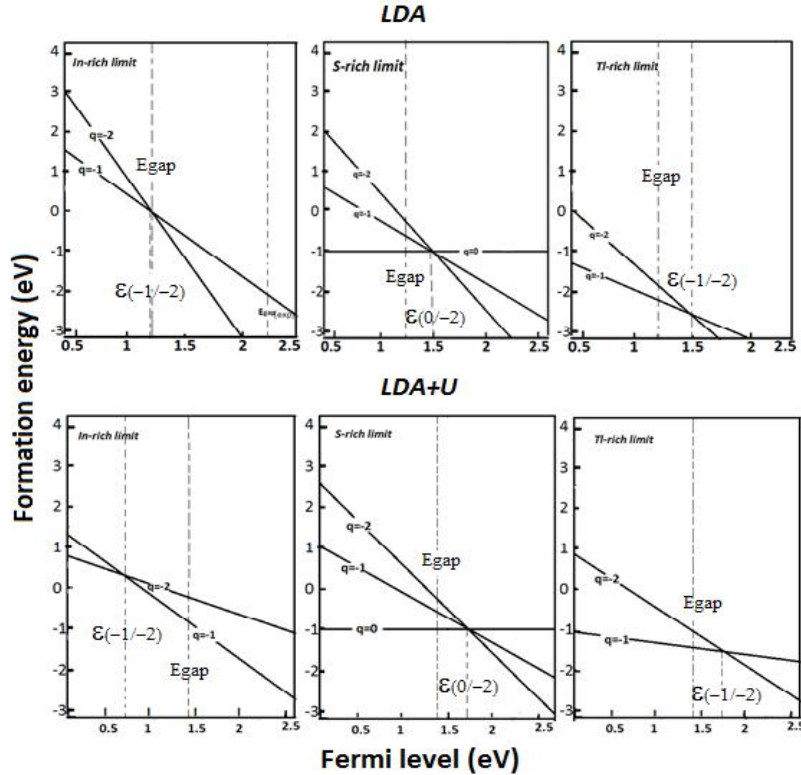


Figure 2. Formation energies as a function of Fermi-level position for native point and charged vacancy in TlInS_2 . Results for In-rich, S-rich and Tl-rich conditions with LDA and LDA+U are shown

The experimental significance of this transition level is that for Fermi-level positions below $\varepsilon(q/q')$, charge state q is stable, while for Fermi-level positions above $\varepsilon(q/q')$, charge state q' is stable [15]. In Fig.2 (In-rich limit LDA) the slope of the line changes from -1 to -2 at the intersection of lines with $q=-1$ and $q=-2$. For In rich condition the energy of intersection will be denoted by $\varepsilon(-1/-2)$. The $q=-1$ state is more stable when $E_F < \varepsilon(-1/-2)$, and the $q=-2$ is favorable when $E_F > \varepsilon(-1/-2)$. The calculated transition energy level for In is: $E = 1.25 \text{ eV}$. In Fig.2 (S-rich limit LDA) energy of intersection will be denoted by $\varepsilon(0/-2)$ for S rich condition, where $E_F < \varepsilon(0/-2)$

corresponds to more stable $q=0$ state and the $q=-2$ is favorable when $E_F > \varepsilon(0/-2)$. Transition energy level for S is: $E=1.5\text{eV}$. Tl-rich limit LDA (Fig.2) describes the line changes from -1 to -2 at the intersection of lines with $q=-1$ and $q=-2$ for Tl vacancy. In this case the $q=-1$ state is more stable when $E_F < \varepsilon(-1/-2)$, and the $q=-2$ is favorable when $E_F > \varepsilon(-1/-2)$ for Tl rich condition.

Considering that the calculated value of the energy gap obtained with LDA and LDA+U (Hubbard_U parameter $U=3\text{eV}$ using for 3p state of S atoms, in all other cases $U=0$) schemes (respectively 1.25 eV and 1.47 eV) are lower than experimental one (2.2eV) and accepting the correction to agree on experimental value it was found that in arbitrary positions of the Fermi level within the band gap no transitions occur from the one charge state to another and as a result S vacancy remains in a neutral $q=0$ state, and Tl and In vacancies in a $q=-1$ charge state.

REFERENCES

1. K.A. Yee, A. Albright, J. Am. Chem. Soc. 113, 6474 (1991) and references therein
2. W. Henkel, H.D. Hochheimer, C. Carlone, A. Werner, S. Ves, and H.G. von Shnering. (1982). Phys. Rev., **B26**.3211.
3. Low-Temperature Raman Scattering in $\text{TlGa}_x\text{In}_{1-x}\text{S}_2$ Layered Mixed Crystals: Compositional Dependence of the Mode Frequencies and Line Shapes Vol. **108** (2005) Acta Physica Polonica A No. 6
4. The effect of impurities on the phase transitions in the ferroelectric semiconductors TlInS_2 and TlGaSe_2 S S Babayev¹, E Basaran², T G Mammadov¹, F A Mikailov^{1,2}, F.M.Salehli³, MirHasan Yu Seyidov^{1,2} and R.A. Suleymanov Journal of Physics Vol. **27**(2015)
5. W. Kohn. and L. Sham, Self –consistent equations including exchange and correlation Effects, Phys. Rev., **140** (1965) A1133 – A1138.
6. <http://quantumwise.com/>
7. J. Perdew, K. Burk, Y. Wang, Generalized gradient approximation for the exchange correlation hole of a many-electron system, Phys. Rev. **B54** (1996) 16533-16539.
8. <http://quantum-espresso.org>
9. N.A. Ismayilova, G.S. Orudzhev. Electron spectrum and dos calculations for TlInS_2 crystal from first principles. ANAS Transaction [№5, Vol.35 \(2015\) p.15-19.](#)
10. Jihye Shim, Eok-Kyun Lee, Y.J. Lee, R. M. Nieminen. Density-functional calculations of defect formation energies using supercell methods: Defects in diamond. Phys. Rev., **B71**, 2005, p. 1-12
11. P. Jakubas. Theory of generation of Frenkel pairs in semiconductors: consequences for electric, magnetic, and structural properties. Ph.D Dissertation. (2009), p.119
12. Alex Zunger, S.B. Zhang, Su-Huai Wei. Revisiting the defect physics in CuInSe_2 and CuGaSe_2 . Photovoltaic Specialists Conference (1997) p.1-6
13. C.G. Van de Walle and J. Neugebauer, J. Appl. Phys. **95**, 385. (2004).
14. M.A. Mehrabova, H.R. Nuriyev, H.S. Orujov. Defect formation energy for charge states and electrophysical properties of CdMnTe . Photonics, Devices, and Systems VI, edited by Pavel Tománek, Dagmar Senderáková, Petr Páta, Proc. of SPIE Vol. **9450**, 94500Q (2015)
15. Anderson Janotti and Chris G. Van de Walle. Native point defects in ZnO . Phys. Rev., **B76**, 165202 (2007).

**TiFeS₂ VƏ TiFeSe₂ BİRLƏŞMƏLƏRİNİN RENTGENOQRAFİK
VƏ DİFERENSİAL-TERMİK ANALİZLƏRİ**

**E.B. Əsgərov^{1,2}, C.İ. İsmayilov³, R.N. Mehdiyeva⁴,
S.H. Cabarov³, M.N. Mirzəyev², E.M. Kərimova³**

¹*Birləşmiş Nüvə Tədqiqatlar İnstitutu, Joliot Kuri 141980 Dubna, Rusiya*

²*Milli Nüvə Tədqiqatları Mərkəzi, ³Abdullayev adına Fizika İnstitutu, AMEA*

⁴*Radiyasiya Problemləri İnstitutu, AMEA*

Təqdim olunan işdə TiFeS₂ və TiFeSe₂ nümunələrinin rentgenoqrafik və diferensial-termik analizləri aparılmışdır. Rentgenoqrafik analizlər göstərir ki, normal şəraitdə bu birləşmələrin strukturları monoklin simmetriyaya malik C2/m fəza qrupuna malikdir. Diferensial-termik analiz metodu ilə TiFeS₂ və TiFeSe₂ kristalları 20÷650 °C temperatur intervallarında tədqiq edilmişdir. TiFeS₂ kristalından fərqli olaraq TiFeSe₂ kristalında müşahidə olunan effektin temperaturun yüksək qiymətinə doğru süürüşməsi bu kristalda kovalent rabitənin daha üstünlük təşkil etməsi ilə izah olunur.

Kondensə olunmuş hal fizikasının və materialşünaslığın müasir inkişafı yeni funksionla materialların axtarışına zəmin yaradır. Yarımkəçirici və kvant elektronikasının əsas nailiyyətləri, nanotexnologiya, optoelektronika, hesablama texnikası, avtomatlaşdırma, rabitə, idarəetmə vəsaitləri və digər istiqamətlərin təkmilləşməsinin əsasını təşkil edən müasir mürəkkəb yarımkəçirici materialların axtarışı və ətraflı tədqiqi ilə bağlıdır. Yarımkəçirici kristallar arasında xüsusi yeri fiziki xassələrinin müxtəlif kristalloqrafik istiqamətlərdə güclü anizotropluğu ilə seçilən laylı və zəncirvari quruluşlu yarımkəçiricilər tutur. Belə kristal maddələrin tipik nümayəndələrindən biri də TiMeX₂ ümumi formuluna (Me-3d metal, X = S, Se, Te) daxil olan unikal xassəli TiFeS₂ və TiFeSe₂ tərkibli yarımkəçirici birləşmələrdir. Aparılan tədqiqatların nəticələri göstərir ki, belə laylı və zəncirvari quruluşlu kristallar fotoelektrik çeviricilərin, spektr analizatorlarının, rentgendetektorların və tenzorezistorların hazırlanmasında perspektivli materiallar hesab olunurlar. TiMeX₂ ümumi formullu birləşmələr kiçikölcülü quruluşları ilə laylı-zəncirvar olmaqla, tərkibinə daxil olan 3d metalından asılı olaraq antiferro-, ferro- və ferrimaqnit xassə nümayiş etdirirlər [1-5].

TiFeS₂ və TiFeSe₂ birləşmələrinin maqnit xassələrinə nəticələrin analizi onun Neel temperaturu, kvazibirölçülü antiferromaqnit xassəli olduğunu söyləməyə imkan verir [6, 7]. Neyron diffraksiyası metodu ilə, aşağı temperaturu oblastı geniş tədqiq edilmiş, kristal və maqnit quruluşları müəyyən edilmişdir. Yüksək təzyiqlərdə aparılan tədqiqatlar göstərir ki, 5 GPa-a qədər maqnit fəza müşahidə edilmir [8].

Bu birləşmələr mərkəzində Fe ionu, təpələrində isə S(Se) ionları yerləşmiş tetraedrlərin (FeS₄(Se₄)) zəncirvari düzülüşündən ibarət monoklin quruluşa malikdirlər, Ti ionları isə kristal quruluşun prizmatik boşluqlarında yerləşmişdir. Bu tetraedrlər xətti zəncir əmələ gətirərək kristalın *c* oxuna paralel yerləşirlər, dəmir ionları arasında mübadilə qarşılıqlı əlaqə kristalın *a* oxu istiqamətindədir. Əgər iki maqnit ionu biri-birindən iki anionla ayrılırsa, belə qarşılıqlı təsirin enerjisi kation-anion-kation qarşılıqlı təsirin enerjisindən tərtibcə kiçik olmalıdır. Bu halda – Fe – S – Ti – S – Fe – zəncirində mübadilə enerjisi, tetraedrlərdən ibarət zəncir boyunca yerləşən – Fe – S – Fe – qarşılıqlı təsir enerjisindən iki tərtib kiçikdir [9, 10].

Baxmayaraq ki, TiFeS₂ və TiFeSe₂ birləşmələrinin struktur xassələri aşağı temperaturlarda və yüksək təzyiqlərdə kifayət qədər tədqiq edilmişdir, yüksək temperaturu oblastında struktur və

termik xassələrin tədqiqatına ehtiyac vardır. Təqdim olunan işdə TlFeS_2 və TlFeSe_2 nümunələrinin rentgenoqrafik və diferensial-termik analizləri aparılmışdır.

TlFeS_2 və TlFeSe_2 tərkibli toz halında polikristal nümunələri standart metodla sintez edilmişdir [5]. Rentgenoqrafik analizlər göstərir ki, normal şəraitdə bu birləşmələrin strukturları monoklin simmetriyaya malik $C2/m$ fəza qrupuna malikdir. Qəfəs parametrlərinin qiymətləri: TlFeS_2 üçün $a = 11.646(1) \text{ \AA}$, $b = 5.308(2) \text{ \AA}$, $c = 6.831(3) \text{ \AA}$, $\beta = 116.7^\circ$, $Z = 4$, $V = 377.14(6) \text{ \AA}^3$; TlFeSe_2 üçün $a = 11.998(1) \text{ \AA}$; $b = 5.498(9) \text{ \AA}$; $c = 7.108(8) \text{ \AA}$, $\beta = 118.2^\circ$, $Z = 4$, $V = 413,22(6) \text{ \AA}^3$.

Diferensial-termik analiz metodu [11] ilə TlFeS_2 kristalının təcrübədən müəyyən olunmuş kütləsi $20\text{--}650 \text{ }^\circ\text{C}$ temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. İlkin mərhələdə kütlə dəyişməsi $65 \text{ }^\circ\text{C}$ kimi stabil, $65\text{--}190 \text{ }^\circ\text{C}$ intervalında azalma, $200\text{--}350 \text{ }^\circ\text{C}$ intervalında artma və $350 \text{ }^\circ\text{C}$ -dən sonra isə stasionar olaraq azalma müşahidə olunur. Temperatur fərqi $46 \text{ }^\circ\text{C}$, mərkəzi piki $239.46 \text{ }^\circ\text{C}$, sahəsi 1748.603 mJ və entolpiyası 25.14 J/q olan effektdə enerji mübadiləsinin təyin etmək üçün spektrin zaman görə diferensialından alınan diferensial-termik analiz əyrisində enerji mübadiləsinin təsdiqi edilir. Temperaturun $460 \text{ }^\circ\text{C}$, $530 \text{ }^\circ\text{C}$ və $570 \text{ }^\circ\text{C}$ qiymətlərində diferensial-termik analiz əyrisində spektrində olan kiçik enerji dəyişmələri müşahidə olunur.

TlFeSe_2 kristalının təcrübədən müəyyən olunmuş kütləsi $20\text{--}650 \text{ }^\circ\text{C}$ temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. Kütlə dəyişməsi $225 \text{ }^\circ\text{C}$ kimi stabil, $225\text{--}445 \text{ }^\circ\text{C}$ intervalında artma və $445 \text{ }^\circ\text{C}$ -dən sonra isə stasionar olaraq azalma müşahidə olunur. Umumilikdə mərkəzi piki $307.80 \text{ }^\circ\text{C}$ olan effektlə izah etmək olar. TlFeS_2 kristalından fərqli olaraq TlFeSe_2 kristalında müşahidə olunan effektin temperaturun yüksək qiymətinə doğru sürüşməsi bu kristalda kovalent rabitənin daha üstünlük təşkil etməsi ilə izah olunur. Temperatur fərqi $33 \text{ }^\circ\text{C}$, mərkəzi piki $307.80 \text{ }^\circ\text{C}$, sahəsi 991.209 mJ və entolpiyası 15.94 J/q olan effektdə enerji mübadiləsinin təyin etmək üçün spektrin zaman görə diferensialından alınan diferensial-termik analiz əyrisində enerji mübadiləsinin təsdiqi edilir. Temperaturun $500 \text{ }^\circ\text{C}$ qiymətində diferensial-termik analiz əyrisində də kiçik enerji dəyişmələri müşahidə olunur.

ƏDƏBİYYAT

1. A. Kutoglu. *Naturwissenschaften*, 61 (3), 125 (1974).
2. M. Rosenberg, A. Knulle, H. Sabrowsky, C. Platte. *Phys. Chem. Sol.*, 43(2), 87 (1982).
3. Р.Г. Велиев, Р.З. Садыхов, Ю.Г. Асадов и др. *Кристалло- графия*, 53(1), 131 (2008).
4. Z. Seidov, H.A. Krug von Nidda, J. Nemberger et al. *Phys. Rev. B*, 65, 014433 (2001).
5. Э.М. Керимова. *Кристаллофизика низкоразмерных халькогенидов* (Баку, Елм, 2012).
6. Э.Б. Аскеров, А.И. Мададзада, А.И. Бескровный и др. *Поверхность. Рентг., синх. и нейт. Иссле.*, 12, 5 (2014).
7. Э.Б. Аскеров, N.T. Dang, А.И. Бескровный и др. *ФТП*, 49 (7), 899 (2015).
8. E.B. Asgerov, N.T. Dang, D.I. Ismayilov et al. *Mod. Phys. Lett. B*, 29 (7), 1550024 (2015).
9. Э.Б. Аскеров, А.И. Мададзада, Д.И. Исмаилов и др. *ФТП*, 48 (11), 1484 (2014).
10. Э.Б. Аскеров, А.И. Мададзада, Д.И. Исмаилов и др. *ФТП*, 48 (9), 1265 (2014).
11. R.F. Speyer, *Thermal Analysis of Materials* (Marcel Dekker, New York, 1994).

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ ЦЕОЛИТА

В.И. Орбух, Г.М. Эйвазова*, Н.Н. Леведева

НИИ Физических проблем, БГУ

* Нано Центр, БГУ

Изучены частотные зависимости сопротивления цеолита содержащего ионы кальция и цеолита содержащего ионы серебра. Установлено различие механизма их сопротивления. Предложена модель наблюдаемого явления. Эта модель продемонстрировала уменьшение сопротивления с ростом частоты внешнего приложенного электрического поля.

В настоящей работе приведены результаты изучения частотной зависимости сопротивления природного цеолита (содержащего в порах ионы кальция) и цеолита модифицированного серебром (содержащего в порах ионы серебра).

Объект исследования был клиноптилолит. Из моноблока цеолита выпиливалась плоскопараллельная пластина, из которой нарезались образцы в виде таблеток. Для модификации цеолита ионами серебра применялся ионообменный метод, когда пластина погружалась на сутки в 1М раствор азотнокислого серебра, затем промывалась в деионизированной воде и высушивалась при 100°C .

Измерения сопротивления полученных образцов проводились на приборе МНИПИ Е7-20 (измеритель имметанса LRC, в диапазоне частот 25Гц-1МГц) при комнатной температуре [1].

Зависимость сопротивления цеолита от частоты, оказалось убывающей функцией от частоты. Полученные результаты представлены на рис.1.

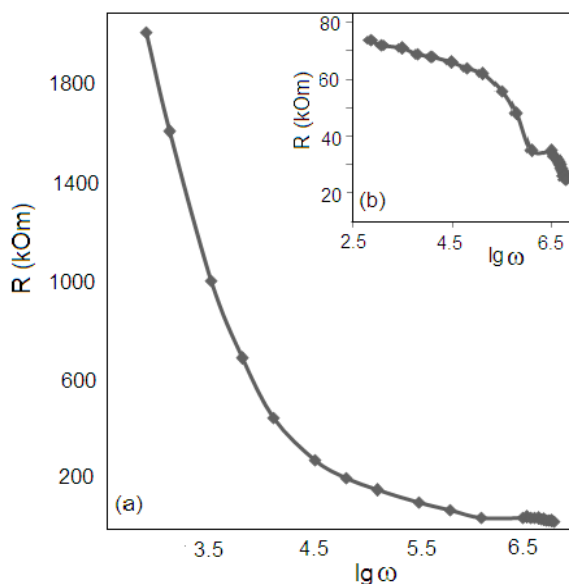


Рис.1. Частотная зависимость сопротивления природного цеолита с кальцием (а) и цеолита модифицированного серебром (б)

По литературным данным [2,3], такая зависимость имеет один и тот же характер для разных типов цеолита: во всем наблюдаемом диапазоне частот (100 Гц - 1 МГц)

сопротивление убывает с ростом частоты. Обычно причина такой зависимости не обсуждается или ограничиваются ссылками на сложную структуру цеолита [2,3].

Предлагается механизм, объясняющий уменьшение сопротивления с ростом частоты в цеолитах и других средах содержащих значительную долю пустот. Особенность цеолита (и цеолитоподобных сред), как проводящего объекта состоит в том, что цеолит состоит из кристаллитов, хаотически расположенных по объему пластины. При этом, по необходимости, значительная доля объема содержит пустоты. Другое важное обстоятельство — это ионный характер проводимости цеолита. Дело в том, что ионы не входят в электроды, а потому накапливаются вблизи катода. Соответственно вблизи анода образуется отрицательный заряд в виде неподвижного отрицательного заряда на стенках пор. Фактически это означает, что на границе цеолита с анодом образуется непроводящий зазор. Такой зазор на границе и диэлектрические пустоты являются объемами куда перекачивается электрическое поле из проводящих кристаллитов цеолита. Поэтому, если частота внешнего электрического поля значительно меньше эффективного обратного максвелловского времени (время перекачки электрического поля из проводящего объема в непроводящий) сопротивление будет наибольшим. Действительно, в такой ситуации большую часть периода внешнее поле находится в тех объемах, где нет проводимости. В противоположном случае, когда частота внешнего электрического поля значительно больше обратного максвелловского времени, то в течении почти всего периода поле находится в проводящих объемах. Такую модель можно применить для описания частотной зависимости сопротивления цеолита. Здесь мы не будем рассматривать более сложный случай объемных диэлектрических промежутков.

Исходим из модели, состоящей из проводящего слоя (толщиной d , диэлектрической проницаемостью ε и сопротивлением R) и тонкого диэлектрического слоя толщиной d_s и диэлектрической проницаемостью ε_s , площадью структуры S , емкости:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}, C_s = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 S}{d_s}$$

Объяснению подлежит наблюдаемая зависимость тока от частоты представляющая собой убывающую функцию от частоты приложенного внешнего электрического поля. Частотная зависимость сопротивления такой системы $R(\varepsilon)$ определяется из отношения:

$$R(\omega) = R \left[\frac{1}{(\omega RC_s)^2} + \left(1 + \frac{C}{C_s} \right)^2 \right]$$

Из рис. 1 видно, что сопротивление является убывающей функцией от частоты в обоих представленных случаях. Действительно, из формулы видно, что с ростом частоты сопротивление убывает. Однако, только в случае природного цеолита с кальцием (рис. 1.а) график похож на тот, что предсказывается формулой. В случае цеолита модифицированного серебром (рис. 1.б) при изменении частоты на три порядка сопротивление изменяется не более, чем на 20%. Фактически это означает, что в диапазоне частот до 10^5 Гц сопротивление можно считать постоянным. Отсюда мы делаем вывод о том, что в цеолите с ионами серебра перераспределение электрического поля между проводящими и непроводящими объемами не происходит. Другими словами, как проводник тока цеолит модифицированный серебром представляет собой однородную

среду. Таким образом мы приходим к важному выводу о том, что механизм проводимости в модифицированном цеолите имеет сквозной характер, в противоположность природному цеолиту, с кальцием, где проводимость осуществляется электрически изолированными друг от друга областями. Отметим, что низкоомный модифицированный цеолит в порах демонстрирует частотную зависимость, соответствующую формуле лишь при частотах больших 10^5 Гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Влияние при электродного зазора на определение диэлектрической проницаемости в цеолите/ В.И. Орбух, Г.М. Эйвазова, Н.Н. Лебедева, М.Б. Мурадов, Б.Г. Саламов. ANAS, Transactions, 2015, N2, p. 51-54
2. Диэлектрическая проницаемость синтетического цеолита, содержащего наночастицы вольфрама/ С.С. Павлов, Е.С. Астахова, Вестник А МГУ, 2012, №57, с.27-32
3. Introduction to Zeolites Science and Practice/ Ed. van Bekkum H., E.M. Flanigen, P.A. Jacobs, J.C. Jansen, Second edition.–Amsterdam: Elsevier Science, p. 2001.–1085

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПРИРОДНОГО КЛИНОПТИЛОЛИТА

В ОБЛАСТИ ЧАСТОТ 10^2 - 10^{10} Гц

А.Х. Мурадов

Ч.Г. Ахундов, Г.М. Эйвазова*, В.И. Орбух, Н.Н. Лебедева

Бакинский Государственный Университет,

Институт Физических Проблем. БГУ, НАНО-центр.*

nnlebedeva@gmail.com

Измерена диэлектрическая проницаемость природного клиноптилолита в широкой области до сверхвысоких ($4,5 \cdot 10^{10}$ рад/с) частот. Приводится подробное описание разработанного метода измерения действительной части диэлектрической проницаемости с помощью частично заполненного прямоугольного волновода. Полученное значение $\epsilon' = 1,53$ дополняет ранее полученные результаты до 10^6 Гц и позволяет применение разработанной модели одного релаксатора для объяснения частотной зависимости ϵ' .

На основе рентгенографического и спектрального химического анализа установлена принадлежность исследуемого нами природного цеолита к высококремнеземным цеолитам типа клиноптилолит [1]. Кристаллическая структура клиноптилолита принадлежит к моноклинной сингонии с параметрами: $a = 17.74 \text{ \AA}$, $b = 17.9 \text{ \AA}$, $c = 7.4 \text{ \AA}$, пространственная группа $C2/m$, $\beta = 117^\circ$.

Структура его состоит из чередующихся отрицательно заряженных алюмокремнекислородных тетраэдров AlO_4 и SiO_4 , которые, соединяясь между собой вершинами, образуют поры -наноканалы двух типов А и В, с размерами $0.6 \times 0.4 \text{ нм}$ - (А тип) и $0.4 \times 0.4 \text{ нм}$ –(В тип). Содержимое этих каналов представляет собой внекаркасную подсистему - это положительно заряженные ионы-катионы Na^+ , K^+ , Mg^+ , Ca^+ ,

компенсирующие отрицательный заряд каркаса, а также большое количество молекул H_2O -координационной воды. Вода играет важную роль для обеспечения стабильности каркаса клиноптилолита, так как между атомами кислорода из каркаса, находящегося в координации положительно заряженных ионов, и молекулами H_2O , находящихся в координации катионов, образуется водородная связь, что, как полагают [2-4], приводит к увеличению подвижности ионов в поровом пространстве.

Изучению диэлектрических спектров цеолитов при различных условиях посвящён ряд работ. В работе [5] изучалась зависимость диэлектрических свойств цеолита от типа основного иона, т.е. иона контролирующего ионно-миграционную поляризацию. Установлено, что модифицирование одними ионами увеличивает, а другими - уменьшает диэлектрическую проницаемость по отношению к исходному образцу.

Влияние воды на диэлектрические свойства цеолитов изучались в работе [6]. В этой работе исследовался природный цеолит Са-клиноптилолит. В работе были изучены диэлектрические спектры, обусловленные релаксацией воды (при различных её концентрациях) в системе клиноптилолит - вода. Установлено, что вклад в диэлектрические свойства цеолита воды, связанной в порах, и воды в свободном объёме различен. Показано, что при влажности меньше 12 процентов вся вода находится в связанном состоянии.

В работе [7] сняты диэлектрические спектры природного клиноптилолита в вакууме (0.1Тор) и на воздухе (при атмосферном давлении). Измерения проводились в интервале частотот 20 до 10^6 Гц на образцах высокой плотности (природная пластина) и низкой плотности (непрессованный порошок). Установлено, что частотная зависимость как реальной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости характеризуется примерно одним и тем же временем релаксации порядка 10^{-5} с. Сделан вывод, что во всех рассмотренных случаях диэлектрические спектры определяются колебаниями ионов щелочных металлов, связанных с молекулами воды внутри цеолитовых пор, а различия в соответствующих спектрах связаны с изменением концентрации указанных комплексов.

В данной работе измерена диэлектрическая проницаемость природного клиноптилолита в области сверхвысоких частот. Приводится подробное описание разработанного метода измерения действительной части диэлектрической проницаемости с помощью частично заполненного прямоугольного волновода. Полученное значение дополняет ранее полученные до 10^6 Гц результаты, и позволяет применение разработанного в работе [8] метода одного релаксатора для объяснения частотной зависимости ϵ' .

Результаты измерений диэлектрических спектров с помощью цифрового измерителя иммитанса

В качестве объекта исследования был использован природный цеолит клиноптилолит: сингония – моноклинная, пространственная группа симметрии $C2/m$, параметры элементарной ячейки: $a=1.761\text{nm}$, $b=1.780\text{nm}$, $c=0.741\text{nm}$, $\beta=115.2^\circ$; химический состав, подтвержденный проведенным нами рентгенографическим анализом, содержал Al_2O_3 — 11.36%, SiO_2 — 67.84%, Na_2O — 1.25%, MgO — 0.49%, P_2O_5 — 0.11%, SO_3 — 0.03%, K_2O — 3.01%, CaO — 0.29%, TiO_2 — 0.08%, MnO — 0.078%, Fe_2O_3 — 1.19%, KJ — 11.64%. Из моноблока вырезались бруски, которые после механической обработки становились плоскопараллельными пластинами. Для измерения образцы помещались в кассете между двумя плоскими электродами, один из которых был проводящим прозрачным слоем SnO_2 на стеклянном диске, а второй - отполированным медным диском.

Кассета подключалась к прибору Е7-20 (измеритель имметанса LRC, в диапазоне частот 25Гц-1МГц). Измерения проводились при комнатной температуре и влажности воздуха 85%.

Из измеренных на приборе Е7-20 емкости С и сопротивления R были вычислены, согласно [8], значения реальной части диэлектрической проницаемости ϵ' .

С ростом частоты ϵ' падает. Этот спад подчиняется простой модели одного релаксатора и вычисляется по формуле

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

здесь ϵ_s - статическая, ϵ_∞ - высокочастотная диэлектрическая проницаемости.

Используя экспериментальные данные было рассчитано время релаксации $\tau = 10^{-5}$ с.

К измерению диэлектрической проницаемости с помощью частично заполненного прямоугольного волновода

Диэлектрическая проницаемость измерялась методом короткозамкнутой линии. Этот метод наиболее распространен при измерениях диэлектрической проницаемости материалов, так как по сравнению с другими методами во многих практических случаях оказывается относительно более простым и универсальным по технике подготовки и проведения эксперимента.

Исследуемый образец материала помещается в отрезок короткозамкнутой линии, присоединяемый к измерительной линии. Образец должен плотно прилегать к короткозамкнутому концу отрезка линии. Длина образца в принципе может быть произвольной. Однако, точность измерений существенно повышается, если длина образца составляет $\frac{1}{4}$ или $\frac{1}{2}$ длины волны в отрезке линии с диэлектриком.

Последовательность операций в общем виде сводилось к следующему. На основе измерений положения минимума I_{\min} и величины коэффициент стоячей волны (КСВН) определяется входное полное сопротивление Z_ϵ короткозамкнутого отрезка линии с образцом. После измерения полного сопротивления, при известной длине образца d и известной длине волны λ в волноводе с воздушным заполнением, вычисляется постоянная распространения $\gamma = \alpha + j\beta$ для заполненного диэлектрика отрезка линий.

По известной постоянной распространения, длине волны в свободном пространстве λ_0 для данной рабочей частоты и критической длине волны в волноводе $\lambda_{кр}$ ($\lambda_{кр} = \infty$ в коаксиале) вычисляется тангенс угла потерь $\text{tg}\delta$ и диэлектрическая проницаемость ϵ . При наличии диэлектрика длина волны, распространяющаяся в передающей линии и ее волново

В отсутствие потерь ($\text{tg}\delta=0$) длина волны в волноводе при наличии диэлектрика определяется соотношением

$$\lambda_\epsilon = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}},$$

где λ_0 – длина волны в свободном пространстве; $\lambda_{кр} = 2a$ – критическая длина волны в волноводе; a – ширина широкой стенки волновода.

Фазовая постоянная выражается формулой

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\varepsilon}}$$

Используя соотношение для λ_{ε} , β и $\frac{1}{\lambda_0^2} = \frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda_{кр}^2}$, где λ – длина волны в волноводе,

получим:

$$\frac{\operatorname{tg}(\beta d)}{\beta d} = \frac{\lambda_{\varepsilon} \operatorname{tg} \frac{2\pi\chi_0}{\lambda_{\varepsilon}}}{2\pi d} \quad (1)$$

где d – толщина образца, λ_{ε} – длина волны, χ_0 – расстояние от лицевой стороны образца до первого минимума. В правой части формулы (1) стоят величины, полученные из проведенного эксперимента, где 2π берется в радианах. После вычисления выражения для тангенса из таблицы, определяем значение самого тангенса. Пользуясь найденным значением тангенса по формуле (1) определяется значение левой части уравнения. По

найденному значению левой части уравнения (1) из таблицы функции $\frac{\operatorname{tg}x}{x}$ определяем произведение $\beta \cdot d$. Далее разделив произведение $\beta \cdot d$ на толщину образца d , определяем искомую β . Диэлектрическая проницаемость исследуемого образца определяется по следующей формуле:

$$\varepsilon = \frac{1 + \left(\frac{\beta \lambda_{кр}}{2\pi} \right)^2}{1 + \left(\frac{\lambda_{кр}}{\lambda_{\varepsilon}} \right)^2} \quad (2)$$

где $\lambda_{кр}$ – критическая или предельная волна в волноводе, зависящая от геометрических размеров данного волновода.

В Таблице 1 представлены значения измеренных и определенных из таблицы величин. Там же приведено значение ε' , полученное при частоте $4.5 \cdot 10^{10}$ рад/с для природной пластины на воздухе.

Таблица 1.

λ mm	l mm	d mm	χ_0 mm	$\lambda_{кр}$ mm	$\operatorname{tg}\beta d/\beta d$	βd	β	ε
40	1.5	7.7	10.8	46	-6.29	1.67	0.217	1.53

На Рис.1 показана частотная зависимость реальной части диэлектрической проницаемости образца.

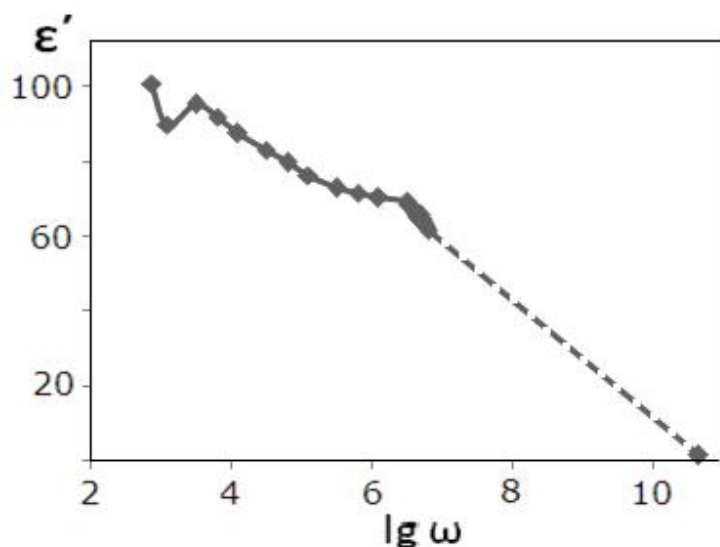


Рис.1. Частотная зависимость реальной части диэлектрической проницаемости для природной пластины в воздухе при атмосферном давлении.

Как видно из рисунка, зависимость диэлектрической проницаемости от логарифма частоты в интервале 10^2 - 10^6 рад/с близко к прямой линии.

Мы продолжили эту прямую до $\omega = 10^{10}$ рад/с, аппроксимируя таким образом частотную зависимость в диапазоне 10^6 - 10^{10} рад/с. Нами была измерена диэлектрическая проницаемость на частоте $4,5 \cdot 10^{10}$ рад/с равная 1,53. Оказалась, что точка, соответствующая этому измерению практически лежит на аппроксимационной прямой.

Это дает нам основание считать, что такая аппроксимация близка к действительности.

Заключение:

Исследовалась частотная зависимость диэлектрической проницаемости в натуральном цеолите—клиноптилолите. В настоящей статье измерена диэлектрическая проницаемость в интервале 10^2 - 10^6 рад/с и дополнительно в изолированной точке $\omega = 4,5 \cdot 10^{10}$ рад/с. На основе этих измерений представлена аппроксимация частотной зависимости диэлектрической проницаемости в интервале 10^6 - 10^{10} рад/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Ducros, Etude de la mobilité de l'eau et dans quelques zéolites par relaxation diélectrique et résonance magnétique nucléaire Bull.Soc. Fr. Mineral, Crystallogr., **LXXX-III** (1960) 85-112.
2. N.H.Magensen, E.Skou, Effect of solvation of charge carriers in hydrated zeolites, Solid State Ionics, **77** (1995) 51-54.
3. J.S.Afanassyev, B.A.Fursenko, I.A.Belitsky, Proton Transfer in Hydrated Microporous Aluminosilicates: a ^1H NMR Study of Zeolite Chabazite, Phys. Chem. Minerals, **25** (1998) 262-287.
4. Т.З.Кулиева, Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Г.М.Эйвазова, Полосы поглощения

- кристаллизационной волю в ик-спектрах поглощения, Клиноптилолита, J.of Qafgaz University, №31 (2011) 72-75.
5. С.В.Барышников, С.В.Ланкин, Е.В.Стукова, В.В.Юрков, Влияние типа иона на диэлектрические свойства клиноптилолита, Современные наукоемкие технологии, №6 (2004) 26-27.
 6. Л.И.Гафарова, Д.В.Сараев, И.В.Луцев, Ю.А.Гусев, Диэлектрическая дисперсия воды в ионно-замещённом клиноптилолите, Структура и динамика молекулярных систем, **10** №1 (2003) 354-357.
 7. В.И. Орбух, Г.М. Эйвазова, А.Х. Мурадов, Н.Н. Лебдева, Б.Г. Саламов, Влияние плотности цеолитов и содержания в них паров воды на диэлектрические спектры. Известия НАНА, серия Физика, математика и техника. 2013, Вып. 5, стр. 31 – 37.
 8. П.Т.Орешкин, Физика полупроводников и диэлектриков, М.: Высшая школа (1977) 448.

**ASPE+xhəcm%TlInSe₂ VƏ ASPE+xhəcm%TlInSe₂+yhəcm%Al
KOMPOZİTLƏRİNDƏ TERMOSTİMULLAŞDIRILMIŞ**

DEPOLYARLAŞMA SPEKTRİNİN TƏDQIQI

X. R. Əhmədova

Azərbaycan Texniki Universiteti

yubaba66@hotmail.com

Təqdim olunan iş ASPE+xhəcm%TlInSe₂ və ASPE+xhəcm%TlInSe₂+yhəcm%Al tip kompozitlərində 300-550K temperatur intervalında termostimullaşdırılmış depolyarlaşma spektrinin qədqiqinin nəticələri barədə məlumat verilir. Müəyyən edilmişdir ki, göstərilən tip kompozitlərin TSD spektrlərində meydana çıxan depolyarlaşma pikləri həm polietilen və TlInSe₂ komponentlərinin, həm də fazalaarası polyarlaşma nəticəsində həcmi yüklər sahəsində yaranan yüklərin tələlərdən çıxmasına müvafiq temperaturalarda baş verir. Alüminium nanohissəciklərinin kompozitlərin xassələri TSD spektrlərinə təsiri göstərmişdir ki, spektrdə meydana çıxan piklərin intensivlikləri artır sayları azalır, lakin ümumi xarakterləri saxlanılır.

ASPE+xhəcm%TlInSe₂ və ASPE+xhəcm%TlInSe₂+yhəcm%Al kompozitlərinin alınmasına, dielektrik, elektret və radiotermoluminessensiya xassələrinin tədqiqinə xüsusi diqqət yetirilsə də onlarda TSD spektri tədqiq olunmayıb [1-3].

Termostimullaşdırılmış depolyarlaşma spektri aşağıdakı qaydada tədqiq edilib. Qalınlığı 4,5 mm olan kompozitlər üzərinə vakuumba buxarlanma yolu ilə 50 mm diametrli alüminium kontakt çökdürülür. Sonrakı mərhələdə, polyarlaşma temperaturunda, müəyyən müddət gərginliyin sabit qalması, yəni elektretin alınması təmin edilir. Elektrik sahəsinin təsiri altında istilik hərəkəti nəticəsində kompozitdə dipolların nizamlanması baş verir. Bu həmin temperaturda çevik olan dipollara aiddir. Bunun nəticəsində elektret yükünün həcmdə ionlaşması baş verir. Bu halda nümunələr polimerin şüşələşmə temperaturundan çox kiçik temperaturlara qədər soyudulur və xarici sahənin təsiri kəsilir. Bu halda dipolların dezoriyentasiyası və həcmi elektrik yüklərinin

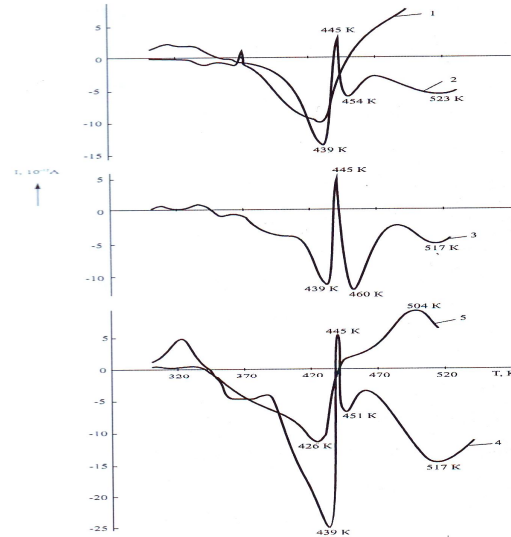
səpilməsi çətinləşir, bunun da nəticəsində depolymerdə sabit daxili polyarlaşma baş verir. Bərk kompozitlərdə bu, otaq temperaturunda çox böyük, bir neçə il relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur. Alınmış nümunələr termokameraya yerləşdirilərək sabit 3 dər/dəq sürətlə qızdırılır. Bu, ölçmə dövrəsində termik depolyarlaşmaya və polyarlaşmış nümunələrə qoşulan elektrodlarda I cərəyanın yaranmasına səbəb olur.

ASPE+xhəcm% TlInSe₂ və ASPE+xhəcm% TlInSe₂+yhəcm% Al kompozitlərində TSD spektrləri temperaturun xətti artması ilə 293-543K intervalında tədqiq edilmişdir. Yarımkəçirici əlavəli kompozit materialların TSD spektrlərinin tədqiqinin nəticələri şəkil 1-də verilmişdir. Burada 1-ci əyri təmiz polietilen üçün və 2, 3, 4, 5 əyrləri isə müxtəlif tərkibli ASPE+xhəcm% TlInSe₂ (x=1; 3; 5; 10) tərkibli nümunələr üçün TSD spektrləridir. Bu kompozitlər üçün xarakterik əlamət odur ki, 1,3,5% TlInSe₂ əlavəli nümunələrdə 445K-də aydın ifadə olunmuş dərin inversiya piki müşahidə edilir.

Bundan əlavə, 500-520 K temperatur intervalında yüksək temperaturlu geniş pik də müşahidə edilir. Bu tərkiblər həmçinin oxşar üç minimuma da malikdirlər. Birinci minimum 432-439K, ikincisi 450-460K, üçüncüsü isə 517-523K temperatur intervallarında yerləşmişlər. Tərkibində TlInSe₂-nin miqdarı 10həcm% olan nümunədə bir-birinə əks işarəli (homo və heteroyüklər) iki maksimum müşahidə edilir. 426K-dəki minimum göstərilən tip digər kompozitlərdə və polimerin özündə də müşahidə edilir.

İkinci maksimumu kompozitlərin üçüncü minimumuna müvafiq temperaturda müşahidə edilir. TSD spektrlərini təhlil edərək polimerin tərkibində 1-5həcm% TlInSe₂ əlavəsi olan kompozitlərdə daha dərin tutma mərkəzlərinin yaranması qənaətinə gəlmək olar. Bu halda taclamada injeksiya etmiş yüklərin tələləri (maksimum intensivliyinin və sahəsinin artması) və onların məskunlaşması (temperatur yerləşməsi

yüksək temperaturlu oblasta doğru sürüşür) 445K-də, böyük pikin fonunda müşahidə edilən inversiya pikinin meydana çıxmasını aşağıdakı kimi izah etmək olar: elektriclənmə zamanı tac boşalması prosesində həcmi yüklər sahəsində TlInSe₂ ilə polimerin sərhəddində fazalararası polyarlaşma (FP) baş verir. Bu polyarlaşmanın istiqaməti həcmi yüklərin sahələrinin əksinə yönəlir. Bu halda, depolyarlaşmada TSD spektrində fazalararası polyarlaşma ilə bağlı olan inversiya cərəyanı yaranır. Təklif etdiyimiz bu izahat Maksvel-Vaqner effekti ilə yaxşı uzlaşır. Bu modelə əsasən qeyri-bircins materiallarda yüklərin toplanması, amorf və kristallik fazaların keçiriciliklərinin fərqli olması ilə əlaqədardır. Belə materialın elektriclənməsi zamanı daşıyıcılar ya verilmiş fazalararası sərhəd yaxınlığında, ya da əksinə, keçiriciliyi daha böyük olan maddə yaxınlığında toplanır. Lokal cərəyanlarının fərqli olması, TSD cərəyanı yox edildikdə yüklərin dissipasiyasına gətirir, çünki bu halda cərəyanlar artıq əks istiqamətlərə axır. Qeyd olunmalıdır ki, bu maksimum, hər şeydən əvvəl TlInSe₂ hissəciklərinin sərhədlərindən yüklərin relaksasiyası ilə əlaqədardır, çünki əlavələrin miqdarının artması ilə pikin intensivliyi artır. TSD cərəyanının inversiyası digər polimerlərdə və kompozitlərdə də müşahidə edilir. Bu hadisələrin izahı barədə



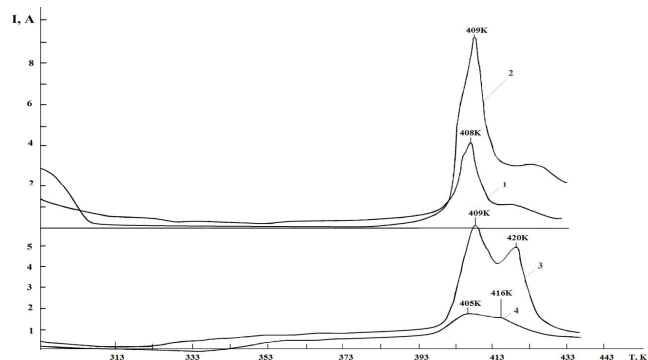
Şəkil 1. ASPE+x həcm% TlInSe₂ kompozitlərinin termostimullaşdırılmış depolyarlaşma spektrləri (1-x=0; 2-x=1; 3-x=3; 4-x=5; 5-x=10).

fərqli mülahizələr mövcuddur. İnversiya pikinin temperatur vəziyyətindən, səthin halından, polimer matrisasının və doldurucunun hallarından, polyarlaşmanın təbiətindən və digər faktorlardan asılı olaraq, TSD əyrilərində müşahidə edilən əks işarəli cərəyanlar polimerlərdə mövcud olan dipolların yenidən düzülməsi ilə əlaqələndirilir. Bizim qənaətimizə görə 432-439K və 450-460K temperatur intervallarında müşahidə olunan maksimumlar polimerlərdə α - relaksasiya ilə əlaqədar müşahidə edilən maksimumun hissələridir. Dar intervalda meydana çıxan inversiya, çox ehtimal ki, fazalararası polyarlaşma və həcmi yük sahələrində həmin yüklərin həddindən çox polyarlaşması ilə TlInSe_2 -nin keçiriciliyinin azalması ilə əlaqədar ola bilər. Belə nəticəyə gəlmək olar ki, α -relaksasiya prosesinin temperatur halına, kompozit daxilində olan TlInSe_2 -nin həcmi miqdarı təsir edə bilər. 517-523K temperatur intervalında müşahidə edilən üçüncü maksimum doldurucunun məxsusi keçiriciliyinin artması ilə əlaqədar ola bilər, çünki pikin intensivliyi tərkibdə doldurucunun miqdarı artdıqca artır. Heterogen polimer kompozisiyalarda fazalararası təbəqələrin qalınlığının ədədi qiymətini hesablamaq üçün, bəzi hallarda ikiqat təbəqənin yaranması təsəvvüründən istifadə edilir. Polimer qarışıqlarında və kompozitlərdə fazalararası qalınlığı

$$d_m^2 = \frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_0 \varepsilon_0 kT}{n \cdot e^2}$$

düsturu ilə hesablamaq olur. Burada ε_1 və ε_2 fazaların dielektrik nüfuzluqları, ε_0 - dielektrik sabiti, n- yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (polimerlər üçün $n = 10^{21} \text{m}^{-3}$), e – elektronun yükü, k- Bolsman sabiti, T- mütləq temperaturdur. Verilən düsturla hesablama göstərir ki, d_m -in qiyməti 0.4-1.2mkm tərtibindədir. Beləliklə, $\text{ASPE} + x \text{həcm} \% \text{TlInSe}_2$ kompozitləri əsasında alınmış 273K temperaturda kristallaşmış elektret nazik təbəqələrinin TSD cərəyanlarının xüsusiyyətlərinin tədqiqinin nəticələri göstərir ki, TSD əyrilərində bir sıra depolyarlaşma pikləri meydana çıxır. Həmin piklər həm ayrı-ayrı komponentlərin (PE və TlInSe_2), həm də fazalararası polyarlaşma nəticəsində həcmi yüklər sahəsində yaranan yüklərin tələlərdən çıxmasına uyğun temperaturlarda müşahidə edilir. 445K temperaturda kompozit nümunələrinin TSD əyrilərində 3-5K yarımənli inversion pik aşkarlanmışdır. TlInSe_2 əlavəli kompozitlərin 515-520K temperaturda TSD spektrlərində elektret yüklərinin yeni stabiləşmə mərkəzləri ilə bağlı depolyarlaşma piki aşkar olunmuşdur. Polietilen kompozitlərində p-keçiricili və 50-63mkm dispersli TlInSe_2 doldurucuları struktur formalaşdırıcı rol oynayırlar. Alüminium nanohissəcikli, göstərilən tip kompozitlərin TSD spektrlərinin tədqiqinin nəticələri şəkil 2-də verilmişdir.

$\text{ASPE} + 5 \text{həcm} \% \text{TlInSe}_2 + 5 \text{həcm} \% \text{Al}$,
 $\text{ASPE} + 7 \text{həcm} \% \text{TlInSe}_2 + 3 \text{həcm} \% \text{Al}$,
 $\text{ASPE} + 3 \text{həcm} \% \text{TlInSe}_2 + 7 \text{həcm} \% \text{Al}$,
 $\text{ASPE} + 10 \text{həcm} \% \text{TlInSe}_2 + 10 \text{həcm} \% \text{Al}$ kompozitləri tədqiq edilmişlər. Şəkil 2-dən görünür ki, $\text{ASPE} + 7 \text{həcm} \% \text{TlInSe}_2 + 3 \text{həcm} \% \text{Al}$ kompoziti üçün $I(t)$ spektrində 408K temperaturda nəzərə çarpan maksimum, 413K temperaturda zəif minimum müşahidə edilmişdir. 298-393K temperatur intervalında cərəyan sabit



Şəkil 2. $\text{ASPE} + x \text{həcm} \% \text{TlInSe}_2 + y \text{həcm} \% \text{Al}$ kompozitlərinin termostimullaşdırılmış depolyarlaşma spektrləri, 1-x=7, y=3; 2-x=5, y=5; 3-x=3, y=7; 4-x=10, y=10

qalır, daha sonra 4.2A-ə qədər artır və sonra isə sıfıra yaxınlaşır. Həmçinin ASPE+5həcm%TlInSe₂+5həcm%Al kompozitin TSD spektrində də 409K temperaturda gözəçarpan maksimum müşahidə edilmişdir. Bu temperaturda cərəyan 9.5A-ə çatır və temperaturun artması ilə azalır. 415K-də cərəyanın azalması və zəif strukturu müşahidə edilir. Bu kompozit üçün də 273-397K intervalında 0.5A-də cərəyan sabit qalmışdır. ASPE+3həcm%TlInSe₂+7həcm%Al kompozitin TSD spektrində 409K temperatur-da (6.2A) və 42K temperatur-da (4.9A) iki gözəçarpan maksimum müşahidə edilmişdir. Bu maksimumlar arasında 413K temperaturda (3.5A) dərin minimum müşahidə edilmişdir. Qeyd edək ki, bu kompozit üçün də 273-400K temperatur intervalında cərəyan 0.4A qiymət alaraq sabit qalır. ASPE+10həcm%TlInSe₂+10həcm%Al kompoziti üçün I(t) əyrisində 405-416K temperatur intervalında zəif maksimum müşahidə edilmişdir və 273 - 403 geniş temperatur intervalında cərəyan sabit qalmışdır.

ƏDƏBİYYAT

1. Годжаев Э.М., Сафарова С.С., Кафарова Д.М., Гюльмамедов К.Д., Ахмедова Х.Р. Исследование микрорельефа поверхности и диэлектрических свойств композиций ПП+TlIn_{0,98}Ce_{0,02}Se₂ //Электронная обработка материалов, Молдова, 2013, 49(4), с.1-6
2. Qodjaev E.M., Ahmadova Kh.R., Safarova S.İ., Osmanova S.S. Composite dielectric properties with nanoadditions of aluminum particles //Azerbaijan Journal of Physics, Volume XIX, Number 4, Section: En, 2013, p. 14-17
3. Gojayev E. M., Ahmadova Kh.R., Safarova S. I., Djafarova G. S, Mextiyeva Sh. M. Effect of Aluminum Nano-Particles on Microrelief and Dielectric Properties of PE+TlInSe₂ Composite Materials //Open Journal of Inorganic Non-metallic Materials, 2015, 5, p. 11-19

TERMOMAQNİT EMAL YOLU İLƏ AMORF MAQNİTYUMŞAQ MATERİALLARDA NANOKRİSTALLİK QURULUŞUN FORMALAŞMASI

T.M. Pənahov, V.İ. Əhmədov

Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti, Fizika kafedrası

valik.ahmadov@gmail.com

İşdə funksional xassələrinin yeni səviyyəsinə gətirən termomaqnit və termomexaniki emalın amorf və nanokristallikmaqnitiumşaq ərintilərin quruluşu və maqnit xassələrinə təsiri öyrənilmişdir. Amorf və nanokristallik maqnit ərintilər bir tərəfdən maqnit xassələrinin rəngarəngliyi və qeyri-adiliyi, digər tərəfdən praktiki istifadəsinin yeni imkanlara malik olması ilə əlaqədar özlərini yeni perspektiv materiallar kimi göstərirlər. Maqnitiumşaq nanokristallik ərintilər dəmir əsaslı amorf ərintilərin kristallaşması yolu ilə alınmışdır. Başqa sözlə amorf quruluş, nanokristallik halın yaradılması üçün aralıq hal kimi istifadə edilmişdir.

Nanokristallik ərintilər optimal termik emaldan sonra ən yaxşı kristallik (permalloy) və kobalt əsasında amorf ərintilərlə eyni histerezis maqnit xassələrinə və iki dəfədən bir qədər böyük doyma induksiyasına malikdirlər. Bu maddələrin maqnit xassələri onların quruluş xüsusiyyətləri və kimyəvi tərkibindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Onların praktiki mühüm xassələrinin

formalaşmasında həm də termomaqnit (sabit və dəyişən sahələrdə) və termomexaniki emal kimi təsirlərdə mühüm rol oynayır. Bu təsirlər gətirilmiş anizotropiyanın xarakterinin dəyişməsi, histerezis ilgəyinin sürüşməsi və s. kimi yeni fiziki hadisələrə gətirir. Bu hadisələrin öyrənilməsi nəinki elmi, həm də praktiki maraq kəsb edir, yəni aktualdır.

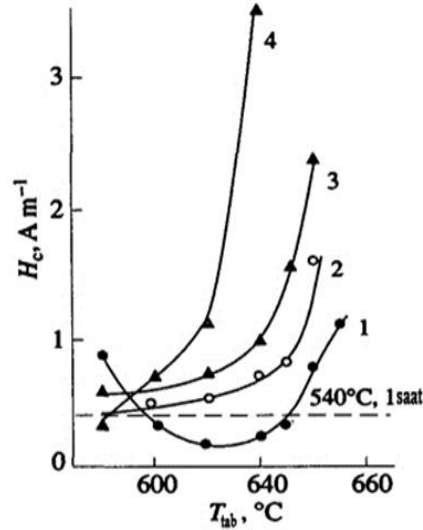
Amorf fazanın kristallaşmasının inkişafı prosesində nanokristallik quruluşun formalaşması ilk növbədə amorf ərintinin tərkibi ilə təyin edilir. Ərintinin tərkibi elə seçilməlidir ki, o kristallaşma mərkəzlərinin yaranmasının yüksək sürətini və kristalların böyüməsinin maksimum ləngiməsini təmin etsin [1]. Bu şərtin ödənməsi təqribən 10 nm ölçülü nanokristallik quruluşun formalaşmasına səbəb olur. Dənələrin qeyri-adi kiçikliyi ona gətirir ki, dənə birdomenli olur. Həmçinin nanokristallik ərintilər amorf ərintilərlə müqayisədə stabil quruluşa və daha yüksək termostabil maqnit xassələrinə malikdirlər.

Amorf və nanokristallik ərintilərin maqnit xassələrinin formalaşmasına müxtəlif təbiətli gətirilmiş maqnit anizotropiyası böyük təsir göstərir. Məhz bu, bir çox hallarda domen quruluşunun tipini və yenidənmaqnitlənmənin xarakterini, yəni maqnit xassələrinin xüsusiyyətlərini müəyyən edir. Müxtəlif emal: termik, termomaqnit və termomexanikiyolu ilə gətirilmiş maqnit anizotropiya amorf və nanokristallik ərintilərin müxtəlif sistemlərinin maqnit xassələrində özünü müxtəlif şəkildə göstərir.

İşdə $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$ amorf ərintisinin yüksək 580-670°C temperaturda sürətlə (bir neçə saniyədə) kristallaşması nəticəsində nanokristallik halıalmağın mümkünlüyü göstərilmişdir. Başlanğıc halda ərinti amorf haldadır, kristallaşma zamanı isə yüksək maqnit xassələrinə malik nanokristallik maqnit yumşaq ərintiyə çevrilir. Ərinti iki kristallaşma temperaturuna malikdir: 510°C-dən yuxarıda nanokristallar əmələ gəlir, 570°C-dən yuxarıda onların niobium ilə zəngin ətrafının kristallaşması baş verir. Adətən ərintinin optimal maqnit parametrinin alınması üçün 520-560°C temperaturlarda bir saat müddətində ərinti bişirilir. Əgər bu prosesi daha yüksək temperaturlarda qısa müddətdə aparsaq niobium ilə zəngin oblastların kristallaşması ləngiyir. Bişirilmənin minimal temperaturu üçün 580°C götürülmüşdür.

Şəkil 1-dən görüldüyü kimi 580°C bişirilmə temperaturunda 10-30 saniyə saxlama, ənənəvi yolla 540°C temperaturda 1 saat tab alma ilə alınan koersitiv qüvvəyə yaxın qiymət almağa imkan verir. Bu saxlamalar zamanı temperaturun yüksəldilməsi H_C koersitiv qüvvənin yüksəlməsinə səbəb olur ki, bunun da səbəbi yəqin ki, kristallaşmanın ikinci mərhələsinin başlamasıdır.

580°C temperaturda 5 saniyə saxlama bu cür kiçik H_C koersitiv qüvvəni təmin edən quruluşun formalaşması üçün kifayət deyil. Lakin 600-650°C temperaturlarda tab alma zamanı alınan koersitiv qüvvənin qiyməti ənənəvi üsulla alınan qiymətdən kiçikdir (620°C temperaturda iki dəfə). Daha qısa saxlama (1 saniyə) H_C koersitiv qüvvənin aşağı qiymətlər intervalını 670°C temperaturla qədər genişləndirir.



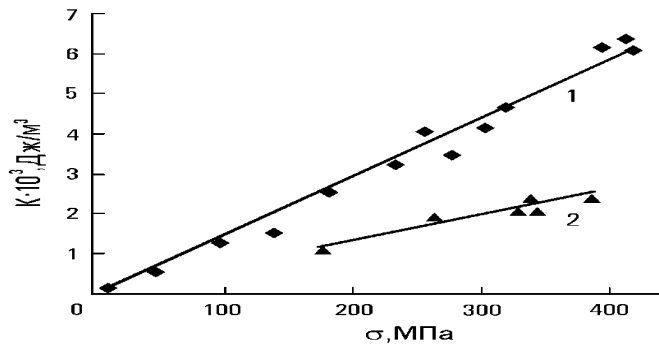
Şəkil 1. Qüvvənin T_{tab} tab alma müddətindən asılılığı. Saxlama müddəti: 1- 5 san, 2-10 san, 3-20 san, 4-60 san; ştrixlənmiş xətt 540°C temperaturda 1 saat tabı alınmış nümunənin koersitiv qüvvəsinin H_C səviyyəsidir.

660°C temperaturda 1 san və 540°C temperaturda 1 saat bişirilmiş nümunələrin elektronogrammaları göstərmişdir ki [2], birinci halda kristalların ölçüsü daha kiçikdir. Kristalların ölçülərinə görə paylanmasının tədqiqi göstərir ki, 660°C temperaturda bişirilmiş ərintidə ən tez-tez rast gəlinən ölçü 5-6 nm, 540°C temperaturda bişirilmiş ərin-tidə isə 8-10 nm-dir. Adətən daha uzun müddət saxlamalar zamanı bişirilmə temperaturu yüksək olduqca dənənin ölçüsü də böyük olur. Lakin bu halda vəziyyət tamamilə əksinədir. Güman etmək olar ki, bu kristallaşmanın sürətlə baş verməsi ilə əlaqədardır. Kristallik quruluşdakı digər fərq ondan ibarətdir ki, daha yüksək temperaturda kristallaşmış ərintilərdə kristallitlər daha təkmildir.

Fe_{73,5}Cu₁Nb₃Si_{13,5}B₉ amorf ərintisinin kristallaşması zamanı alınmış nümunələrdə nanokristalların ölçüləri-nin tənzimlənməsinin daha bir üsulu ilkin deformasiya və aşağı temperaturda tabı almadır. Müəyyən edilmişdir ki, ilkin deformasiya (yayma) və aşağı temperaturlu (350-450°C) bişirilmə kristallaşmış ərintinin möhkəmlik xassələrinə və quruluşuna təsir göstərir. Sonra bu ərintinin vakuumda 540°C temperaturda 1 saat müddətində tabı alınmışdır. Bu ərintidə dənələrin ölçülərinə görə paylanmasının tədqiqi göstərir ki, ən tez rast gəlinən ölçü 6-8 nm-dir. Eninə maqnit anizotropiyanın yaradılması termomexaniki emal adlanan dartılma altında bişirilmə ilk dəfə [3] işində Fe_{73,5}Cu₁Nb₃Si_{13,5}B₉ ərintilərinə tətbiq edilmişdir. Bişirilmə zamanı nümunəyə dartıcı gərginlik tətbiq edilmişdir. Bişirilmə temperaturu və yük optimal maqnit xassələrinə nail olmaq üçün təcrübə olaraq seçilir. Nanokristallik ərintidə temperaturun, bişirilmə müddətinin və yükün miqdarının artması zamanı gətirilmiş eninə anizotropiya sabiti də artır.

Termomexaniki emal zamanı gətirilmiş eninə anizotropiya sabiti kobalt əsasında amorf ərintilərə nisbətən 4 dəfə böyükdür. Termomexaniki emal dəmir əsasında ərintilərdə o zaman effektivlidir ki, ərinti nanokristallik hala keçmişdir və kiçik maqnitostriksiya malikdir.

Belə ki, dəmir əsasında amorf ərintilərdə eninə anizotropiya yaranır. Termomexaniki emalı nanokristallaşdırıcı bişirilmə ilə birləşdirdikdə (1 rejimi) termomexaniki emalın effektivliyi nanokristallaşdırıcı bişirilmədən sonra aparılan termomexaniki emala (2 rejimi) nisbətən daha da artır (şəkil 2). 530°C temperaturda 1 saat müddətində $\sigma=320$ MPa yükü 1 rejimi üzrə emal zamanı anizotropiya sabiti maksimal qiymətinə bir neçə dəqiqəyə çatır, 2 rejimi üzrə isə maksimal qiymətə bir saata çatır. 1 rejimi üzrə emal zamanı nümunənin uzanması müşahidə edilir. 1 və 2 rejimləri üzrə emal zamanı K anizotropiya sabitinə maksimal qiymətindəki böyük fərq amorf materialın kristallaşması zamanı tətbiq edilən yükün kristallik quruluşun formalaşmasına təsir göstərməsinin nəticəsidir.



Şəkil 2. Termomexaniki emal zamanı K-nın yükün miqdarından asılılığı: 1-birinci rejim (530°C, 1 saat), 2-ikinci rejim (530°C temperaturda, 1 saat nanokristallaşdırıcı bişirilmə, sonra 530°C temperaturda 1 saat termomexaniki emal).

ƏDƏBİYYAT

1. Носкова Н.И., Шулика В.В., Потапов А.П. Магнитные свойства и микроструктура нанокристаллических магнитомягких сплавов Fe_{73,5-x}Co_xCu₁Nb₃Si_{13,5}B₉/MM. – 2006. – Т. 102. – № 5. – С. 539–544.

2. Астраханцев Ю.Г., Шерендо Т.А., Корзунин Г.С., Лаврентьев А.Г., Потапов А.П., Влияние термомагнитных обработок сердечников из нанокристаллического сплава $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$ на параметры первичных преобразователей скважинного магнитометра-инклинометра // ФММ . – 2003. – Т. 96. – № 1. – С. 37–41.
3. Сериков В.В., Клейнерман Н.М., Волкова Е.Г., Лукшина В.А., Потапов А.П., Свалов А.В. Структура и магнитные свойства нанокристаллических сплавов системы $FeCuNbSiB$ после термомеханической обработки // ФММ. – 2006. – Т. 102. – № 5 . – С. 290–295.

FeGa₂Se₄ və FeIn₂Se₄ BİRLƏŞMƏLƏRİNDƏ TERMOSTİMULLAŞMIŞ DEPOLYARLAŞMA CƏRƏYANLARI

N.N. Niftiyev, F.M. Məmmədov*, S.M. Musayeva

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

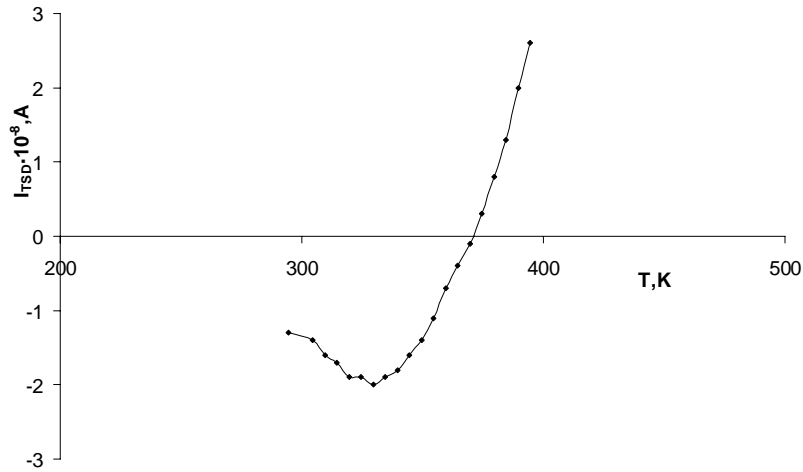
*AMEA Kataliz və Qeyri-üzvi Kimya İnstitutu**

namiq7@bk.ru

FeGa₂Se₄ və FeIn₂Se₄ birləşmələrində termostimullaşmış depolyarlaşma cərəyanlarının tədqiqi nəticəsində lokal səviyyələrin enerji dərinliyi, onların konsentrasiyası və tutulma kəşikləri hesablanmışdır. TSD cərəyanının işarəsinin dəyişməsi nümunə qızarkən dayaz və dərin səviyyələrin boşalma kinetikasının müərkəb xarakteri ilə əlaqədardır.

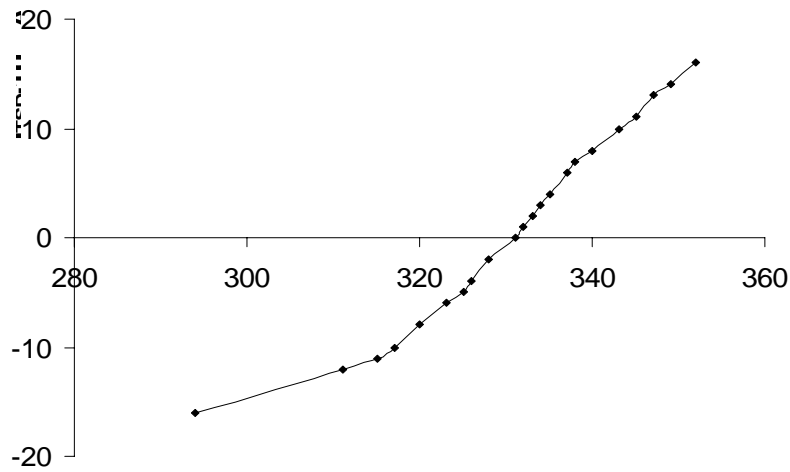
Müasir bərk cisimlər elektronikasının funksional imkanlarını genişləndirən əsas mənbələrdən biri kimi AB_2X_4 (burada A-Mn, Fe, Co, Ni; B- Ga, In; X-S, Se,Te) tipli birləşmələri göstərmək olar. Bu birləşmələrin atom tərkibindən və atomlar arasındakı qarşılıqlı təsirdən asılı olaraq onların fiziki xassələrinin güclü sürətdə dəyişməsi baş verir. Bu birləşmələrin əsasında lazerlər, işıq modulyatorları, fotodedektorlar, termorezistorlar, düzləndiricilər və s. funksional qurğular yaratmaq perspektivlidir. AB_2X_4 tipli birləşmələr sinfinə aid olan $FeGa_2Se_4$ birləşməsi stexiometrik miqdarda yüksək təmizlikli (99,999%) elementlər birləşməsindən alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla analiz nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, $FeGa_2Se_4$ kristal qəfəs parametri $a=5,54\text{Å}$ olan kubik quruluşa malik olur [1]. $FeIn_2Se_4$ birləşməsinin monokristal isə Bricsmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla müəyyən edilmişdir ki, $FeIn_2Se_4$ monokristal qəfəs parametrləri $a=4,18\text{Å}$; $c=19,47\text{Å}$; $c/a=4,65$ olan heksaqonal quruluşa kristallaşır [2]. $FeGa_2Se_4$ birləşməsi və $FeIn_2Se_4$ monokristalının bəzi fiziki xassələri [3-6] işlərində tədqiq edilmişdir. Hazırkı işdə $FeGa_2Se_4$ və $FeIn_2Se_4$ birləşmələrində termostimullaşmış depolyarlaşma (TSD) cərəyanlarının tədqiqi nəticələri verilmişdir.

Şəkil 1-də $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün 80V polyarlaşma gərginliyində TSD cərəyan əyrisi təsvir edilmişdir. TDC spektrindəki inversiya pikinə uyğun temperatur maksimumu 330 K -ə bərabərdir. Başlanğıcda inversiya piki də daxil olmaqla cərəyanın işarəsi mənfi olur. 367 K temperaturda TSD cərəyanının işarəsi dəyişərək müsbət olur və temperatur artdıqca cərəyanın qiyməti artmaqda davam edir.



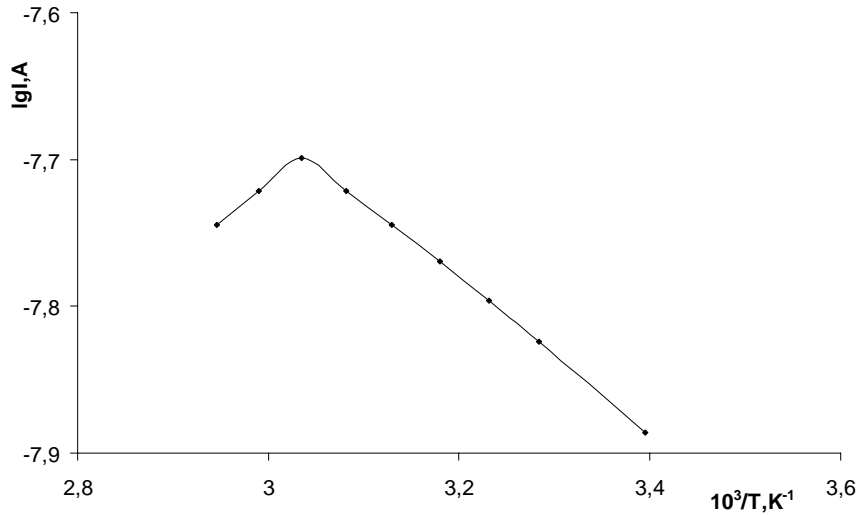
Şəkil 1. $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün 80V polyarlaşma gərginliyində TSD cərəyan əyrisi.

Şəkil 2 -də $FeIn_2Se_4$ laylı monokristallı üçün 20V polyarlaşma gərginliyində TSD cərəyan əyrisi təsvir edilmişdir. Şəkindən görünür ki, başlanğıcda temperatur artdıqca cərəyanın işarəsi «-» olmaqla qiyməti yavaş artmağa başlayır, 316 K temperaturdan başlayaraq isə temperatur yüksəldikcə cərəyanın qiyməti bir qədər sürətlə artır. 330 K temperaturda isə TSD cərəyanın işarəsi dəyişərək müsbət olur və temperatur yüksəldikcə cərəyanın qiyməti də yüksəlməkdə davam edir.



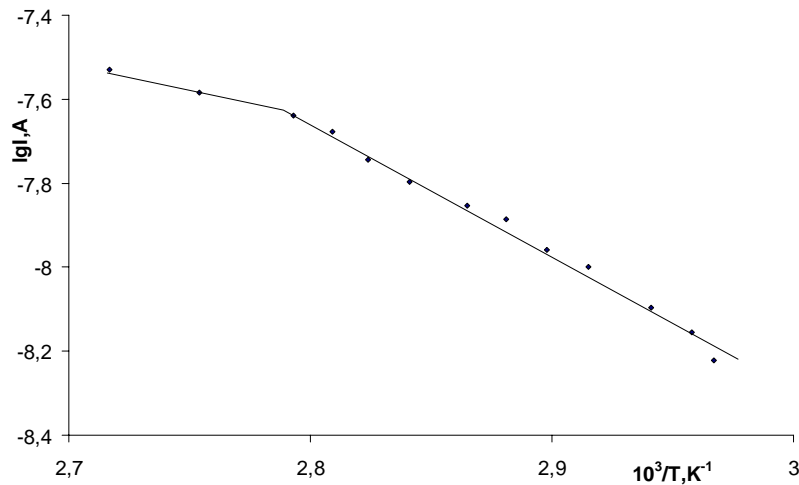
Şəkil 2. $FeIn_2Se_4$ monokristalı üçün 20V polyarlaşma gərginliyində TSD cərəyan əyrisi.

Şəkil 3-də $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün 80 V polyarizasiya gərginliyində 330 K temperatura uyğun TSD cərəyan pikinin başlanğıc hissəsinin temperaturdan asılılıq əyrisindən ($I \sim 10^3/T$) tələlərin aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır və $E_t = 0,16$ eV bərabər olur.



Şəkil 3. FeGa₂Se₄ kristalı üçün 80V polyarlaşma gərginliyində 330K temperatúra uyğun TSD cərəyan pikinin başlanğıc hissəsinin temperaturdan asılılığı.

Şəkil 4 -də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün TSD cərəyan pikinin başlanğıc hissəsinin temperaturdan asılılıq əyrisi $lgI \sim 10^3/T$ miqyasında göstərilmişdir. Əyrinin düz xətt hissəsindən aktivləşmə enrijsi hesablanmışdır və $E_t = 0,63$ eV qiyməti tapılmışdır.



Şəkil 4. FeIn₂Se₄ monokristalı üçün TSD cərəyan pikinin başlanğıc hissəsinin temperaturdan asılılığı.

Tədqiq olunan kristallar üçün tələlərin yerləşmə dərinliyi TSD -də cərəyanın başlanğıc artımı hissəsinin temperaturdan asılılığından (Qarlik-Qibson metodu) [7] təyin edilmişdir. Sürətli yapışma səviyyələri üçün tələlərin konsentrasiyası və tutulma en kəsikləri aşağıdakı düsturlardan təyin edilir [8]:

$$N_t = \frac{e\mu N_c n_{10} E_t}{\alpha} \quad (1)$$

$$S_t = \frac{\beta J_M E_t^2}{2\alpha N_c \nu_t k^2 T_M^3} \exp(2E_t / kT_M) \quad (2)$$

Burada J_M - TSD maksimumuna uyğun cərəyanın sıxlığı, β - qızdırılma sürəti, N_c - keçirici zonada hal sıxlığı, v_i -sərbəst yükdaşıyıcıların istilik sürəti, k -Bolsman sabitidir. $\ln j \sim 1/T$ koordinatında j əyrisinin düz xətt hissəsinin yüksək temperatur oblastında ekstrapolyasiyası nəticəsində ordinat oxundan α parçasını ayırır.

Yuxarıda göstərdiyimiz metodların köməyi ilə hesablamalar nəticəsində $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün lokal səviyyələrin parametrlərinin hesablanmasıdan alınan orta qiymətlər aşağıdakı kimidir:

$$E_t = 0,16 \pm 0,02 \text{ eV}, \quad N_t = 3,3 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}, \quad S_t = 2 \cdot 10^{-18} \text{ sm}^2$$

$FeIn_2Se_4$ monokristalı üçün isə lokal səviyyələrin parametrlərinin orta qiymətləri belədir:

$$E_t = 0,63 \pm 0,02 \text{ eV}, \quad N_t = 2,4 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}, \quad S_t = 5 \cdot 10^{-17} \text{ sm}^2$$

Şəkil 1 və 2 – dən görünür ki, $FeGa_2Se_4$ və $FeIn_2Se_4$ birləşmələrində TSD cərəyanlarının «inversiyası» yaranır. [9] işində inversiya cərəyanının fiziki mexanizmini təsvir edən ifadə verilmişdir. Bu iş əsasən TSD-nin inversiya cərəyanı belə izah edilir: başlanğıcda hesab edilir ki, dielektrikin daxilində yapışma səviyyələrində lokallaşmış yüklər qalınlığa görə qeyri-bircinsli paylanır (hetroböyük). Qızdırılma prosesində depolyarlaşma zamanı sərbəst yükdaşıyıcıların generasiyası başlayır. Yəni daxili elektrik sahəsinin təsiri ilə heteroyüklər dielektrikin səthinə çatır və homoyükün əks ekranlaşmış sahəsinə yaradır. Müəyyən temperaturda ekranlaşma tam olur. Bu zaman $I_{TSD} = 0$ -a bərabər olur. Sonrakı qızdırılma prosesində hetroyük «dağıtmanı» davam etdirir və hemoyük sahəsinin hetroyük sahəsinin üzərində bəzi üstünlükləri meydana çıxır. Bu TSD cərəyanın işarəsinin dəyişməsi ilə ifadə olunur.

Adətən yarımkeçiricilərdə dipolların mövcud olma ehtimalları azdır, lakin real yarımkeçiricilərdə başqa fazalardan daxil edilmiş (məs. oksidlər və s.) müxtəlif fazalardan ibarət kiçik daxil olmaların mövcudluğu yox deyildir. Bu da prinsipcə dipolun əmələ gəlməsinə gətirib çıxara bilər. Bizə elə gəlir ki, TSD cərəyanının işarəsinin dəyişməsi nümunə qızarkən dayaz və dərin səviyyələrin boşalma kinetikasının mürəkkəb xarakteri ilə əlaqədardır. Nümunədə əsasən daha dərin yapışma səviyyələrinin olması TSD inversiya cərəyanının müşahidə edilməsi üçün kifayət etmir. Bunun üçün dayaz səviyyələrin olması zəruridir. Bu da bizim $FeGa_2Se_4$ və $FeIn_2Se_4$ nümunələrində mövcuddur.

ƏDƏBİYYAT

1. М.Р.Аллазов, П.К.Бабаева, П.Г. Рустамов. Неорганические материалы, **15** (1979) 1177-1180.
2. П.К. Бабаева, П.Г.Рустамов. Взаимодействие в системе In_2Se_3-FeSe , В кн.: Исследования в области неорганической и физической химии, Баку, Из. Элм, (1977) 264.
3. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов. ФТП, **42** (2008) 268.
4. И.В.Боднар, Павлюковец, С.В. Труханов, Ю.А. Федотова. ФТП, **46** (2012) 624.
5. Н.Н. Нифтиев. Укр. физ. журн., **48**, 585 (2003).
6. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов. ФТП, **48** (2014) 1469.
7. G.F.Garlik, A.F. Gibson. Proc. Phys. Soc., **A 60** (1948) 574.
8. Г.А. Бордовский. ТСТ как метод определения параметров ловушек. В.сб. Фотопроводящие окислы свинца. Л. (1976) 87.
9. Ю.А.Гороховатский. Изв. АН Латв. ССР, сер. Физ. и техн. наук. **1** (1973) 43.

**InGaSe₂ VƏ InGaTe₂ BİRLƏŞMƏLƏRİNİN QƏFƏS
PARAMETRLƏRİNİN, ELEKTRON VƏ DEŞİKLƏRİN
EFFEKTİV KÜTLƏLƏRİNİN HESABLANMASI**

Ü.S. Abdurəhmanova, P.F. Əliyeva

Azərbaycan Texniki Universiteti

uulker12@mail.ru , fira_salmanova@mail.ru

İşdə ilk dəfə olaraq Murnaqaq tənliyindən istifadə etməklə deformasiyaya uğramış elementar qəfəsin minimal həcmi tapmaqla InGaSe₂ və InGaTe₂ birləşmələrinin qəfəs sabitlərini və atomlarının koordinatları nəzəri olaraq, hesablanmış və alınmış nəticələrin təcrübi olaraq rentgenoqrafik üsulla təyin edilmiş qiymətlərlə yaxşı uzlaşması aşkar edilmişdir.

İlk dəfə olaraq hər iki birləşmənin psevdopotensial üsulundan istifadə etməklə hesablanmış zona quruluşlarına əsasən elektron və deşiklərinin effektiv kütlələrinin tərs qiymətlərinin tenzorları hesablanmışdır. Aşkar edilmişdir ki, kütlənin tərs qiymətlərinin tenzorları hər iki maksimum üçün diaqonal şəklindədir. Məlum olduğu kimi kristal kənar təsirlərə məruz qaldıqda deformasiyaya uğrayır. Bu zaman onun qəfəs parametrləri və atomların vəziyyətlərini (onların koordinatlarını) müəyyən edən parametrlər dəyişikliklərə uğrayır. Məhz buna əsaslanaraq deformasiyanın müəyyən qiymətində həmin parametrlərin hesablanması çox vacib məsələdir. Belə fərz edilir ki, təzyiq sabit entropiyada tam enerjinin bütün həcm üzrə xüsusi törəməsinin modulu $P = -\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_S$, hərtərəfli sıxılma modulu isə sabit temperaturda təzyiqin həcmə

görə birinci tərtib törəməsinin modulu ilə xarakterizə olunur $B = -V\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T$. Təcrübədə həcmi

sıxılmanın modulu təzyiqin kiçik qiymətlərində $B' = \left(\frac{\partial B}{\partial P}\right)_T$ düsturundan istifadə etməklə

tapılır. $B' = B'_0$ qəbul etsək, onda $B = B_0 + B'_0 P$ alınır. Qeyd olunanları nəzərə alsaq,

$\frac{dV}{V} = -\frac{dP}{B_0 + B'_0 P}$ münasibətini alırıq. Bu ifadənin inteqrallanması ilə $P(V) = \frac{B_0}{B'_0} \left(\left(\frac{V_0}{V} \right)^{B'_0} - 1 \right)$

nəticəsinə gəlirik. Sonuncu ifadədən isə $V(P) = V_0 \left(1 + B'_0 \frac{P}{B_0} \right)^{-1/B'_0}$ münasibəti tapılır. Məlum

olduğu kimi bərk cisimlər elementar qəfəslərinin müəyyən qiymətində V_0 tarazlıq həcmi ilə xarakterizə olunurlar və həcm bu cüzi dəyişməsi kristalın tam enerjisinin dəyişməsinə səbəb olur. Məlum Murnaqaq [1] hal tənliyi qəfəsin tam enerjisinin qəfəsin həcmindən asılılığını ifadə edir. Murnaqaq hal tənliyinə daxil olan parametrlər elə seçilmişdir ki, tam enerjinin elementar qəfəsin həcmindən asılılıq qrafiki hesablama nöqtələrindən keçmiş olsun. Hesablamanın

nəticələrinə əsasən tarazlıq halında InGaSe₂ birləşməsinin elementar qəfəsinin həcmi $V_0 = 1664.0971$ a.u., həcmi sıxılmanın modulu $B = 35.9321$ GPa, onun təzyiqə görə törəməsi $B' = 4.1770$ olur. Bu nəticələr Birç-Murnaqaq tənliyinə görə aparılmış hesabatla yaxşı uzlaşır.

$$E(V) = E_0 + \frac{9V_0 B_0}{16} \left\{ \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right]^3 B'_0 + \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right]^2 \left[6 - 4 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \right\} \frac{1}{14703.6}. \quad (1)$$

Elementar qəfəsin həcmi $V = a^2 c$ düsturu ilə hesablandığından və qəfəsin tarazlıq halının həcmi $V_0 = 1419.6586$ a.u. olduğundan, qəfəs parametrləri asanlıqla hesablanır. $InGaSe_2$ birləşməsinin təsvir olunan qaydada nəzəri hesablanmış qəfəs parametrləri və elementar qəfəsdə atomların koordinatları ədəbiyyat məlumatları ilə yaxşı uzlaşır. Qeyd olunmalıdır ki, alınmış bu nəticələr $InGaSe_2$ birləşməsində fonon spektrinin hesablanmasında və deformasiyanın bu birləşmənin elektron və optik xassələrinə təsirini öyrənməyə imkan verir. $InGaSe_2$ yarımkeçirici

birləşməsi tetraqonal sinqoniyada kristallaşır, fəza qəfəsi D_{4h}^{18} , elementar qəfəsdəki atomlarının sayı 2-dir. Qəfəs parametrləri $a=8.0511\text{Å}$, $c=6.3174\text{Å}$, halkogenin parametri isə $x=0.1636$ -dir.

Qüvvənin minimallaşdırılması $|\vec{F}| < 3 \frac{mRy}{a.u.}$ şərti ödənilməklə həyata keçirilir. Qəfəs

parametrlərinin optimallaşdırılmış qiymətləri $a=8.0138\text{Å}$, $c=6.9534\text{Å}$, halkogenin koordinatı isə $x=0.1720$ olmuşdur. Optimal qəfəs parametrləri: $a=7.6485\text{Å}$; $c=6.001\text{Å}$. Beləliklə, ilk dəfə olaraq $InGaSe_2$ birləşməsinin nəzəri olaraq qəfəs parametrləri hesablanmış və alınmış nəticələrin eksperimental nəticələrlə yaxşı uzlaşması aşkar edilmişdir.

Analoji qaydada $InGaTe_2$ birləşməsinin qəfəs parametrlərinin hesablanması da aparılmış və aşağıdakı qiymətlər alınmışdır. $InGaTe_2$ birləşməsinin kristallik qəfəsinin parametrlərini təyin etmək üçün elementar qəfəsin həcmi $\pm 8\%$ dəyişərək tam enerjinin müvafiq qiymətlərini hesablamışıq. Murnaqaq hal tənliyinə daxil olan parametrlər elə seçilmişdir ki, tam enerjinin elementar qəfəsinin həcmindən asılılığı parabolik şəkildə olsun. Elementar qəfəsin həcmi hesablanmış qiymətlərinə görə $V_0 = 6268,1419$ a.u., $B = 40,2392$ GPa, onun təzyiqə görə törəməsi $B' = 4,5588$ olmuşdur. Bununla yanaşı hesabatlar Birç- Murnaqaq tənliyi ilə, yəni (1) düsturundan istifadə etməklə aparılmışdır.

Qeyd edək ki, tarazlıq halında qəfəs parametrlərinin hesablanması onların nisbətlərinin sabitliyi halında aparılmışdır. Elementar qəfəsin həcmi $V = a^2 c$ kimi tapıldığından qəfəs parametrlərini yüksək dəqiqliklə hesablamaq olur. Hesablamanın nəticələrini kifayət qədər etibarlı hesab etmək olar. $InGaTe_2$ monokristal $A^{III}B^{VI}$ tip zəncirvari quruluşa malik yarımkeçirici birləşmədir. Bu birləşmənin yarımkeçirici xassələri Muzer- Pirson kimyəvi rabitə modeli əsasında izah edilir. Birləşmənin qəfəs parametrləri $a=8.3945\text{Å}$, $c=6.8352\text{Å}$ və atom koordinatları $x=0.1730$ olmuşdur.

Məlum olduğu kimi effektiv kütlə yarımkeçiricilərin elektron xassələrinin əsas xarakteristikası hesab edilir. Effektiv kütlədən elektrik və maqnit xassələrinin öyrənilməsində, kinetik parametrlərin hesablanmasında və kritik nöqtələrdə optik parametrlərin analizində istifadə edilir. Effektiv kütlənin təyin edilməsinin müxtəlif yolları vardır. Onlardan biri də müasir nəzəri mülahizələrə əsaslanaraq hesablanmış zona quruluşuna görə elektronların və deşiklərin effektiv kütlələrinin hesablanmasıdır [2,3]. Effektiv kütlənin tərs qiymətinin komponentinin tenzoru

aşağıdakı düsturla təyin edilir: $\left[\frac{m_0}{m^*} \right]_{ij} = \delta_{ij} + \frac{2}{m_0} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle n_1 k_0 | P_i | n'_1 k_0 \rangle \langle n'_1 k_0 | P_j | n_1 k_0 \rangle}{E_n(k_0) - E_{n'}(k_0)}$, burada m_0 -

elektronun sükunət kütləsi; δ_{ij} –Kroniker simvolu, $\langle n, \mathbf{k}_0 | \mathbf{P}_i | n', \mathbf{k}_0 \rangle$ –impuls operatorunun matrisa elementi, \mathbf{k}_0 nöqtəsində $\mathbf{P}_i = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i}$, n, n' - elektron zonalarıdır. $|n, \mathbf{k}_0\rangle$ - elektronun dalğa funksiyasıdır.

$$\langle n_1 k_0 | P_i | n'_1 k_0 \rangle = \frac{1}{\lambda} \int \varphi_{n k_0}^*(r) P_i \varphi_{n'_1 k_0}(r) d^3 r$$

λ - elementar qəfəsin həcmidir. $E_n(\mathbf{k}_0)$ energetik spektri və \mathbf{k}_0 ekstremum nöqtəsində ona müvafiq dalğa funksiyası $\varphi_{n k_0}(r)$ Şredingerin birelektronlu tənliyindən təyin edilir. Müstəvi dalğaların bazisində

$$\sum_{G'} \left[\frac{\hbar(\mathbf{k}_0 + \mathbf{G}')}{2m_e} \delta_{GG'} + V(\mathbf{k}_0 + \mathbf{G}_1 \mathbf{k}_0 + \mathbf{G}') \right] \varphi_n(\mathbf{k}_0 + \mathbf{G}') = E_{n k_0} \varphi_n(\mathbf{k}_0 + \mathbf{G}) - V(\mathbf{k}_0 + \mathbf{G}_1 \mathbf{k}_0 + \mathbf{G}')$$

$V(\mathbf{k})$ – bu kristallik psevdopotensial Furye təsviridir. *InGaSe₂* birləşməsinin zona quruluşunun hesablanması [3] göstərdi ki, valent zonasının maksimumu və keçiricilik zonasının minimumu yüksək simmetriyalı T nöqtəsində yerləşir, $\mathbf{k}_0 = 0.5\mathbf{b}_1 - 0.5\mathbf{b}_2 + 0.5\mathbf{b}_3$. $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3$ – tərs qəfəsin bazis transliyalarıdır. Bizim hesablamalarımızda elektronların və deşiklərin effektiv kütlələrinin tərs qiymətinin tenzorunun komponentləri, $0.01 m_0$ dəqiqliklə aşağıdakı kimi hesablanmışdır:

$$\left(\frac{m_0}{m_e} \right) = \begin{bmatrix} 2.32 & 0 & 0 \\ 0 & 2.32 & 0 \\ 0 & 0 & 2.95 \end{bmatrix}, \quad \left(\frac{m_0}{m_n} \right) = \begin{bmatrix} 2.23 & 0 & 0 \\ 0 & 2.23 & 0 \\ 0 & 0 & 0.32 \end{bmatrix}$$

Göründüyü kimi həm elektronların, həm də deşiklərin effektiv kütlələrinin tərs qiymətləri diaqonal xarakter daşıyır. Ona görə də izoenergetik səthlər fırlanma ellipsoidi şəklində olur ki, bu da *InGaSe₂* birləşməsinin simmetriyası ilə yaxşı uzlaşır. Zona quruluşu hesablanarkən konfigurasiya fəzasında qeyri-lokal ion psevdopotensialları [2-3] işlərində təklif edilən sxem əsasında qurulmuşdur. *InGaTe₂* birləşməsinin zona quruluşu hesablanarkən ion yükünün ekranlaşması, həmçinin mübadilə-korrelyasiya effektləri Xabbard-Şem modelinə görə dielektrik formalizm çərçivəsində hər bir ion ətrafında yüklərin ixtiyari paylanması nəzərə alınmışdır. Dalğa funksiyasının parçalanmasında 1800-ə qədər müstəvi dalğadan istifadə edilmişdir. Nəzərə alınan müstəvi enerjiləri 30 Rydb götürülmüşdür. Müəyyən edilmişdir ki, keçiricilik zonasındaki minimum $\mathbf{k}_0 = 0,125\mathbf{b}_1 + 0,125\mathbf{b}_2 + 0,375\mathbf{b}_3$ nöqtəsində yerləşir; halın dalğa funksiyası gətirilməyən D_1 təsəvvürünə aid edilir. Elektronların və deşiklərin effektiv kütlələrinin tenzorunun tərs qiymətinin komponentləri $0,01 m_0$ dəqiqliklə aşağıdakı ifadələrlə hesablanmışdır.

$$\left(\frac{m_0}{m_n} \right) = \begin{bmatrix} 3,09 & 0 & 0 \\ 0 & 3,09 & 0 \\ 0 & 0 & 4,59 \end{bmatrix}, \quad \left(\frac{m_0}{m_{p\perp}^*} \right) = \begin{bmatrix} -2.31 & 0 & 0 \\ 0 & -2.31 & 0 \\ 0 & 0 & -0.11 \end{bmatrix}.$$

Valent zonasının maksimumu $k_0=0.5b_1-0.5b_2+0.5b_3$ (b_1, b_2, b_3) tərs qəfəsin bazis translyasiyalarıdır. Halın dalğa funksiyası gətirilməyən T_3 - anlayışına aiddir. Deşiklərin effektiv kütlələri kəskin anizotropluğa malikdir, yəni $\left(\frac{m_{p\parallel}^*}{m_{p\perp}^*}\right)=21$ Burada $m_{p\parallel}^*$ və $m_{p\perp}^*$ deşiklərin \vec{c} tetraqonal oxuna paralel və perpendikulyar istiqamətlərdə qiymətlərini ifadə edir. Göründüyü kimi kütlənin tərs qiymətlərinin tenzorları hər iki maksimum üçün diaqonal şəklindədir, yəni ekstremumlar ətrafında izoenergetik səthlər fırlanma ellipsoidi formasına malikdir.

ƏDƏBİYYAT

1. F.D.Murnghan The compressibility of media under extreme pressures // Proceedings of the National Academy of Sciences,30. (1944), 244-247
2. E.M.Godzhayev, Z.A.Dzhakhangirli,U.S.Abdurahmanova, Sh.M.Mehdieva Optical functions,band structure and effective masses of electrons and holes in InGaTe₂, Open Journal of Inorganic Non-Metallic Materials, April 2014, 4,USA,13-20
3. E.M. Gojaev, Z.A. Jahangirli, P.F. Alieva, Kh.S. Khalilova, T.P. Musaeu The Growth of Single Crystals of InGaSe₂ Compounds, Their X-Ray-Phase Analysis, Electronic Structure and Optical Functions Journal of Inorganic Non-metallic Materials, 2013, 3, 1-5, New-York

МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ИНДУКЦИЯ В МАГНИТНОМ КОМПОЗИТЕ НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ И ПОЛИМЕРА

Ш.М. Гасанли, У.Ф. Самедова, В.М. Гаджиева, Р.К. Гусейнов¹.

Институт Физики НАН Азербайджана

¹*Гянджинский Государственный Университет*

hasanli_sh@rambler.ru; neytrino7@gmail.com

В работе разработана методика изготовления композитного магнитного сердечника и исследованы такие важные магнитные характеристики сердечника, как магнитная индукция, так и магнитная восприимчивость в зависимости от магнитного поля. Показано, что с ростом внешнего магнитного поля величина магнитной проницаемости растет, достигает максимального значения и дальнейшем ростом поля уменьшается.

Магнитные материалы сегодня присутствуют практически в любой области техники. Это источники питания, фильтры подавления помех, счетчики электроэнергии, телекоммуникационное оборудование и др., а также эффективные радиопоглощающие материалы [1]. Поскольку листовые и ленточные магнитномягкие материалы при больших частотах (свыше 100 кгц) не могут быть применимы вследствие резкого падения магнитных свойств. Работа посвящена изготовлению и исследованию магнитных свойств в магнитном композите на основе магнитной микрочастицы и полимера. В качестве

объектов исследования были взяты поливинилденфторид (ПВДФ) и отожженный минерал сидерита $(\text{Fe}, \text{Mn})\text{CO}_3$. Следует подчеркнуть, что сидерит как природный минерал не обладает магнитными свойствами. После отжига при $T=1000^\circ\text{C}$ из-за химических изменений состава появляются магнитные свойства. Из рентгеноструктурного анализа установлено, что после отжига имеет место рефлексы различных металлоксидов в том числе оксида Fe_3O_4 (магнетит). При этом процентная доля магнетита составляет 53%. Композиты были получены из гомогенной смеси порошков компонентов путем горячего прессования. Содержание компонентов варьировалось в широком диапазоне (25-60%) сидерит, (75- 40%) (ПВДФ), соответственно. Способ получения материала предлагаемого состава для изготовления пленочных композитных пленок состоит в следующем: компоненты шихты, состоящей из сидерита в необходимом количестве взвешивают и измельчают до размеров частиц 65 мкм и менее в шаровой мельнице с фарфоровыми шарами. Затем полученную смесь помещают в прессформу и подвергают горячему прессованию следующим образом: а) в начале смешанную шихту под давлением $P=1\text{МПа}$ подогревают до температуры плавления ($T=160^\circ\text{C}$) в течение 5 минут; б) затем давление в прессе поднимают до $P=15\text{МПа}$, расплавленную шихту в течение 5 минут выдерживают при этом давлении; в) полученную пленочную композитную пленку охлаждают путем закалки в воде. При таком способе охлаждения пленки получаются более эластичными. Отметим, что для получения композитного кольцевого сердечника была изготовлена специальная пресс-форма. Размеры сердечника были равны: внутренний диаметр $d_{\text{внут.}}=9$ мм, а внешний диаметр $D_{\text{внеш.}}=15$ мм соответственно. Для примера на рис 1. а, б приведены зависимости намагниченности (индукции) и магнитной проницаемости μ для композитного сердечника 60% сидер.+40% ПВДФ при частотах $f=50\text{Гц}$ (а) и $f=2000\text{Гц}$ (б), но для всех композитов получены одинаковые результаты. Как видно из рисунка с ростом напряженности внешнего магнитного поля величина магнитной проницаемости растет, достигает до максимального значения, а затем с ростом магнитного поля уменьшается, а магнитная индукция растет. Возрастание индукции и проницаемости под действием внешнего поля обусловлено двумя основными процессами: смещением доменных границ и поворотом магнитных моментов доменов. Начальному участку кривой (область I) соответствует обратимое (упругое) смещение доменных границ. При этом происходит увеличении объема тех доменов, магнитные моменты которых образуют наименьший угол с направлением внешнего поля, и, наоборот, уменьшаются размеры доменов с неблагоприятной ориентацией вектора спонтанной намагниченности. После снятия слабого поля доменные границы возвращаются в прежнее положение; остаточная намагниченность в образце не возникает. В области более сильных полей (область II) смещение доменных границ носит необратимый, скачкообразный, характер. Ступенчатый характер процесса намагничивания получил название эффекта Баркгаузена. На участке необратимого смещения доменных границ кривая намагничивания имеет наибольшую крутизну. По мере дальнейшего увеличения напряженности магнитного поля возрастает роль второго механизма намагничивания-механизма вращения, при котором магнитные моменты доменов из направления легкого намагничивания, образующего небольшой угол с полем, постепенно поворачиваются в направлении поля, т. е. в направлении более трудного намагничивания (область III на (рис. 1).

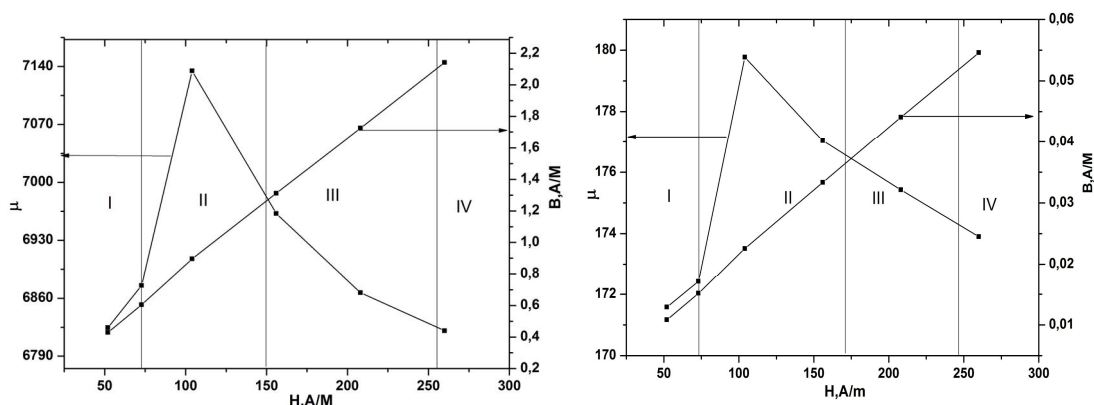


Рис.1. Зависимости магнитной проницаемости и индукции от величины внешнего магнитного поля-для частот $f = 2000\text{Гц}$ и $f = 50\text{Гц}$

Когда все магнитные моменты доменов ориентируются вдоль поля, наступает техническое насыщение намагниченности (область IV). Незначительное возрастание индукции на участке насыщения обусловлено с $\mu_0 H$ и увеличением намагниченности самого домена. Последнее получило название парапроцесса, или истинного намагничивания. Дело в том, что строго параллельное расположение спиновых моментов в домене, вызываемое обменными силами, имеет место лишь при очень низких температурах, близких к абсолютному нулю. При повышении температуры за счет тепловой энергии упорядоченность в расположении спинов несколько нарушается. Однако внешнее поле подавляет дезориентирующее влияние силового движения и возвращает «неправильно» ориентированные спины к параллельной ориентации. Этим достигается эффект приращения намагниченности. Роль парапроцесса возрастает с повышением температуры. Таким образом, разработана методика изготовления композитного магнитного сердечника и исследованы такие важные магнитные характеристики как магнитная индукция, так и магнитная восприимчивость в зависимости от магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мишин Д.Д. Магнитные материалы, М., Высш.школа, 1981.250 с.
2. В.В.Пасынков. В.С. Сорокин. Материалы электронной техники. Москва, Высшая школа. 1986 г 364

**SİNK OKSİD (ZnO) ƏSASLI VARİSTORLARIN DIELEKTRİK
PARAMETRLƏRİNİN TEZLİK ASILILIQLARININ
XÜSUSİYYƏTLƏRİ**

Ş.M. Həsənli, U.F. Səmədova, V.M. Hacıyeva, F.C. Harirçi*, R.K. Hüseynov**

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutu

**İslamic Azad University, Tehran South Branch (IAU)*

***Gəncə Dövlət Universiteti*

neytrino7@gmail.com, harirchi@gmail.com

Elektrik keçiriciliyinin temperatur-tezlik dispersiyasının analizindən məlum olur ki, varistorda Fermi səviyyəsinə yaxın lokallaşmış sahələrdə keçiriciliyin sıçrama mexanizminin olması mümkündür.

Qeyri-bircins materiallarda daşınma mexanizmini müəyyən etmək üçün onların dielektrik parametrlərinin (dielektrik nüfuzluğu, dielektrik itkisi və s.) dispersiyasının analizi əsas rol oynayır. Dielektrik nüfuzluğu və dielektrik itki əmsalının effektiv qiymətlərinin tezlikdən asılılığı, matrisa və doldurucunun elektrofiziki parametrlərinin nisbətindən, onların formasından və elektrik sahəsindəki orientasiyasından asılılığına həssasdır. Parametrlərdən başqa isə komponentlərin elektrik keçiriciliyi və dielektrik xassələri, həmçinin tezlik parametrləri ilə təyin olunan kompozitlərin həndəsi strukturu, sistemin hər bir fazası ilə uyğunlaşdırılmalıdır. Bu proseslər qeyri-bircins materiallarda elektrik spektroskopiyasının tədqiqini çətinləşdirir. Bütün bunlar dəyişən xarici elektrik sahəsinin təsiri altında kompozit materialların ayrı-ayrı fazalarında sərbəst yüklərin yerdəyişməsi zamanı müxtəlif cinsli tərkiblərin sərhəddində yüklənmiş səth qatlarının əmələ gəlməsi ilə əlaqədardır. Maksvel-Vaqner polarizasiyası polyarlaşmanın orientasiya tipinə əsaslanır [1]. Qeyd edək ki, bir çox müəlliflərin fikrinə görə qeyri-bircins matrisalarda əsas polyarizasiya Maksvel-Vaqner polarizasiyasıdır dielektrik parametrlərinin tezlik asılılıqları, daha dəqiq desək kompleks dielektrik nüfuzluğu materialların xarakteristikaları ilə və hər bir material üçün təkcə materialın molekulyar xassələri ilə deyil, həmçinin tərkibdə aşqarın olması ilə təyin olunur.

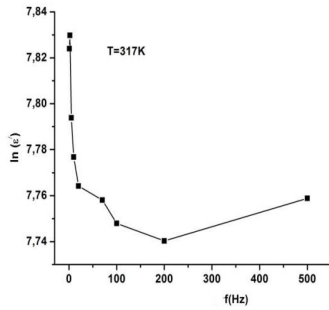
Təklif edilən iş ZnO əsaslı varistorların dielektrik parametrlərinin tezlik asılılıqlarının xüsusiyyətlərinin araşdırılmasına həsr ediləndir. Keramik varistorların şixtasının hazırlanması üçün 100 qram çəkiddə $96,5 \text{ ZnO} + 0,5 \text{ Bi}_2\text{O}_3 + 0,5 \text{ Co}_2\text{O}_3 + 0,5 \text{ MnO}_2 + 0,5 \text{ B}_2\text{O}_3 + 1 \text{ Sb}_2\text{O}_3 + 0,5 \text{ ZrO}_2$ maddələrindən ibarət olan kütlə kürə şəkilli dəyirməyə 60 mikron və daha kiçik ölçüyə qədər xırdalanır. Bu kütlədən qranulalar alındıqdan sonra 40 ton təzyiqli təbiiq etməklə presləmə yolu hündürlüyü 10 mm, diametri 20 mm olan şaybalar hazırlanır. Nümunələr sintez olunmaq üçün elektrik sobasına yerləşdirilərək 1300°C –də sintez edilmişdirlər. Sintezi olunmuş silindriki şəkilli nümunələr hər iki tərəfdən cilalanır, sonra isə səthinə kontakt məqsədilə hopdurulma yolu ilə nazik alüminium elektrod qatı (3-4 mkm) çəkilir. Tutum, müqavimət və dielektrik itkisini ölçüsü E7-20 cihazı vasitəsilə ($10^2 - 10^6 \text{ Hz}$) tezlik intervalında və 300-450 K temperaturda aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçü gərginliyi verilmişdir. Tədqiq olunmuş nümunələrin dielektrik nüfuzluğunun (ϵ' və ϵ'') həqiqi və xəyali qiymətləri və elektrik keçiriciliyi tutum (C) və dielektrik itkisinin (D) ölçülməsi nəticəsində müfəviq formulalar vasitəsilə [2] əyin edilmişlər. Şəkil 1 -də dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin (ϵ) tezlik asılılıqları göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, tezlik artdıqda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin (ϵ') dəyişməsi relaksasiya xarakteri daşıyır və ϵ' monoton olaraq azalır. Dəyişmənin belə xarakterdə olması dipol və miqrasiya polyarizasiyası

ilə əlaqədardır. Temperaturun artması ilə dipolların relaksasiya müddəti azalır, yüüklüyü isə artır. Bu da öz növbəsində dielektrik nüfuzluğunun artmasına səbəb olur. $\sigma(T)$ əyrisinin təcrübi nöqtələri Mott koordinatında əyani olaraq göstərilmişdir (şəkil 2.). Bu halda keçiriciliyin düsturu aşağıdakı kimi olur.

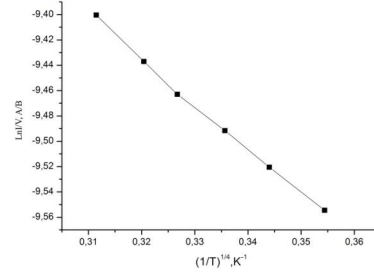
$\sigma(T) = \sigma_0 / T^{1/2} \exp\{-(T_0/T)^{1/4}\}$. Burada $T_0 = \lambda \alpha^3 / \kappa g(E_f)$ kimi təyin olunur. λ - Bolsman əmsalı, $\alpha \sim 16$ olan ölçüsüz sabitdir. σ_0 əmsalı $1/T$ əks temperaturunda sıfır qiymətinə malik varistorun keçiriciliyidir və aşağıdakı kimi hesablanır:

$$\sigma_0 = e^2 a^2 V_{ph} g(E_v) \quad (1)$$

burada $a = 1/a$ -lokallaşmanın radiusu, $g(E_v)$ – Fermi səviyyəsinə yaxın halların sıxlığı, v_{ph} – fonon tezliyidir. σ_0 parametrinin təyini üçün xətti funksiyanın $T^{-1/4}$ –dən T_0 qiymətinə qədər ekstrapolyasiyasından istifadə olunur.



Şəkil 1. $\text{Ln}(\epsilon) \sim f(\text{Hz})$ Dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin tezlikdən asılılığı.



Şəkil 2. $\text{Ln}I/U \sim (1/T)^{1/4}$ asılılığı

$\text{Ln}I/U \sim (1/T)^{1/4}$ asılılığının $T=300-330$ K temperatur intervalında yerinə yetirilməsi onu göstərir ki, tədqiq olunan varistorda Fermi səviyyəsinə yaxın dar zolaqda yerləşən elektronların köçürülməsi sıçrayış keçiriciliyi yolu ilə həyata keçirilir. Buna səbəb varistorda dislokasiyalar və dənəciklərarası sərhəd boyunca defektlərin yaranmasına səbəb ola bilər. Keçiriciliyin sıçrayış mexanizminin əsas xüsusiyyətləri köçürülmüş yüklərin az yüüklüyüdür ki, bu da öz növbəsində akseptor səviyyələrinə yaxın dalğa funksiyasının quyruq hissəsinin zəif örtüyü vasitəsilə yüklərin daşınması ilə xarakterizə olunur.

Mott modelində qeyd olunan temperaturda Fermi səviyyəsinə yaxın lokallaşmış səviyyələrə yüklərinin sıçrayışının yolunun orta uzunluğu aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$R = 3/8 (\alpha) (T_0/T)^{1/4} \quad (2)$$

Aparılmış müqayisələrdən görünür ki, temperatur azaldıqca R parametrinin qiyməti artır. Ona görə də qadağan zonasında lokallaşmış halların sürətlə qırılması halı baş verir və elektrik keçiriciliyi prosesində əsas rolü digər aşqar səviyyəsiindən keçirici zonaya keçən aktiv olmayan yüklər oynayır. Nəticədə köçürülmüş yüklərin boşluqda sıçrayışının daha uzaq olması ehtimalı artır. Bu halda lokallaşmış halların enerji fərqiinin qiyməti aşağıdakı formula ilə təyin olunur.

$$E = 3/2 \pi R^3 g E_f \quad (3)$$

Burada tələlərin konsentrasiyasının qiyməti $N = g(E_v) \Delta E$ kimi olur.

**BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyinə həsr olunmuş
Beynəlxalq konfrans**

Qaranlıq rejimdə şıçrayışlı elektrik ötürücülüüyü üçün ölçülən parametrlərin qiyməti aşağıdakı cədvəldə göstərilmişdir.

Ölçü parametrləri	T=317K	T=403K
$g(\text{Ev}) \text{ eV}^{-1}\text{sm}^{-3}$	$4 \cdot 10^{18}$	$8 \cdot 10^{18}$
R, A°	80	35.4
Nt, sm^{-3}	$4,2 \cdot 10^{17}$	$2,8 \cdot 10^{17}$
ΔE , meV	70	50

Lokallaşmış halların sıxlığı olan $g(E_f)$, $T_0 = \lambda \alpha^3 / \kappa g(E_f)$ düsturu ilə hesablanır. Lokallaşmanın radiusu üçün isə amorf yarımkeçiricilər üçün anoloji olan $a = 16 \text{Å}$ qiyməti götürülmüşdür.

Beləliklə, qeyd olunan elektrik keçiriciliyinin temperatur-tezlik dispersiyasının analizindən məlum olur ki, varistorda Fermi səviyyəsinə yaxın lokallaşmış sahələrdə keçiriciliyin sıçrama mexanizminin olması mümkündür.

ƏDƏBİYYAT

1. П.Т. Орешкин. Физика диэлектриков и полимеров. Москва Высшая школа. 1983г, 448с.
2. В.В.Пасынков, В.С. Сорокин. Материалы электронной техники. Москва, Высшая школа. 1986 г ,364 с.

О МЕХАНИЗМАХ ОБРАЗОВАНИЯ ПАМЯТИ И ПОЯВЛЕНИЯ НЕГАТРОННЫХ ЭФФЕКТОВ В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ $\text{TInSe}_2 - \text{TlNdSe}_2$

М.М. Зарбалиев, У.М. Агаева, Ф.Ф. Алиев

Сумгаитский государственный университет

zarbaliemm51@mail.ru

Известно, что использование различных физических эффектов внутри полупроводниковых структур при получении отрицательного сопротивления обеспечивает прямое преобразование различных видов энергии внутри кристалла, что снижает энергетические затраты и при определенных условиях обеспечивает режим сверхчувствительности к различным энергетическим воздействиям, что и делает негatronны одним из перспективных элементов первичных преобразователей [1,2]. Автор работы [2] рассуждая о дальнейшей перспективе развития негatronники, отмечает, что негatronны останутся основным элементом СВЧ генераторов и усилителей. По мнению автора можно возражать, что современные успехи транзисторной технологии позволяют строить усилители и генераторы на транзисторах, например со структурой Шоттки, способных усиливать и генерировать сигналы на частотах в нескольких десятков гигагерц. Это действительно так. Но известно, что транзистор на таких частотах становится потенциально –неустойчивым, т.е. при определенных нагрузках между его электродами наблюдается отрицательное динамическое сопротивление, т.е. он по существу становится негatronном.

Десятилетиями разработчики транзисторов старались уменьшить потенциальную неустойчивость транзисторов и влияние инжекционно -пролетных явлений в них (а в коллекторном переходе биполярного транзистора часто вообще пренебрегали этим явлением). Это являлось ошибочным, т.к. в пределе идеальный транзистор является потенциально неустойчивым, а использование инжекционно-пролетных явлений позволяет в несколько раз повысить максимальную частоту генерации транзистора.

Эффект переключения, сопровождающийся образованием канала с большой плотностью тока в однородном полупроводниковом веществе, хорошо изучен теоретически и экспериментально [3-5]. Считается, что образование памяти происходит в перегретой ветви шнура тока и связано с фазовым переходом первого рода из аморфного состояния в поликристаллическое, которое является термодинамическим 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 переключения наблюдались также в различных монокристаллических веществах в сложных полупроводниках, в диодных структурах на основе поликристаллов. Обнаруженное в ряде экспериментов влияние на процессы запоминания температуры образца, магнитного поля, механического давления и интенсивности света, нарушение симметричности вольтамперных характеристик (ВАХ) при различных контактах также не объясняются температурными эффектами в исследуемых веществах.

Настоящая работа посвящено исследованию особенностей поведения электронной подсистемы в процессе возникновения и формирования канала памяти в сплавах системы $TlInSe_2-TlNdSe_2$.

Объектами исследования являлись монокристаллы твердых растворов системы $TlInSe_2-TlNdSe_2$, взаимодействие в которой исследовано в работах [8-12], из которых следует, что в этой системе на основе исходного соединения $TlInSe_2$ образуются твердые растворы. Область растворимости простирается до 11 мол.% $TlNdSe_2$.

Режим синтеза твердых растворов и отжига их для получения равновесного состояния подробно описан в работах [10-12].

Экспериментальные ВАХ в статическом и динамическом режимах снимались по стандартной методике. В качестве исследуемых образцов применялись планарные и пленочно-торцевые диодные структуры, представляющие собой слой исследуемых материалов, нанесенный на полированную графитовую подложку методом термического испарения в вакууме 10^{-3} Па. В качестве материала для контактов в планарных структурах применялись медь или железо, нанесенные методом конденсации металлической плазмы на поверхность полупроводника. Толщина халькогенидного слоя варьировалась в пределах 5-50 нм, однородность состава по толщине проверялась рентгенографическим микроанализом. Сопротивление полученных переключающих приборов в закрытом состоянии изменялось в широком интервале для различных образцов в зависимости от их чистоты.

Исследование показало, что зависимости напряжения порогового переключения (U_m) от толщины образцов носит экспоненциальный характер: $= const \cdot \exp(-\alpha d)$. Где d - толщина образца. Такой характер зависимости $V_m(d)$ свидетельствует о том, что в исследуемых образцах проявляется как электронная, так и тепловая природа механизма

переключения. Такая модель позволяет объяснить наличие области ОС, наличие задержки перед переключением, образование нитевидных каналов и формирование электрической памяти в исследуемых составах твердых растворов. Суперлинейный участок ВАХ хорошо описывается полиномом вида $I=an+bn^2+cu^3...$, численные значения коэффициентов которого легко определяется любыми из существующих методов и различны для различных составов. Температура материала при прохождении тока через образец определяется в основном, его теплопроводностью и теплоемкостью. Температура интересующей нас области определяется как $T = T_0 + \Delta T$, где T_0 – температура окружающей среды, а величина перегрева

$$\Delta T = \frac{IUT}{\left[\pi r^2 d \frac{c\rho + (2\chi t)}{r\Delta x} \right]}$$

где c – удельная теплоемкость, ρ – плотность материала образца, χ – коэффициент теплопроводности, r – радиус электродов, Δx – среднее расстояние от электрода до боковой грани образца, t – время прохождения тока через образец.

Полученные ВАХ показывают, что причиной ОДС в полупроводниковых твердых растворах $TlIn_{1-x}Nd_xSe_2$ являются термоэлектронные процессы роста электропроводности при увеличении плотности тока.

Методика эксперимента для экспериментального исследования особенностей поведения электронной подсистемы в процессе возникновения и формирования канала памяти основана на наблюдении и исследовании нестационарных флуктуаций плотности тока при переключении и корреляции их с процессами запоминания. Стационарные шумы, для которых среднеквадратичная величина амплитуды не зависит от времени в процессах обратимого переключения и шунтирования тока, исследовались в работах [3, 4] для различных механизмов ОДС. Настоящее исследование отличается тем, что в данном случае шунтирование тока сопровождается необратимыми процессами запоминания. Эксперименты проводились на образцах планарной геометрии с межэлектродным расстоянием 2 мм и пленкой твердых растворов $TlIn_{1-x}Nd_xSe_2$ толщиной 5-15 мкм.

Исследования шумов проводилось в режиме генератора тока. Для получения спектральной плотности мощности шума применяется анализатор спектра с полосовым фильтром гетеродинного типа и использовался известный алгоритм обработки выделенного высокочастотного сигнала. Усреднение производилось в ограниченном интервале времени 10^{-4} - 10^{-2} с. На фиксированной частоте наблюдения в диапазоне частот 10^6 - 10^7 Гц производилась запись сигнала, пропорционального спектральной плотности мощности шума, в зависимости от постоянного тока через образец и сопоставлялась вольтамперной характеристикой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серьезнов А.Н., Филинок Н.А., Касимов Ф.Д. и др. Негатроника. Новосибирск, Наука, сибирское отделение РАН, 1995, 314с.
2. Филинок Н.А. достижения негатроники и перспективы ее развития. Труды третьей международной научно-технической конференции «Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе» 2003, Баку –Сумгаит., 20001, с.31-33

3. Костылев С.А, Шкут В.А. Электронное переключение в аморфных полупроводниках. Научно думка, Киев, 1978
4. Михайловский С.С., Виноградов М.С. О механизме образования памяти в аморфных халькогенидных переключателях. ФТП, 14, в9, 1988, с.1720-1723
5. Костылев С.А, Шкут В.А. структура, физ-хим. Свойства и применение некристаллических полупроводников. Кишинев, 1989, с.280-284
6. Грушина Г.Г. Гавалешко Н.П., Грушка З.М. Отрицательное дифференциальное сопротивление в полупроводниках со стехиометрическими вакансиями. ФТП, 1991, т.25, В5, с.945-947
7. Пташенко А.А., Мороз Н.В., Будулак В.И. О возможности механизма появления отрицательного сопротивления р-пгетерепереходов с глубокими уровнями. ФТП, В6, т.25, 1991, с.1018-1021
8. Зарбалиев М.М. Твердые растворы замещения в системе $TlInTe_2 - TlYbTe_2$. Российская А.Н. Неорганические материалы. 1999.Т.№5. с. 560-564
9. Зарбалиев М.М. Твердые растворы $TlIn_{1-x}Yb_xS_2$. Российская А.Н. Неорганические материалы. 2000.Т36. №5. С.619-623
10. Зарбалиев М.М., Халилова А.М. Мамедов Э.Г. Механизма появления ОС в твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xS_2$ (Se_2, Te_2) Известия АНАКА, т.7, 2004, №1, с.139-145
11. Алиев Ф.Ф., Агаева У.М., Зарбалиев М.М., Эминова В.И., Юсифова Т.Ф. О температурной зависимости кинетической коэффициентов в твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ при $0 \leq x \leq 10$, АМЕА-нин хəбərləri, 2015. №2, с 82-88
12. Зарбалиев М.М., Алиев Ф.Ф., Дамиров Г.М., Агаева У.М. Электрические и термоэлектрические свойства твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ SDU Elmi xəbər. 2015, с.15, №3, с. 18-22

**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ
В GaS ПО РЕЛАКСАЦИИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ**

Н.И. Гусейнов, Р.С. Мадатов, Ф.П. Абасов, Ф.Г. Асадов

НАНА Институт Радиационных Проблем, Баку, Азербайджан

nizami@box.az

Исследование рекомбинационных процессов является необходимым существенным этапом изучения физических свойств полупроводниковых материалов и приборов на их основе. Именно механизм рекомбинации носителей заряда определяет особенности протекания фотоэлектрических, люминесцентных и инжекционных явлений, лежащих в основе большинства областей практического использования полупроводников.

Слоистые монокристаллы GaS являются перспективными материалами для детекторов различных излучений, а также для фотовольтаических приборов, самой важной

интересной и основной областью их применения является изготовления на их основе детекторов рентген и гамма излучений, работающих при комнатной температуре.

Многие физические свойства полупроводников, в том числе слоистых GaS, определяются природой, состоянием и расположением локальных уровней в запрещенной зоне. Исследование вольтамперных характеристик (ВАХ) и спектров термостимулированных токов (ТСТ) не полностью позволяет судить о таких важных параметрах центров захвата, как глубина залегания, концентрация и сечения захвата, а также сведения о характере распределения локальных уровней в запрещенной зоне высокоомных материалов.

С целью определения механизма рекомбинации, параметров рекомбинационных центров и схемы электронных переходов в кристаллах GaS нами использованы комплекс стационарных и кинетических методов исследования.

2. Изготовление образцов и методика эксперимента.

Исследуемые материалы p-GaS были выращены методом Бриджмена. При выращивании GaS использовали избыток серы (0,5%) с целью выяснения возможности заполнения вакансий атомами серы. Удельное сопротивление полученных образцов вдоль и перпендикулярно оси «С» при комнатной температуре составляло $2 \cdot 10^9$ и $3 \cdot 10^7$ ом·см, соответственно. Для создания омических контактов, в качестве материала использовался индий, который вплавлялся на поверхность сульфида галлия при температуре 150°C . Ширина запрещенной зоны определенная по длине волновому спаду фототока, составляла 2,7 эВ, что совпадала с литературными данными [3,4].

Для получения кинетических характеристик, полупроводник освещался короткими импульсами ($t_p \sim 10^6$ с) светодиодов. Фотоэлектрический сигнал, обусловленный изменением потенциала полупроводника под действием импульсного освещения после предварительного усиления широкополосным транзисторным усилителем подавался на вход осциллографа и регистрировался компьютером. Временное разрешение избирательной схемы было не хуже 10^{-8} с, что позволило регистрировать сигнал в интервале времен $10^{-8} \div 10^{-2}$ с.

Влиянием поверхностной рекомбинации можно пренебречь, используя импульсного источника света с малым поглощением и квазистационарных режим проводимости к концу импульса. Релаксация ФП и в этом случае не описывается одной экспонентной, но сравнивая расчетную зависимость полного числа ННЗ с изменением сигналом ФП при длинном импульсе света можно достаточно просто определить время жизни ННЗ ($\lambda = 0,5$ мкм).

Облучение образцов γ -квантами осуществлялось на установке Co^{60} при 300К. Кристаллы при облучении охлаждались парами жидкого азота, и их температура не поднималась выше 290К.

Результаты и их обсуждение

Анализ полученных результатов фотопроводимости при различных условиях показывают, что наблюдаемые зависимости фототока от температуры и интенсивности света не может быть вызваны изменением подвижности дырок, а как мы предполагаем, связано с наличием t-уровней, играющих роль уровней прилипания для основных носителей заряда. Действительно, в области $T < 220\text{K}$ на кривые ТСТ наблюдается уровень с концентрацией $N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и глубиной залегания $E_c = 0,22$ эВ. Отметим, что в этой

области температур наблюдаются ТГФ – термическое гашение фотопроводимости и ИГФ – инфракрасное гашение фотопроводимости, сверхлинейность и сублинейность ЛАХ р-GaS. Все полученные факты доказывают, что при понижении температуры, дырки начинают локализоваться на t-уровнях, а соответствующие электроны на медленных г-центрах. При этом, согласно [3,4], происходит уменьшение времени жизни дырок и fotocувствительности р-GaS. В облученных образцах р-GaS, при малых дозах (до 10 крад) облучения, fotocувствительность незначительно изменяется, что обусловлено большой плотностью структурных дефектов в исходных кристаллах. С ростом дозы гамма-облучения до 150 крад, fotocувствительность образцов возрастала, а выше 150 крад, уменьшалась.

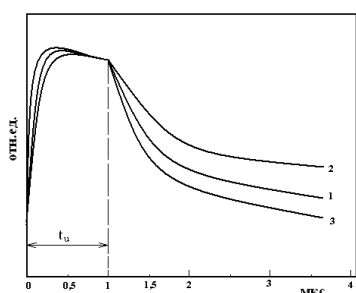


Рис.1. Кинетика изменения фототока при различных дозах γ -облучения для слоистого монокристалла GaS при комнатной температуре. 1.-до облучения, 2.-после облучения дозой 150 крад. 3.-после облучения дозой 400 крад.

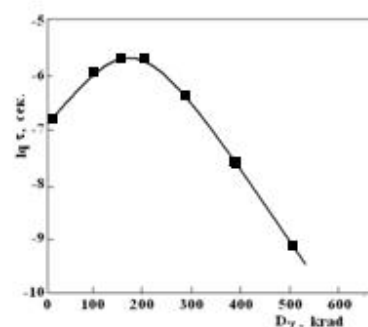


Рис.2. Время жизни носителей тока от дозы γ -облучения для слоистого монокристалла GaS при комнатной температуре

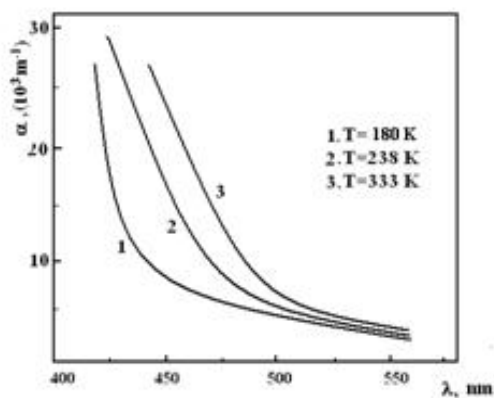


Рис.3. Зависимость оптического коэффициента поглощения от длины света при различных температурах для слоистого монокристалла GaS.

неравновесных дырок. Об этом свидетельствуют явления ИГФ и ТГФ образцов. Аналогичные результаты получены с образцами GaSe, легированного оловом [4].

Таким образом, исследования фотоэлектрических характеристик облученных образцов р-GaS показали, что процесс дефектообразования при облучении гамма-квантами приводит к сильному изменению концентраций локальных уровней, в том числе г-центров

Эффект радиационного изменения fotocувствительности обусловлен как изменением времени жизни неравновесных дырок в результате перестройки дефектов в запрещенной зоне кристалла и концентрации центров fotocувствительности, так и их дырочного заполнения. Энергетическое положение радиационных дефектов ответственных за фотопроводимость составляло $0,17 \div 0,22$ эВ и их концентрация оказалась $10^{13} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что наличие мелких и глубоких уровней прилипания для основных носителей заряда, приводит к температурной и концентрационной зависимости времени жизни

фоточувствительности.

Все эти исследования однозначно показали, что для высокоомных кристаллов GaS основную роль в рекомбинационных процессах играют различные типы центров рекомбинации; быстрые (s^-) и медленные (r^-) –очувствляющие. При импульсном освещении, по кинетическому спаду фототока, определено время жизни носителей заряда. Исследование показало, что спад фототока не является моноэкспонентной, что показывает о наличии нескольких типов рекомбинации. В зависимости от энергетического состояния этих центров эффективные время жизни составляло 10^{-6} - 10^{-3} с.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.S. Madatov, B.G. Tagiyev, A.I. Najafov, T.B.Tagiyev, I.A. Qabulov, Sh.P.Shakili. Optical and photoelectrical properties of lamellar gallium sulfide single crystals irradiated by γ -quanta.//Semiconductor Physics, Quantum Electronics Optoelectronics, 2006. V.9, N2. P.8-11.
2. B.G. Tagiyev, O.B. Tagiyev, S.A. Abushov. Elektrical properties of GaS:Mn single crystals.
3. P.C. Мадатов, Т.Б. Тагиев, Ю.М. Мустафаев, Ф.П. Абасов, Т.М. Аббасова. Фотоэлектрические свойства монокристаллов GaS и GaS:Er облученных гамма-квантами. Конференция «Фотоника» Новосибирск, 2012.
4. T. Pisarkiewicz. Photodecay method in investigation of materials and photovoltaic structures. Opto electronics Review. // 12(1). 33-40 (2014).
5. Huseynov N.I.,Asadov F.G.,Tagiyev T.B. Study of detention centers in SaS layered semiconductor crystals. ANAS-70, 02-04november 2015, p.66-67

Cu_{1.75}S Mg_{0.05}S BƏRK MƏHLULUNUN MONOKRİSTALININ ALINMASI VƏ RENTGENOQRAFİK TƏDQIQI

H.B. Qasimov, N.E. Həsənov

Azərbaycan Dövlət İqtisad Universiteti

qasymov.41@mail.ru

Cu_{1.75} Mg_{0.05} S bərk məhlulunun monokristalü Bridgman üsulu ilə alınmış və rentgenoqrafik tədqiqat nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, alınmış monokristal otaq temperaturunda (Cu_{1.75}S – anilit birləşməsində olduğu kimi) iki fazanın qarışığından ibarətdir. Onlardan biri otaq temperaturunda , üzdən mərkəzləşmiş yüksək temperatur kub (ÜMK)₁ fazası metastabil formada iştirak edən, Cu_{1.75}S – anilit fazası , həmçinin o biri də otaq emperaturunda, üzdən mərkəzləşmiş yüksək temperatur kub (ÜMK)₂ fazası metastabil formada iştirak edən Cu_{1.96}S – yurlit fazasıdır.

Müəyyən edilmişdir ki, Cu_{1.75} Mg_{0.05} S bərk məhlulu Cu_{1.75}S - anilit birləşməsinin quruluşu əsasında yaranır və bu zaman izovalent əvəzolunan (Cu²⁺ - 0.80 Å) və əvəz edən (Mg²⁺ - 0.78 Å) metal atomlarının ion radiuslarının fərqi 2 % həddini aşmur. Bu hədd isə izovalent izomorfizmin yaranması şərti həddindən (15 %) çox azdır.

Cu_{1.75} Mg_{0.05} S bərk məhlulu kristalının fazalarının (Cu_{1.75}S - anilit və Cu_{1.96}S - yurlit) parametrlərinin Cu_{1.75}S –anilit kristalının parametrinə nəzərən azalması anilit birləşməsinin elementar

**BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyinə həsr olunmuş
Beynəlxalq konfrans**

kristal qəfəsində əvəzədən və əvəz olunan metal atomlarının ion radiuslarının fərqli olması ilə əlaqələndirilir.

Açar sözlər: *elementar kristal qəfəs, izovalent, izomorfizm, ion radiusu və s.*

Cu -S sisteminin hal diaqramına əsasən müəyyən edilmişdir ki, bu sistemdə aşağıdakı birləşmələr mövcuddur: Cu₂S - xalkozin, Cu_{1.96}S – yurlit, Cu_{1.80}S - digenit, Cu_{1.75}S-anilit, CuS-kovellin [1]. Bu birləşmələr otaq temperaturunda, CuS istisna olmaqla, qeyri - stabildirlər və mürəkkəb quruluşa malikdirlər.

Çoxsaylı tədqiqat mənbəyinə çevrilən Cu -S sisteminin birləşmələri hal -hazırda da öz aktuallığını saxlayır. Bu sistemin birləşmələrinin çoxsaylı tədqiqat mənbəyinə çevrilməsinin başlıca səbəbi, bu birləşmələrin otaq temperaturunda iki fazanın qarışığından ibarət olması, onların yüksək temperatur fazalarının metastabil formada mövcud olması və onların polimorfizmə malik olmalarıdır.

Cu_{1.75}Mg_{0.05}S bərk məhlulunun monokristalının alınması məqsədi ilə bu tərkibli nümunə sintez edilmiş və onun monokristalını Bridgman üsulu ilə alınmışdır. Alınmış monokristal nümunənin bircinsliliyinin təyin edilməsi məqsədi ilə rentgenfaza analizi aparılmışdır (cədvəl-1).

Cədvəl – 1

Cu_{1.75}Mg_{0.05}S kristalının difraktoqramının hesabı. CuK_α - şüalanma, λ = 1,5418Å

№	Ortorombik faza			Monoklin faza		(ÜMK) ₁ - faza		(ÜMK) ₂ - faza		T, K
	d _{toc} , Å	d _{nəz} , Å	hKl	d _{nəz} , Å	hKl	d _{nəz} , Å	hKl	d _{nəz} , Å	hKl	
1	3.8393	—	—	3.8424	700	—	—	—	—	293
2	3.3541	3.3563	211	—	—	—	—	—	—	
3	3.2322	—	—	—	—	—	—	3.2221	111	
4	3.1940	3.2066	202	3.1938	333.811	3.1980	111	—	—	
5	2.7385	2.7659	220.004	2.7703	831	2.7695	200	—	—	
6	2.6775	2.6870	203	2.6897	10.0.0	—	—	—	—	
7	2.1502	2.1423	321	2.1497	463	—	—	—	—	
8	1.9529	1.9725	400	1.9676	0080	—	—	—	—	
9	1.7520	1.7512	0004	1.7540	437	—	—	—	—	
10	1.6913	1.6781	422	1.6961	0008	—	—	—	—	
11	1.6148	—	—	1.6145	675	—	—	1.6111	222	
12	1.5989	1.5966	404	1.5991	666	1.6050	222	—	—	
13	1.1338	1.1357	624	1.1346	4.11.7	1.1349	422	—	—	
14	1.1255	1.1200	0070	1.1206	9.11.6	—	—	—	—	
15	1.0842	1.0840	461	1.0833	—	—	—	—	—	
16	1.0740	1.0733	545	1.0739	9.11.7	—	—	1.0740	333	
17	1.066	1.0667	606.239	1.0661	999	1.0660	333	—	—	

Rentgenfaza analizi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, $\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ monokristalında olduğu kimi [2], $\text{Cu}_{1.75}\text{Mg}_{0.05}\text{S}$ bərk məhlulunun monokristalı da iki fazanın qarışığından ibarətdir. Fazalardan biri $a=7.8116\text{Å}$, $b=7.8785\text{Å}$, $c=10.954\text{Å}$, F.qr.Pnma, $z=4$ parametrlili ortorombik quruluşda kristallaşan $\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ - anilit fazası, o biri isə $a=26.775\text{Å}$, $b=15.6872\text{Å}$, $c=13.5304\text{Å}$, F.qr.P2₁/n, $\beta=90^{\circ}08'$ parametrlili $\text{Cu}_{1.96}\text{S}$ - monoklin quruluşda kristallaşan yurilit fazasıdır. Otaq temperaturunda bu fazaların metastabil formada mövcud olan üzdən mərkəzləşmiş yüksək temperatur kub (ÜMK)₁ və (ÜMK)₂ fazalarının elementar kristal qəfəsləri üçün aşağıdakı parametrlər müəyyən edilmişdir $a_{or}=5.5461\text{Å}$ (ÜMK)₁ $\text{Cu}_{1.7}\text{S}$ -anilit üçün, $a_{or}=5.5808\text{Å}$ (ÜMK)₂ $\text{Cu}_{1.96}\text{S}$ –yurilit üçün.

Aparılan rentgendifraktometrik tədqiqatın təhlili nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, $\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ birləşməsinin fazaları üçün təyin edilmiş parametrlərə ($a=7.8380\text{Å}$, $b=7.8904\text{Å}$, $c=11.0084\text{Å}$, anilit fazası üçün; $a=26.906\text{Å}$, $b=15.7407\text{Å}$, $c=13.5689\text{Å}$, yurilit fazası üçün [2]), nisbətən $\text{Cu}_{1.75}\text{Mg}_{0.05}\text{S}$ birləşməsinin fazaları üçün təyin edilmiş parametrlərdə azalma müşahidə olunur. Bu azalma $\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ birləşməsinin elementar kristal qəfəsində Cu^{2+} metal atomunun izovalent əvəz edən ($\text{Mg}^{2+} - 0.78\text{Å}$) və əvəz olunan ($\text{Cu}^{2+} - 0.80\text{Å}$) metal atomlarının ion radiuslarının fərqli olması ilə əlaqələndirilir. Göründüyü kimi əvəz edən və əvəz olunan metal atomlarının ion radiuslarının fərqi 2% həddindədir. Bu hədd isə izovalent izomorfizmin yaranma şərti həddindən (15%) çox azdır.

Alınmış nəticələrə əsasən demək olarki $\text{Cu}_{1.75}\text{Mg}_{0.05}\text{S}$ monokristalı bərk məhluldur və $\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ birləşməsi əsasında yaranır.

ƏDƏBİYYAT

1. Djurle S. An X –ray study on the system Cu – S. Acta chemical scandinavica, 12, 1415 –1426, 1958.
2. Гезалов М.А., Гасымов Г.Б., Асадов Ю.Г., Гусейнов Г.Г., Белов Н.В. Структурные переходы в дигените Cu_{2-x}S . Кристаллография, том 24, вып. 1979.

CuInSe_2 TƏBƏQƏLƏRİN ALINMASI VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

D.C. Əskərov, S.Q. Abdinova, A.M. Ağayev

Azərbaycan Neft və Sənaye Universiteti

Üçqat birləşmələrdən olan CuInSe_2 öz parametrlərinə görə perspektivli yarımkeçiricilərdən biri hesab olunur. Belə ki, qadağan zonasının eni Günəş şüalarının udma oblastına yaxın olması və kifayət qədər yaxşı fotohəssaslığı, CuInSe_2 təbəqələri əsasında effektiv fotoelektrik çeviricilərin yaradılmasına imkan verməlidir. Bu cəhətdən CuInSe_2 yarımkeçiricisinin müxtəlif formalarda araşdırılması maraq kəsb edir.

Qeyd etmək lazımdır ki, CuInSe_2 yarımkeçiricisinin kifayət qədər böyük ($\sim 1\text{sm}$) və mükəməl monokristalların alınması texnologiyası cəhətdən çətin olduğundan nisbətən böyük səthli işçi səthlərin yaradılması mümkün olmur. Bu cəhətdən epitaksial CuInSe_2 əsasında fotoelementlərin yaradılması ümüdveriji görünür.

CuInSe_2 təbəqələrini almaq üçün istifadə olunan polikristallik CuInSe_2 birbaşa sintez olunmuşdur. Bunun üçün stexiometrik nisbətdə götürülmüş ilkin maddələri (Cu, In və Se) $\sim 1100^{\circ}\text{S}$ temperaturda əritmə üsulu ilə alınmışdır. Alınmış tozu vakuumda ($\sim 10^{-3}\text{Pa}$) təzyiqdə

şüşə, silikat və GaAs lövhələr üzərinə bir mənbədən termik buxarlandırılması yolu ilə CuInSe_2 təbəqələr alınmışdır. Qeyd etmək lazımdır ki, buxarlandırmaq yolu ilə tərkibinə görə stexiometrik təbəqə almaq üçün qızdırıcının və altlığın optimal temperaturu tələb olunur. Araşdırmalar nəticəsində CuInSe_2 təbəqələrin alınmasının optimal rejimi müəyyən edilmişdir. Həmçinin, alınmış CuInSe_2 təbəqələrinin havada qızdırılmasının təsiri öyrənilmişdir. Məlum oldu ki, nisbətən mükəmməl CuInSe_2 təbəqələri, qızdırıcının $\sim 1200^\circ\text{S}$, altlığın isə $\sim 400^\circ\text{S}$ temperaturunda alınır və p -tip keçiriciliyə malik olur. Buxarlandırma temperaturu ona görə çox götürülür ki, gec əriyən Cu buxarlansın. n -tip təbəqələri almaq üçün buxarlandırılan tərkibə CuInSe_2 üçün donor rolunu oynayan indium əlavə edilmişdir. Həmçinin selenin tez buxarlanmasını nəzərə alaraq stexometriyanı saxlamaq üçün qızdırıcıya $(2+3)\%$ Se əlavə edilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, Cu/In nisbətindən asılı olaraq təbəqənin xüsusi müqaviməti 10^4 dəfə qədər dəyişir.

Alınmış təbəqələrin volt-ampere xarakteristikaları, xüsusi müqavimətləri və fotohəssaslığın spektral paylanması müxtəlif işıqlanmalarda ölçülmüşdür. Məlum oldu ki, ən yaxşı fotohəssaslıq və kiçik xüsusi müqavimət, altlığın 400°S temperaturunda alınmış təbəqələrdə müşahidə olunur. Həmçinin, təbəqələrin xüsusi müqavimətinin havada qızdırılmasının zamanından asılı olaraq dəyişməsi araşdırılıb. Məlum oldu ki, $\sim 300^\circ\text{S}$ temperaturda 10 dəq. qızdırılmış təbəqələrin xüsusi müqaviməti on dəfədən çox azalır və fotohəssaslıq artır. Bu yəqin ki, qızdırılma nəticəsində daha iri CuInSe_2 dənəciklərin yaranması və nəticədə strukturanın amorf haldan kristallik hala keçməsi müşahidə olunması ilə əlaqədardır.

Qeyd etmək lazımdır ki, təbəqələr uzunmüddətli ($t > 1$ saat) istiliyə məruz qaldıqda müqaviməti tədricən artır. Buna səbəb çox güman ki, CuInSe_2 təbəqəsindən selenin buxarlanması nəticəsində təbəqənin deqradasiyasıdır. Eyni ilə bu cür hal təbəqələrin vakuumda qızdırılma da baş verir.

Qeyd olunduğu kimi, alınan təbəqələr həmçinin yaxşı həssaslığa malikdir. Havada qeyd olunan rejimdə qızdırmaq fotohəssaslığı bir tərtib qədər artırır. CuInSe_2 təbəqələrinin fotohəssaslığı düşən dalğa uzunluğunun $(0,4 + 1,2)$ mkm intervalını əhatə edir. Optik ölçülərdən CuInSe_2 təbəqəsi üçün təyin olunan qadağan zonasının eni 1,03 eV alınır ki, bu da monokristal CuInSe_2 nümunələrin qiyməti ilə (1,02 eV) yaxşı uzlaşır.

GaS, GaSe və GaTe KRİSTALLARINDA ATOMLARIN RƏQSİNİN QEYRİ HARMONİKLİK DƏRƏCƏSİ

M.M. Qurbanov, S.C. Məmmədov, A.H. Dəmirov, A.C. Rzayeva

Sumqayıt Dövlət Universiteti

qurbanov.mehti@mail.ru

Bu işdə GaS, GaSe, GaTe monokristallarının istidən genişlənmə əmsalının eksperimental qiymətləri əsasında kristal qəfəsindəki rəqslərinin qeyri-harmoniklik həddi hesablanmışdır.

Məlum olduğu kimi bərk cisimlərdə istidən genişlənmə əmsalının qiyməti atomlararası qarşılıqlı əlaqə qüvvəsinin qeyri – harmoniklik həddindən asılı olur. Bu əlaqə qüvvəsinin qiyməti isə atomların rəqsinin qeyri harmoniklik əmsalının (γ), harmoniklik əmsalının kvadratına (β) olan nisbəti ilə düz mütənasib olur. Bu asılılıq ədəbiyyatda göstərdiyi kimi belə düsturla ifadə olunur [1].

$$\alpha = \frac{\gamma k}{a\beta^2}. \quad (1)$$

Burada k – Bolsman sabiti, a – qəfəs parametri və α - xətti genişlənmə əmsalıdır. Bu işdə qallium halkogenidlərinin istidən genişlənmə əmsallarının eksperimental qiymətləri əsasında, a və k -nin məlum qiymətini (1) düsturunda yerinə yazmaqla geniş temperatur intervalında (γ/β^2) - nisbəti hesablanmışdır. β - əmsalı digər mövcüd üsullarla hesablanaraq düsturda yerinə yazılmaqla müxtəlif temperaturlarda rəqslərin qeyri – harmoniklik əmsalı təyin edilmiş və bu parametrin GaS, GaSe, GaTe – birləşmələrində müqayisəli təhlili aparılmışdır.

Tədqiq olunan birləşmələr üçün istidən nisbi uzanmanın qiyməti mövcüd metodika [2] əsasında ölçülmüşdür. Bütün ölçmələr 13 – 400⁰K – intervalında aparılmışdır. Ölçmələr üçün istifadə olunan nümunələr ədəbiyyatdan mövcüd olan metodika əsasında alınmış monokristallardan hazırlanmışdır [3]. GaS və GaSe birləşmələri heksaqonal quruluşda, GaTe isə tetraqonal quruluşda kristallaşırlar. Kristallik qəfəsin parametrləri GaS üçün $a=3,579 \text{ \AA}$; $c=15,475 \text{ \AA}$; GaSe üçün $a=3,750 \text{ \AA}$; $c=15,95 \text{ \AA}$; və GaTe üçün $a=3,941 \text{ \AA}$; $B=4,442 \text{ \AA}$; $c=10,641 \text{ \AA}$ olmuşdur.

Ölçmələr üçün uzunluğu $3 \cdot 10^{-2}$ m, diametri $5 \cdot 10^{-3}$ m olan silindr formalı nümunələrdən istifadə edilmişdir. Təcrübənin nisbi xətası 0,5 % təşkil etmişdir. Nisbi uzanmanın temperatur asılılığı əsasında hesablanmış α – ların qiymətləri aşağıdakı cədvəldə (cədvəl 1) verilmişdir. Burada α_{\perp} - laylara perpendikulyar, α_{\parallel} - isə laylar boyunca istidən genişlənmə əmsalının qiymətləridir.

Cədvəldən görüldüyü kimi hər üç birləşmədə istidən genişlənmə əmsalının qiymətində anizotropiya alınır.

Cədvəl 1

T,K	GaS		GaSe		GaTe	
	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6, 1/K$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6, 1/K$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6, 1/K$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6, 1/K$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6, 1/K$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6, 1/K$
13	0,096	0,075	0,12	0,08	0,21	0,13
20	0,392	0,262	0,59	0,31	0,68	0,42
50	3,01	2,21	3,95	3,64	4,25	3,82
80	4,82	3,96	6,14	5,44	6,67	5,54
100	5,95	5,06	6,28	5,96	6,76	5,98
150	7,37	6,68	9,97	8,15	9,98	8,07
200	8,12	7,52	10,08	7,38	10,21	7,92
250	8,65	7,05	10,12	7,47	12,63	7,37
300	9,00	7,25	10,25	7,56	13,21	8,26

Laylara perpendikulyar istiqamətdə hesablanmış (α_{\perp}) qiymətlərindən istifadə etməklə (1) düsturu əsasında γ/β^2 hesablanmışdır. Burada qəfəs parametrləri olaraq hər üç birləşmədə a - nin qiymətləri götürülmüşdür. Hesablanmanın nəticəsi cədvəl 2 – də verilmişdir

**BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyinə həsr olunmuş
Beynəlxalq konfrans**

Ədəbiyyatda göstərdiyi kimi Hük qanunundan istifadə etməklə kristal daxilində atomların rəqsi zamanı harmoniklik həddinin əmsalını hesablamaq olur. Bu zaman əgər Yunq modulunun qiyməti nəzərə alınarsa harmoniklik həddinin əmsalı $E \cdot a_0 = \beta$ - kimi tapıla bilər [5].

Qeyd etmək lazımdır ki, hesablamalarda Yunq modulu üçün $E = 10^{11} \text{ N/m}^2$ götürülmüş və hər üç birləşmənin a – qəfəs parametrlərindən istifadə edilmişdir. GaS üçün $a_0 = 3,579 \cdot 10^{-10} \text{ m}$; GaSe üçün $a_0 = 3,75 \cdot 10^{-10} \text{ m}$; GaTe üçün $a_0 = 3,94 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

Cədvəl 2

T, K	GaS			GaSe			GaTe		
	$\frac{\gamma}{\beta^2} 10^7$ N^{-1}	$\beta, \frac{N}{m}$	$\gamma, 10^{11}$ Pa	$\frac{\gamma}{\beta^2} 10^7$ N^{-1}	$\beta, \frac{N}{m}$	$\gamma, 10^{11}$ Pa	$\frac{\gamma}{\beta^2} 10^7$ N^{-1}	$\beta, \frac{N}{m}$	$\gamma, 10^{11}$ Pa
150	19,11	35,79	2,45	27,09	37,49	3,81	28,49	39,41	4,42
200	21,06	“___”	2,70	27,39	“___”	3,85	29,15	“___”	4,52
250	22,43	“___”	2,87	27,50	“___”	3,87	36,06	“___”	5,53
300	23,34	“___”	2,99	27,85	“___”	3,92	37,71	“___”	5,89

Beləliklə GaS üçün $\beta = 35,79 \text{ N/m}$; GaSe üçün $\beta = 37,49 \text{ N/m}$ və GaTe üçün $\beta = 39,41 \text{ N/m}$ qiymətlər alınmışdır.

Bütün birləşmələr üçün $\frac{\gamma}{\beta^2}$ və β - nin qiymətlərindən istifadə edərək, rəqslərin qeyri – harmoniklik həddi γ - hesablanmışdır. Hesablanmış β və γ - nin qiymətləri də cədvəl 2 – də verilmişdir.

Cədvəldən göründüyü kimi qallium halkogenidlərində kükürddən tellura doğru keçidlə kristal qəfəsində atomların rəqsi hərəkəti zamanı rəqslərin qeyri – harmoniklik dərəcəsi artır ki, bu da istidən genişlənmə əmsalının qiymətinin artmasına səbəb olur.

ƏDƏBİYYAT

1. А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников М – Л. 1962 г.
2. Н.Г. Алиев, И.Г. Керимов, М.М. Курбанов, Т.А. Мамедов. Дилатометр с фотоэлектрической регистрацией. Материалы I всесоюзного совещания. Москва 1972 г., стр. 163 – 164.
3. Н.Г. Алиев, И.Г. Керимов, М.М. Курбанов, Т.А. Мамедов. Анизотропия линейного теплового расширения и изотермической сжимаемости халькогенидов и теллурида галлия в кн. Химическая связь в полупроводниках и полуметаллах. Изд. Наука и техника. Минск 1972г., стр. 313 – 318.

**PLASTİKİ DEFORMASIYANIN VƏ HİDROSTATİK TƏZYİQİN
AMORF METALLİK ƏRİNTİLƏRİN (AMƏ) HİSTEREZİS İLGƏYİ
PARAMETİRLƏRİNİN FORMALAŞMASINA TƏSİRİ**

T.M. Pənahov, İ.İ. Əlizadə, N.M. Rəfiyev

Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Univerisiteti

Metal və ərintilər fizikası ETL

nrafiyev@mail.ru

Maqnyumşaq xassəli amorf metallik ərintilərin histerezis ilgəyinin parametirlərinə müxtəlif emal rejimlərinin təsirinin öyrənilməsi daha əlverişli maqnyumşaq materiallar alınmasına gətirib çıxarır.

Amorf ərintilərin sənayenin müxtəlif sahələrinə geniş tətbiq olunması həm onların alınma texnologiyasının optimallaşdırılmasını, onların quruluşunun müasir üsullarla kompleks tədqiq olunmasını, həm də amorf ərintilərin quruluş çevirmələrinin mexanizmi və kinetikasının öyrənilməsini tələb edir. Bu, məsələlərin müvəffəqiyyətlə həll olunması ərintilərin fiziki-kimyəvi xassələrinin dəyişdirilməsi və eləcə də tərkibin dəyişməsi yolu ilə onların stabilliyini və termiki dayanıqlılığını artırmaq üçün konkret tövsiyələr hazırlamağa imkan verir. Müxtəlif emal rejimlərini tətbiq etməklə amorf materialların histerezis ilgəyi parametirlərinin dəyişməsini tədqiq etmək bu qəbildən olan tədqiqatlardandı. İndiki halda biz AMƏ-in histerezis ilgəyini formalaşmasına Plastik deformasiyanın və hidrostatik təzyiqin təsirini nəzərdən keçirək.

Deformasiya zamanı gərginliklərin relaksasiyası amorf materialın maqnyumşaq xassələrinin formalaşmasına müsbət təsir göstərir.

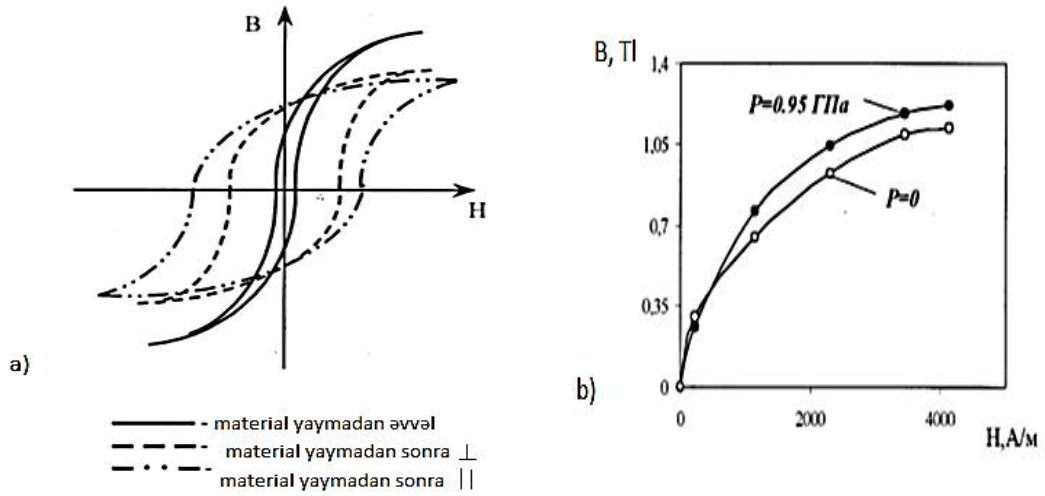
Şəkil 1a-da $Fe_{58}Ni_{20}Si_9B_{13}$ ərintisində yayma zamanı plastik deformasiyada histerezis ilgəyinin formasının dəyişməsinin sxemi göstərilmişdir. Nümunələrin maqnitlənməsi yaymanın eninə və uzunluğu istiqamətində aparılmışdır. Göründüyü kimi müxtəlif istiqamətdə maqnitlənmə aparıldıqda histerezis ilgəyinin forması dəyişir. Bu yaymada biroxlı maqnit anizotropiyasının yayma istiqamətinə pərependükilyar olduğu halda baş verir. Yayma maqnit induksiyasının (B_s) maksimsal qiymətinin azalmasına və koorestiv qüvvənin (H_s) artmasına səbəb olur. Bu halda göründüyü kimi B_s azalması və H_s yüksəlməsi maqnitlənmənin istiqamətindən asılı olur. Yaymanın istiqamətinə pərependükilyar B_s daha az sürətlə azalır, həmçinin H_s maqnitlənmənin yayma istiqamətinə pərependükilyar olduğu halda əvvəlki hallardan daha az intensiv yüksəlir. Həmçinin 1b şəklində $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ ərintisinin maqnitlənmə əyrisinin dəyişməsi göstərilmişdir.

Histerezis ilgəyinin forması hidrostatik sıxılma zamanı, yaymada plastik deformasiyada olduğu kimi çox dəyişmir amma maksimal maqnit induksiyasının yüksəlməsi baş verir. Histerezis ilgəyinin başqa parametrlərinin dəyişməsi qeydə alınmır.

Maqnit xarakteristikalarının bu dəyişməsi materialda emalı nəticəsində qalıq elastik gərginliklərin induksiyalandığı sahələrin olmadığını göstərir. Əks halda istiqamətlənmiş anizotropiya nəticəsində histerezis ilgəyi parametrlərinin əhəmiyyətli dəyişiklikləri baş vermiş olardı. Belə ki, atom nizamlanması effektləri gözə çarpmır bu da, atomların nizamlanmasının inkişafına daha çox təzyiqlə təsir etmək lazım olduğunu göstərir. Buna baxmayaraq maksimal maqnit induksiyasının müəyyən qədər inkişafı materialın halının dəyişməsini göstərir. Belə inkişaf amorf materialın sıxlığının yüksəlməsi ilə əlaqədar olur ki, bu da sərbəst həcm çıxışı və mikropor tipli qüsurların annihilasiyası ilə əlaqədar olur.

Belələklə görünür ki, yayılmada deformasiyası zamanı histerezis ilgəyinin para-metirləri daha çox dəyişir. Hidrostatik sıxılmada bu parametrlər daha az dəyişir. Materialda yayma zamanı istiqamətlənmiş biroxlı maqnit anizotropiyası, atom nizamlanması proseslərinin eləcədə, lentin həcmində elastiki gərginliklərin yumşalmasına səbəb olur.

Amorf materiallarda anizotropiyanın istiqamətlənməsi nəticəsində histerezis ilgəyinin parametrləri daha çox dəyişir. B_r -in qiyməti yüksəlir, B_r/B_m , H_c və B_c -nin qiymətləri isə aşağı düşür. Bu zaman B_r -in qiyməti daha az H_c və B_c -nin qiymətləri isə deformasiyanın qiymətindən daha çox asılı olur. Hidrostatik sıxılma zamanı isə histerezis ilgəyi praktiki olaraq dəyişmir. B_s -in kiçik artımı müşahidə olunur buda yəqinki materialın sıxlığının artması ilə əlaqədardır. Belə təsir nəticəsində materialda baş verən müxtəlif növ davranışlar ola bilər ki, bu da yükləmə sxeminin fərqli olması və emalın təsiri səbəbilə materialda struktur dəyişmələri nəticəsində yarana bilər.

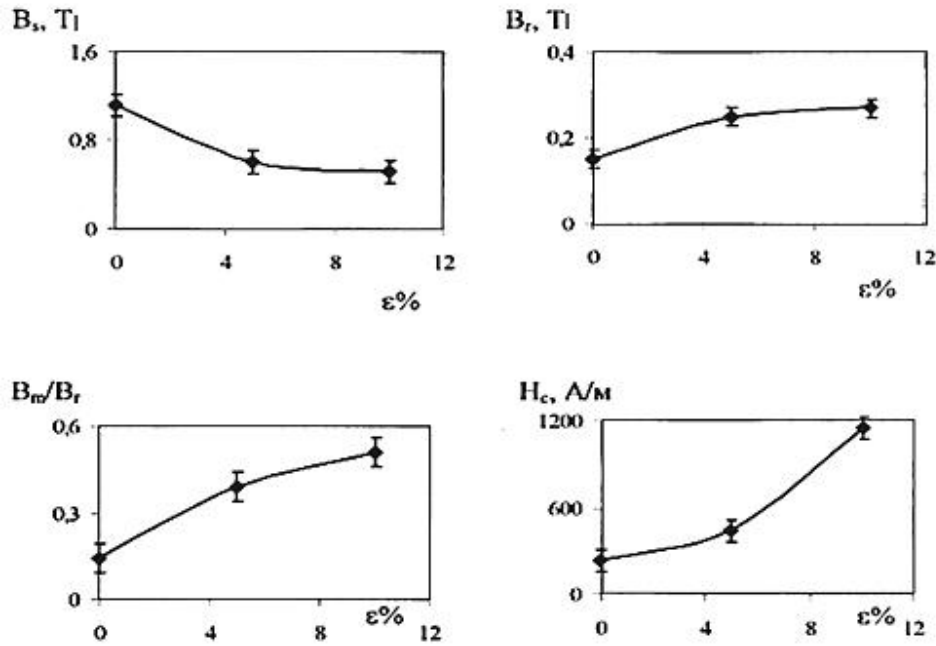


Şəkil 1. $Fe_{58}Ni_{20}Si_9B_{13}$ ərintisində yayma zamanı plastiki deformasiyada histerezis ilgəyinin formasının dəyişməsinin sxemi (a) və $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ ərintisinin hidrostatik təzyiqdən asılı olaraq maqnitlənmə əyrisi (b).

Şəkil 2-də histerezis ilgəyi parametrlərinin, yaymada plastiki deformasiya zamanı deformasiya qiymətindən asılılığı göstərilmişdir. Göründüyü kimi B_s -in qiyməti aşağı düşür B_r/B_m və H_c –isə yüksəlir. Bu zaman deformasiyanın təsiri lentin sıxılmasının yüksəlməsi ilə çoxalır.

Belələklə, yayılma zamanı histerezis ilgəyinin formasının dəyişməsi xarakteri əsasən B_s və H_c -in dəyişməsinə elastiki gərginlik sahələrinin təsirinin olmasıdır. Bu fakt göstərilən parametrlərin deformasiya dərəcəsindən asılı olmasında özünü göstərir. Mümkündür ki B_r -in artması mexanizimin meydana gəlməsi materialın kiçik deformasiya dəyişmələrinin inkişafı zamanı cüt atom nizamlanması mexanizimi səbəb olur. Düzbucaqlılıq əmsalı B_s -dən necə asılıdırsa B_r -dəndə eləcə asılıdır. Onun dəyişməsi bu kəmiyyətlərin dəyişmə dinamikasının şərti ilə və B_r -in artma xarakteri ilə bağlıdır.

Gördüyü kimi deformasiya olunmamı materiallarda yüksək temperatur intervalında tabalmada histerezis ilgəyinin parametrlərinin xarakteri əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir. Bu proseslər tabalma prosesinin ilkin mərhələsində baş verir. Belə davranış deməyə imkan verir ki, induksiyalanmış plastiki deformasiya sahəsi, elastiki gərginliklər və struktur dəyişmələri cüt atom nizamlanması nəticəsilə şərtlənir və praktiki olaraq relaksasiya olunur.



Şəkil 2. Histerezis ilgəyi parametrlərinin, yaymada plastiki deformasiya zamanı deformasiya qiymətindən asılılığı.

Məlum olduğu kimi plastiki deformasiyaya uğradılmamış və yaymadan sonra materialda bu parametrlər demək olar ki, bərabərdir. Bu onu deməyə zəmin yaradır ki, tabalma zamanı seçilən temperatur-zaman rejimində struktur relaksasiya proseslərinin inkişafı materialın əvvəlki emalından asılı olmur. Tabalma vaxtının artırılması zamanı kristallaşmanın səthi prosesləri inkişaf etməyə başlayır. Bu proseslər əvvəllərdə göstərilirdiyi kimi qabaqcadan emaldan və materiallardan asılıdır və plastiki deformasiyaya məruz qaldıqdan sonra cərəyan edir.

ƏDƏBİYYAT

1. К. Судзуки, Х Фудзимори, К Хасимото Аморфние Металлы Москва 1987 стр 29-38.
2. Т.М. Пəнахов, К Ə Гулујева, Н. Т. Пəнахов Дəгиг əринтилəрин физики металшунаслыгы сəh256-263.
3. İ.İ. Əlizadə, Qeyri tarazlıqlı sistemlərin fizikası (Mühazirələr toplusu) səh, 51-59.
4. Flöhrer S, Schafer R, McCord J, Roth S, Schultz L, Herzer G. Acta Mater 2006;54:3253–9.
5. Giselher Herzer, Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials, Acta Materialia, 2013

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ

Э.Р. Гасанов¹, Р.К. Мустафаева², А.В. Исламзаде³

БГУ, Институт Физических Проблем¹

БГУ, Физический факультет²

Институт Физики НАН Азербайджана³

Ruhi-qrk@mail.ru

Построена теория термомагнитных волн в анизотропных проводящих средах. Доказано, что без внешнего магнитного поля в проводящих средах распространяется несколько термомагнитных волн. Вычислены частота и инкремент термомагнитных волн при определенных условиях. Найденные условия нарастания термомагнитных волн очень сильно зависят от градиента температуры.

Поскольку существует поток электронов в твердом теле, то возможно возникновение термомагнитных волн в твердом теле при наличии ∇T даже в отсутствии внешнего магнитного поля [1]. Колебание решетки в твердом теле с малыми амплитудами приводит к звуковым волнам. Звуковые волны не взаимодействуют термомагнитными волнами. Распространение термомагнитных волн в изотропных проводящих средах исследованы во многих теоретических работах [2, 3]. Во всех работах теоретически исследованы термомагнитные волны в изотропных проводящих средах [2]. Однако, условия нарастания в анизотропных проводящих средах, теоретически не исследованы. Исследуем условия возникновения термомагнитных волн в анизотропных проводящих средах и определим условия нарастания термомагнитных волн в отсутствии внешнего магнитного поля.

При наличии электрического поля \vec{E} , градиента концентрации электронов ∇n , градиента температуры ∇T , гидродинамических движений со скоростью $\vec{V}(\vec{r}, t)$, плотность электрического тока имеет вид [1]

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}^* + \sigma' [\vec{E}^* \vec{H}] - \alpha \nabla T - \alpha' [\vec{\nabla} T \vec{H}] \quad (1)$$

где

$$\vec{E}^* = \vec{E} + \frac{[\vec{V} \vec{H}]}{c} + \frac{T \nabla n}{e n} ; \quad e > 0 \quad (2)$$

Используя уравнения Максвелла $rot \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$ и решение векторного уравнения (1), получим

$$\vec{E} = -\frac{[\vec{V} \vec{H}]}{c} \Lambda' [\vec{\nabla} T, \vec{H}] + \frac{c}{4\pi\sigma} rot \vec{H} - \frac{c\sigma'}{4\pi\sigma^2} [rot \vec{H}, \vec{H}] + \frac{T \nabla \rho}{e \rho} + \Lambda \nabla T \quad (3)$$

Здесь $\Lambda = \frac{\alpha}{\sigma}$, $\Lambda' = \frac{\alpha'\sigma - \alpha\sigma'}{\sigma}$; σ - коэффициент электропроводности, Λ - дифференциальная термоэдс, Λ' - коэффициент эффекта Нернста-Эттингаузена. В анизотропных проводящих средах, выше указанные коэффициенты являются тензорами.

При наличии внешнего магнитного поля и градиента температуры в изотропном твердом теле, полное электрическое поле имеет вид:

$$\vec{E} = \eta \vec{j} + \eta' [j\vec{H}] + \eta'' (j\vec{H})\vec{H} + \Lambda' [\vec{\nabla}T, \vec{H}] + \Lambda'' (\vec{\nabla}T, \vec{H})\vec{H} + \Lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

В анизотропных проводящих средах все коэффициенты в уравнение (4) являются тензорами.

$$E_i = \eta_{im} j'_m + \eta'_{im} [jH]_m + \eta''_{im} (jH)H_m + \Lambda_{im} \frac{\partial T}{\partial x_m} + \Lambda'_{im} [\nabla T, H]_m + \Lambda''_{im} (\nabla T, H)H_m \quad (5)$$

Здесь η_{im} тензор обратной величины омического сопротивления, Λ'_{im} -тензор дифференциального термоэдса, Λ''_{ik} - тензор коэффициент Нернста-Эттингаузена.

Выбрав координатную систему $k_1=k, k_2=k_3=0$, получим дисперсионное уравнение $\omega(k)$.

$$\frac{\partial T}{\partial x_1} \neq 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_2} \neq 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_3} \neq 0 \quad (6)$$

Тогда получим тензорное уравнения электрического поля внутри анизотропных проводящих сред в следующем виде

$$E'_i = \left[A\eta_{il}K_eK_m + B\eta_{im} + \frac{C\Lambda'_{il}}{\omega}K_e\frac{\partial T}{\partial x_m} - \frac{C\Lambda'_{im}}{\omega}(\vec{k}\vec{\nabla}T) \right] E'_m = R_{im}E'_m \quad (7)$$

Здесь $A = \frac{iC^2}{4\pi\omega}$; $B = i\frac{\omega^2 - C^2K^2}{4\pi\omega}$ с учетом $E'_m = \delta_{im}E'_m$ получим $(R_{im} - \delta_{im})E'_i = 0$ дисперсионное уравнение

$$|(R_{im} - \delta_{im})| = 0 \quad (8)$$

При $R_{12} = 1; R_{22} = 1; R_{33} = 1$, дисперсионное уравнение имеет вид

$$R_{21}R_{13} + R_{31} - R_{11}R_{23} + R_{23} = 0 \quad (9)$$

Подставляя значения характерных частот получим

$$\omega_0 = \omega_{11} - \omega_{21}$$

$$\gamma = \frac{ck}{4\pi}(\varphi - 1) \left[\frac{2\pi(\Lambda'_{33}\nabla_1 T + 4\pi\varphi)}{\varphi} \right]^{1/2} \quad (10)$$

$$\eta_{23} = \frac{4\pi\varphi}{ck(\varphi^2 - 1)} \frac{4\pi^2\Lambda'_{23}\nabla_1 T}{\left(\varphi^2 - \frac{1}{2} \right) \left[\frac{2\pi(\omega_{33} + \omega_0)}{\omega_0} \right]^{1/2}}, \quad \eta = \Lambda'_{12}\nabla_1 T - \Lambda'_{11}\nabla_2 T.$$

Из (10) видно, что термомагнитная волна с частотой $\omega_0 = \omega_{12} - \omega_2$ является нарастающим если

$$\varphi > 1 \text{ т.е. } \Lambda'_{12}\nabla_1 T - \Lambda'_{11}\nabla_2 T > 1 \quad (11)$$

$$\Lambda'_{12} = \Lambda'_{11} \text{ тогда } \nabla_1 T > \nabla_2 T \quad (12)$$

Условие (12) легко можно осуществить экспериментально.

Таким образом, нарастающая волна с частотой $\omega_0 = ck\varphi$ с инкрементом γ распространяется по направлению градиента температуры $\nabla_1 T$. С увеличением градиента температуры $\nabla_2 T$ частота волны уменьшается. Инкремент γ зависит от градиентов температур $\nabla_1 T$ и $\nabla_2 T$.

Если значения $\nabla_2 T$ превышает значению $\nabla_1 T$ частота ω_0 и инкремент γ уменьшаются. Это доказывает, что полученная термомагнитная волна в основном создана за счет градиента температуры $\nabla_1 T$.

Мы получили ω_0 и γ из решение дисперсионного уравнения (15) при условиях (17). Однако, существует и другие решения (15) с другими значениями тензоров R_{ik} . При других условиях получатся термомагнитные волны с другой частотой. Таким образом в анизотропных проводящих средах возможно одновременно распространения нескольких термомагнитных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Э.Гуревич, *Термомагнитные волны и возбуждение магнитного поля в неравновесной плазме*, ЖЭТФ, **44** (1963) 548-555.
2. E.R.Hasanov and M.F.Novruzov, A.Z.Panahov and A.I.Demirel, *Energy generation and amplitude of thermomagnetic waves in the conductive medium. Modern Physics Letters B*, **22**(06) (2008) 455-457
3. Э.Р. Гасанов, *Поперечные и продольные волны в кубических кристаллах*, Хəбərlər, **23**(5) (2003) 6-9.

Anizotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalğaları.

Həsənov E.R., Mustafayeva R.K., İslamzadə A.V.

Xülasə

Anizotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalğalarının nəzəriyyəsi qurulmuşdur.

İsbat olunmuşdur ki, xarici maqnit sahəsi olmayanda keçirici mühitlərdə bir neçə termomaqnit dalğası yayılır. Müəyyən şərtlərdə termomaqnit dalğalarının tezlikləri və inkrementləri hesablanıb. Termomaqnit dalğalarının artma şərti temperatur gradientinin qiymətindən kəskin asılıdır.

Thermomagnetic waves in anisotropic conductive environments

Hasanov E.R., Mustafayeva R.K., Islamzada A.V.

Resume

A theory of thermomagnetic waves in anisotropic conductive media is given. It was proved that without external magnetic in conducting media is distributed several thermomagnetic waves. The frequency and increment of thermomagnetic waves in several conditions was calculated.

Founded increase conditions of thermomagnetic waves strongly depends from the gradient of temperature.

**CdInGaS₄ ƏSASINDA HAZIRLANMIŞ ELEKTROFOTOQRAFİK
TƏBƏQƏLƏRDƏ QEYRİ-TARAZLIQ PROSESLƏRİNƏ**

AŞQARLARIN TƏSİRİ

N.C. Məmmədov, E.İ. Məmmədova

Azərbaycan Dövlət Aqrar Universiteti

nizamicalil@mail.ru

Tədqiq olunan kristalın mis və ya qızıl ilə aşqarlanması onun əsasında hazırlanan elektrofotografik təbəqələrdə qaranlıq potensialını və qaranlıqda yarımdüşmə müddətini artırır, işıqlanmada yarımdüşmə müddətini kəskin azaldır. Beləliklə, yarımkeçirici maddələrin fotoelektret halının parametrlərini dəyişdirmək və idarə etmək üçün CdInGaS₄ kristalının sintezi zamanı onun aşqarlanması yarımkeçiricinin qadağan zonasında “dayaz” səviyələrin kompensə olunmasına və “dərini” səviyələrinin yaranmasına səbəb olur ki, bu da öz növbəsində maddənin fotoelektret halının yaxşılaşmasına və bu yarımkeçiricilər əsasında hazırlanan elektrofotografik sistemlərin keyfiyyətinin yaxşılaşmasına səbəb olur.

Mürəkkəb yarımkeçiricilərin lokal səviyələrinin paylanmasına müxtəlif aşqarların təsirini öyrənmək və lokal səviyələrinin parametrlərini müəyyənləşdirmək böyük əhəmiyyət kəsb edir. Genişzonalı yarımkeçiricilərin qadağan zonasındaki “ilişmə” səviyələrinin xarakterik parametrlərinin öyrənilməsinin müxtəlif metodları vardır. Bu metodlarla “təmiz” və aşqarlanmış mürəkkəb yarımkeçiricilərin lokal səviyələri tədqiq edilmiş və müəyyən edilmişdir ki, “təmiz” monokristallarda iki qrup “ilişmə” səviyələri vardır ki, onlar monoenergetik paylanma qanunu ilə yerləşmişdir. Mis elementi ilə aşqarlanarkən qadağan zonasındaki nisbətən dayaz səviyələr kompensə edilir, daha dərinə yerləşən səviyələr isə aşqarların təsirini hiss etmir. Həmçinin məlum olmuşdur ki, lokal səviyələrin “dərini” artdıqca onların elektron tutma ehtimalı artır, fotokeçiriciliyin ətalətliliyi azalır. Göstərilən şərtlər isə həmin monokristallarda fotoelektret halının yaranmasına şərait yaradır.

Elektrofotografiyanın əsasını yüksəkmüqavimətli, işığa həssas yarımkeçiricilərin aşağı müqavimətli əsas üzərinə çəkilmiş təbəqəsi təşkil edir. Bu təbəqələri yarımkeçiriciləri metal lövhələr üzərinə vakuüm buxarlandırılması yolu ilə və ya narın toz halına salınmış yarımkeçiricini şəffaf birləşdirici mühitdə qarışdırmaqla az müqavimətli metallik və ya kağız üzərinə bərabər qalınlıqla yaymaqla və qurutmaqla almaq olar. Bu zaman alınan sistem elektrofotografik təbəqə adlanır. Elektrofotografik təbəqəni həssaslaşdırmaq üçün onu tacşəkilli boşalmadan alınan müsbət və ya mənfi ionlarla yükləmək lazımdır. Prosesin növbəti mərhələsi yarımkeçirici təbəqədə gizli elektrostatik sahənin alınmasıdır. Bunun üçün hər hansı bir yazının və ya şəklin forması yüklənmiş elektrofotografik təbəqə üzərinə proyeksiyalandırılır. Bu zaman işıq çox düşən yerlərdə yarımkeçiricinin müqaviməti daha çox azalır. Başqa sözlə, həmin sahədə daha çox sərbəst yükdaşıyıcıların yaranmasına səbəb olur və bu yükdaşıyıcılar daha az müqavimətli əsas vasitəsilə torpağa ötürülür, az işıq düşən və ya işıq düşməyən sahələrdə isə yarımkeçirici yüksək müqavimətli və yaxud yüksək potensiallı halda qalır. Beləliklə də yüklənmiş elektrofotografik təbəqələrdə gizli elektrostatik sahənin paylanması baş verir.

Bizim tədqiq etdiyimiz halda toz halına salınmış yüksək müqavimətli, işığa həssas CdInGaS₄ kristalları toz halına salınaraq, şəffaf birləşdirici mühitdə qarışdırılaraq əsas üzərinə çəkilmişdir. Yüksək keyfiyyətə malik elektrofotografik sistemin alınması üçün onun daha yüksək potensiala qədər yüklənməsi, qaranlıqda potensialın yarıya qədər düşmə müddətinin böyük olması və işıqlanmada potensialın azalmasının ətalətsiz və qısa müddətdə düşməsi vacib şərtidir. Maddənin belə halı fotoelektret halı adlanır. Deməli, belə elektrofotografik sistemlərdə

fotoelektret halının yaranması və bu halın parametrlərinin yaxşılaşdırılması böyük elmi və praktiki əhəmiyyətə malikdir. Ona görə də bu elektrofotografik təbəqənin əsas elementi olan CdInGaS₄ yarımkeçirici materialının elektrik, fotoelektrik, optik xassələrinin tədqiqi, onların qadağan zonasının öyrənilməsi, bu zonadakı “ilişmə” (t-mərkəz) və rekombinasiya (r-mərkəz) səviyyələrinin parametrlərinin öyrənilməsi, idarə olunması xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

Tədqiqatlar göstərmişdir ki, CdInGaS₄ yarımkeçiricisini müxtəlif maddələrlə (mis və ya qızıl) aşqarlamaq yolu ilə maddənin fotoelektret halını təmin edən və yaxşılaşdırıcı nəticələr almaq olar. Məlum olmuşdur ki, aşqarlama yolu ilə dayaz ilişmə səviyyələrini kompensasiya etməklə və dərin ilişmə səviyyələrini yaratmaqla yarımkeçirici materialın qaranlıq müqavimətini artırmaq, işığa həssaslığını yüksəltmək, qaranlıqda potensialın yarımduşmə müddətini artırmaq, proyeksiyalandırma zamanı ətalətliliyi azaltmaq və beləliklə də yarımkeçirilərdə yaranmış informasiyanı daha uzun müddətə saxlanmasını və informasiyanın başlanğıc parametrlərinin minimal dəyişməsinə nail olmaq olar. Təcrübələr göstərmişdir ki, tədqiq olunan kristalın mis və ya qızılla aşqarlanması onun qaranlıq potensialını və qaranlıqda yarımduşmə müddətini artırır və işıqlanmada yarımduşmə müddətini kəskin azaldır. Beləliklə görürük ki, yarımkeçirici maddələrin fotoelektret halının parametrlərini dəyişdirmək və idarə etmək üçün CdInGaS₄ kristalının sintezi zamanı onun aşqarlanması yarımkeçiricinin qadağan zonasında “dayaz” səviyyələrin kompensasiya olunmasına və “dərin” səviyyələrinin yaranmasına səbəb olur ki, bu da öz növbəsində maddənin fotoelektret halının yaxşılaşmasına və bu yarımkeçiricilər əsasında hazırlanan elektrofotografik sistemlərin keyfiyyətinin yaxşılaşmasına səbəb olur.

**(TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} BƏRK MƏHLULUNUN
FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI**

M.M. Qocayev, M.M. Qurbanov, S.C. Məmmədov, H.İ. Zeynalov, C.C. Bayramov

Sumqayıt Dövlət Universiteti

qurbanov.mehti@mail.ru

Bu işdə (TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} bərk məhlulunun fotoelektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. Spektral ayrılırdən qadağan olunmuş zolağın eni 77 K və 300 K-də təyin olunmuşdur. Bundan başqa tədqiq olunan bərk məhlulun bəzi fotorezistiv parametrləri də tapılmışdır.

Elmi texniki tərəqqinin müasir mərhələsində elementar və binar yarımkeçiricilərin yeni funksional imkanlarını üzə çıxarmaq istiqamətində aparılan tədqiqatlarla yanaşı, fiziki-kimyəvi və elektrofiziki parametrlərinə görə daha üstün olan yeni yarımkeçirici birləşmələrin intensiv axtarışı da davam edir. Yeni mürəkkəb yarımkeçirici birləşmələrin alınmasına və tədqiqinə göstərilən maraq da elə bununla əlaqədardır. Laylı quruluşa malik olan A³B³C₂⁶ (A-Tl; B-In, Ga; C-S, Se, Te) və onların əsasında alınan bərk məhlullar belə birləşmələrdəndir.

Bu kristalların əsasında idarə edilə bilən tezlik intervallı lazer qurğularının yaradılmasında və digər müxtəlif növ həssas çeviricilər sisteminin hazırlanmasında istifadə edilir.

Böyük maraq kəsb edən və bu sinfə daxil olan kristallardan biri də (TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} bərk məhluludur. (TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} bərk məhlulunun alınması zamanı biz elementlərdən birbaşa istifadə etmişik. Bununla əlaqədar olaraq uçmayan komponentlər sobanın temperaturu t_1 olan qaynar zonasında, uçan komponentlər isə T_2 olan soyuq zonada yerləşdirilir ($T_1 > T_2$). T_1 temperaturu sintez olan birləşmənin ərimə temperaturundan 10÷20 K yüksək olmalıdır. Alınmış temperatur rejimində T_2 temperaturunda buxarlanaraq uçan komponent ərimişi uçmayan

komponentlər tərəfindən udulur. Ərintinin tərkibi T_1 temperaturu və T_2 temperaturu ilə tənzimlənən xalkogen buxarlarının təzyiqi ilə təyin olunur. Birləşməni sintez etmək üçün ampulalar $20-25^\circ$ bucaq altında yerləşən sobalara elə qoyulur ki, onların üçdə biri sobadan kənar qalsın. Sobalar stabilləşdirilmiş gərginlikdə işləyir. Sobanın temperaturuna xromel-alümel termocütü vasitəsilə nəzarət edilmişdir.

Sobanın temperaturu 200-250 K/saat sürətlə sintez olunan maddənin ərimə temperaturundan yuxarı qaldırılır. Bu halda ampulanın sobadan kənar olan hissəsi su ilə isladılmış pambıqla daim soyudulur. Bu zaman hələ reaksiyaya girməmiş xalkogenlərin buxarının bir hissəsi ampulanın soyuq divarına dəyərək kondensasiya edir və damla şəklində qaynar zonaya qayıdır. Reaksiyanın tam başa çatması üçün ərinti olan ampula sobanın oxu ətrafında daim fırladılır.

Reaksiya başa çatdıqdan sonra soba şaquli istiqamətdə qaldırılır və bir temperaturda təbləşdirilir.

(TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} bərk məhlulunun monokristalları müəyyən qədər dəyişdirilmiş Brijmen –Stokbarqer üsulu ilə yetişdirilmişdir [1]. Bu üsulun seçilməsi yetişdirilən kristalların fiziki və kimyəvi xassələrindən başqa onların laylı quruluşa malik olması ilə əlaqədardır. Tədqiq olunan nümunələrin fotokeçiriciliyini öyrənmək üçün nümunələr ölçmələrə uyğun dəqiqliklə seçilib hazırlanmışdır. Qeyd etdiyimiz kimi (TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} kristalı laylı quruluşa malikdir. Ona görə də nümunəni hazırlayarkən bu xüsusiyyət nəzərə alınmışdır. Belə ki, fotoelektrik ölçmələr aparmaq üçün nümunələr kristalları müstəvi paralel lövhələrə bölməklə hazırlanmışdır. Tədqiqi olunan kristallar dəşik keçiriciliyinə malik olmuşdur. Bu nümunələr keçirici olmayan xüsusi altlıqlar üzərində epoksid yapışdırıcı vasitəsilə bərkidilmişdir.

Omik kontaktlar almaq üçün indium elementindən istifadə edilmişdir. Nümunələrə elektrik sahəsi təbii laylar istiqamətində, işıq laylara perpendikulyar istiqamətdə salınmışdır. Fotokeçiricilik spektri həm 77 K, həm də 300 K-də öyrənilmişdir. Ölçmələr üçün elə nümunələr seçilmişdir ki, onların kontaktları aşağı temperaturalarda sabit fotorezistiv xarakteristikaları stabil saxlasınlar. Nümunələrdə kontaktlar arasındakı məsafə $0,25 \div 0,45$ sm, nümunələrin sahələri isə $2,7 \cdot 10^{-3} \div 1,2 \cdot 10^{-2} \text{sm}^2$ tərtibində olmuşdur. Fotocərəyanın ölçülməsi modulyasiya olunmamış şüalanma selində aparılmışdır. Elektrik sahəsinin gərginliyi elə seçilmişdir ki, nümunələrin volt-ampere xarakteristikasının Omik hissəsinə uyğun gəlsin.

Fotocərəyanın spektral xarakteristikasını ölçdükdən sonra, işıq selinə kvantların sayına görə düzəliş aparılmışdır. Bu düzəliş əvvəlcədən dərəcələnməmiş germaniumfotodiodu vasitəsilə aparılmışdır.

Kristalın fotokeçiriciliyinin düşən işığın enerjisindən asılılığı, yəni spektral xarakteristikası şıxarılmışdır. Bu spektral əyridən istifadə edərək kristalın bəzi parametrləri o cümlədən yarımkəçirici kristallar üçün ən xarakterik parametr olan qadağan olunmuş zolağın eni təyin olunmuşdur. Otaq temperaturunda (TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} bərk məhlulunun spektral əyridən təyin olunmuş qadağan olunmuş zolağının eni $E_g=2,28$ eV, 77 K-də isə 2,45 eV olmuşdur.

Bundan başqa bu bərk məhlulun bəzi fotorezistiv parametrləri də təyin olunmuşdur. Azot temperaturunda (TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} kristalının yürüklüyünün qiyməti məlum olmadığından yürüklüyün dəşiklərin konsentrasiyasına hasili təyin olunmuşdur.

$$\sigma = e(\mu \cdot p)$$

$$p \cdot \mu = \frac{\sigma}{e}$$

(TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} bərk məhlulu üçün $p \cdot \mu$ hasili $2,9 \cdot 10^9 \text{ sm}^{-3}$ qiyməti almışdır. Kristalın xüsusi müqaviməti $\rho=2,1 \cdot 10^9 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ olmuşdur. Bundan başqa kristalın qaranlıqda və işıqda (100 lüks) müqaviməti təyin olunmuş və onların nisbəti tapılmışdır. $\frac{R_g}{R_i} = 120$ olmuşdur. Ona görə də demək olar ki, kristallar işığa çox həssasdırlar.

Ölçmələr əsasında kristalın S inteqral həssaslığı da təyin olunmuşdur. Bunun üçün əvvəlcə nümunənin ölçüləri götürülərək, sahəsi tapılmışdır. Bundan sonra vahid sahəyə düşən işıq şiddəti təyin olunmuş və inteqral həssaslıq tapılmışdır.

$$S = \frac{J_f}{B \cdot U}$$

S – inteqral həssaslıq; J_f – fotocərəyanın qiyməti; B – vahid səthə düşən işıq seli; U – nümunəyə verilən gərginlikdir.

İnteqral həssaslıq üçün $1,12 \frac{\text{mkA}}{\text{cm} \cdot \text{V}}$ qiyməti alınmışdır.

Bütün bu xarakteristikalardan başqa (TlGaSe₂)_{0,4} (TlInS₂)_{0,6} monokristalının qadağan olunmuş zolağının eninin temperatura görə dəyişmə əmsalı təyin olunmuşdur:

$$\frac{dE_g}{dT} = -7,2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}}$$

ƏDƏBİYYAT

1. Рустамов П.Г., Абдуллаева С.Г., Алиев О.М., Годжаев М.М., Наджафов А.И., Сеидов Ф.М., Взаимодействие тройных таллиевых халькогенидов галлия и индия. Изв. АН. СССР Неорг. матер. 1983, Т.19, №3, стр. 479-481.

Cu_{2-x}Te (x ≈ 0.25) BİRLƏŞMƏSİNİN OTAQ TEMPERATUR

FAZASININ KRİSTAL QURULUŞU

N.A. Əliyeva

AMEA Fizika İnstitutu

nergiz_25@mail.ru

Cu₂Te tərkibli kimyəvi birləşmə sintez edilmişdir. Alınan nümunə 500 °S-də 100saat müddətində homogenləşmə prosesində saxlanılmışdır. Homogenləşmə prosesi bitdikdən sonra nümunəyə vüziyal baxış keçirilmiş və müşahidə edilmişdir ki, prosesdə mis atomlarının bir hissəsi nazik sap şəklində tərkibdən ayrılır. Ritvəld üsulu ilə alınan nümunənin kristal quruluşu açılmış və onun tərkibinin Cu_{1,75}Te olması sübut edilmişdir.

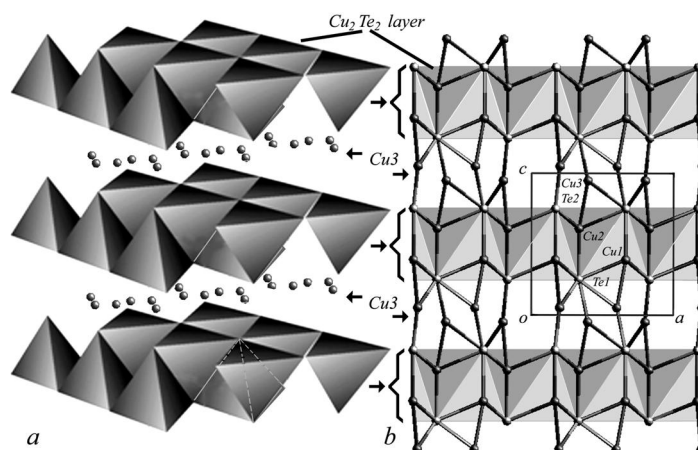
Cu-X (X=Se,S,Te) sistemlərində yaranan stexiometrik və qeyri stexiometrik birləşmələr tətbiq yönümlü xüsusiyyətlərinə görə davamlı tədqiq olunan obyektlərdəndir. Bu maraq əsasən onlarda təzahür edən fiziki-kimyəvi xassələrlə bağlıdır. Geyd etmək lazımdır ki, göstərilən sinif birləşmələr həmçinin kristal quruluşları və quruluş faza keçidləri baxımından da maraqlı obyektlər sayılırlar. Bu sahədə aparılan tədqiqat işləri sırasında ən çox diqqət çəkən nəticələr [1-8] işlərində verilmişdir. Ancaq bu və digər tədqiqatlarda əldə edilən quruluş nəticələri bu sistemlərdə fazaəmələgəlmə qanunauyğunluqları və fazaəmələgəlmə prosesində mis / xalkogen nisbi miqdarının dəyişməsinin tam şəkildə izah edilməsi üçün yetərli sayıla bilməz. Bunun üçün

dəqiq texnologiya, çoxsaylı quruluş analizləri və nəticələrin kristallokimyəvi araşdırılması tələb olunur. Bunları nəzərə alaraq bu işdə Cu-Te sistemində əmələ gələn birləşmələrdən biri olan $\text{Cu}_{1.75}\text{Te}$ (Cu_7Te_4) birləşməsinin kristal quruluşunun dəqiqləşdirilməsi aparılmış və alınan nəticələrin müzakirəsi aparılmışdır.

Qeyd edək ki, Cu_{2-x}Te ($x \approx 0.25$) birləşməsi bir qədər təəccüb doğuran texnologiya əsasında alınmışdır. *Novotni* tərəfindən [1] Cu_2Te üçün verilmiş kristal quruluşunda olan bir sıra sualları dəqiqləşdirmək üçün Cu_2Te sintez edilib, 500°C -də 100 saat ərzində homogenləşmə prosesində saxlanmış və ona baxış keçirilərkən sintez edilmiş Cu_2Te nümunəsindən təxminən 0.102mq. misin nazik liflər şəklində tərkibindən ayrılması müşahidə edilmişdir. Homogenləşmə prosesindən sonra nümunənin mis çatışmazlığı olan hissəsi üzərində aparılan rentqenoqrafik tədqiqat əsasında müəyyən edilmişdir ki, nümunə triqonal quruluşda kristallaşır və onun qəfəs sabitləri: $a = 8,3276(82)\text{Å}$, $c = 7,1964(16)\text{Å}$, $V = 432,2040(97)\text{Å}^3$ n.p.r.p. P-3m1, Z=8. Ritveld üsulu ilə nümunənin kristal quruluşu təyin edilmiş və kimyəvi tərkibin $\text{Cu}_{1.75}\text{Te}$ olduğu sübut edilmişdir. Qeyd edək ki, bütün rentgen quruluş tədqiqatları Almanyanın Bruker firmasının istehsalı olan D8 - ADVANCE difraktometrində, TOPAS-4.2 proqramı əsasında yerinə yetirilmişdir. Rejim: 40 kV, 40 A, CuK_α -1.5406Å. $10 < 2\theta < 120^\circ$

Yuxarıda $\text{Cu}_{1.75}\text{Te}$ üçün alınan kristalloqrafik parametrlər Cu-Te sistemi birləşmələri ilə müqayisə edildikdə müəyyən edilmişdir ki, bizim aldığımız nəticələr quruluşu elektronqrafik üsul ilə tədqiq olunmuş $\text{Cu}_{1.75}\text{Te}$ [7] qəfəs parametrləri ilə (fəza qrupundan başqa) eynidir. Əlbəttə aparılan tədqiqat işini bu səviyyədə saxlamaqda olardı. Ancaq həmin quruluşun kristallokimyəvi araşdırılması nəticəsində həqiqiliyi şübhə doğuran bir sıra faktların mövcud olması bu birləşmənin kristal quruluşunun təkrar öyrənilməsinə faydalı olacağını düşündük. Nəticədə məlum oldu ki, bu birləşmə tamamilə yeni quruluş tipinə sahibdir. Şəkil 1-də $\text{Cu}_{1.75}\text{Te}$ birləşməsinin kristal quruluşunun sxemi verilmişdir. Atomların kristal qəfəsdə yerləşmə koordinatları belədir: Cu_1 - 2/3, 1/3, 0.390(3); Cu_2 - 0.340(1), 0.170(5), 0.610(3); Cu_3 - 0.400(4), 0.200(2), 0.947(5).

$\text{Cu}_{1.75}\text{Te}$ -un kristal quruluşunda 3 növ mis atomları var ki, onlarda uyğun olaraq 2s; 6h və 6d vəziyyətlərində paylanmışlar. Cu_1 atomları quruluşda Te atomlarının yaratdığı tetraedrik boşluqda paylanmışlar. Cu_1 -Te məsafələri orta hesabla 2.531Å-dir. Cu_2 atomları da tetraedrik boşluqda paylanmışdır. Cu_2 -Te məsafələri 2.413-2.580Å arasında dəyişir. Bununla yanaşı Cu_2 -nin koordinasiyasına Cu_3 -də daxil olaraq, koordinasiya ədədini 5-ə qaldırır. Burada Cu_2 - $\text{Cu}_3 = 2.468\text{Å}$ -ə bərabərdir. Bu isə göstərilən Cu atomlarının hibridləşmə üsulu ilə kovalent əlaqə yaranmasına səbəb olur. Qeyd edək ki, bu hal GaSe-dəki Ga-Ga qantelinə bənzərdir. Cu_3 atomları iki Tellur və bir mislə (Cu_2) yaranan üçbucaqda məskunlaşır. Burada Cu-Cu məsafəsi Cu_2 tetraedrində olduğu kimidir.



Şəkil 1. $\text{Cu}_{1.75}\text{Te}$ kristallarının quruluşu.

ƏDƏBİYYAT

1. Nowotny H., Z. Metallkd., 1946, vol.37, pp.40-42.
2. Howard T. Evans, Jr., Kristallographic 150, 299-320 (1979).
3. By Kichiro Koto and Nobuo Morimoto, Acta Cryst. (1970), B26, 915.
4. З.В.Баранова, А.С. Авилов и З.Г.Пинскер, Кристаллография, 1973, т.18, в.6, с.1169.
5. Perro P., Cleande Y. Rev.Chem.Miner.1971.V8.№1.P.87-97.
6. Mansour, B.A., Farag, B.S., Khodier,S.A.,Thin Solid Films (1994) 247 112.
7. Р.В. Баранова, Кристаллография, 1967, т.12, в.2,с.266.
8. Ю.Г.Асадов, Ю.И.Алыев, А.Г.Бабаев, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2015, т.46, вып. 3, с.812-853.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОБОЙ В ДЛИННЫХ ТРУБКАХ С ПЕРЕМЕННОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ЕМКОСТЬЮ

Г.М.Садых – заде, М.Н. Агаев

Бакинский Государственный Университет

agayevm50@mail.ru

В данной работе изучено влияние магнитной индукции на распространение волны ионизации. Показано, что изменение распределенной емкости по длине трубки не оказывает существенного влияния на скорость фронта ионизации, если первоначальные емкости C_0 , с которых стартует волна, имеют одно и те же значение. При этом имелось в виду, что емкость вдоль трубки или равномерно увеличивается, или равномерно уменьшается. Установлено, что при всех исследованных разрядных условиях скорость фронта не зависит от величины индукции магнитного поля.

Впервые влияние однородного магнитного поля на процесс развития разряда в длинной трубке исследовалось авторами работ [1, 2]. Эксперименты [1,3] проводились в инертных газах Ar и He при наличии предварительной ионизации и давлениях от 0,2 до 9 Тор. При подаче между поджигающим электродом (п.э.) и обкладками в виде колец, создающими равномерно распределенную емкость, синусоидального напряжения $U(t)$ пробой газа в течение каждого периода колебаний осуществлялся дважды: как на участке возрастания $U(t)$, когда происходила зарядка стенки, так и при убывании $U(t)$, сопровождающемся разрядкой стенки.

В настоящей работе приводятся результаты проведенного экспериментального исследования воздействия магнитного поля на развитие разряда в длинной трубке с переменной распределенной емкостью.

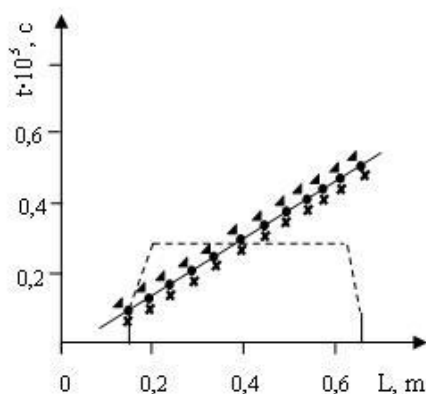


Рис 1. Зависимость времени перемещения фронта ионизации от расстояния до п.э.

Эксперимент проводится в стеклянной газоразрядной трубке, длина которой 0,8 м, а внутренний диаметр 0,32 м. Газоразрядная трубка заполняется аргоном до давления $P = 1,2$ Тор. Аргон выбирался как наиболее часто используемый в люминесцентных лампах, моделью которых являлась наша газоразрядная трубка. По всей длине трубки расположены обкладки из алюминиевой фольги. Ширина этих обкладок составляет $3 \cdot 10^{-2}$ м, а расстояние между ними 10^{-2} м. Первые три кольца надеты непосредственно на трубку. А между остальными обкладками и трубкой имеются диэлектрические прокладки, толщина которых меняется от $2 \cdot 10^{-4}$ до $1,0 \cdot 10^{-8}$ м. Это сделано для того, чтобы по мере удаления обкладок от поджигающего электрода, емкость обкладок уменьшалась. Разница между емкостью первой обкладки и последней составляет ~ 20 раз. Эти обкладки образуют вдоль трубки емкость $C_1 - C_n$.

Рассмотрено, какие изменения вносит внешнее продольное магнитное поле в основные характеристики исследуемого разряда.

Многочисленные измерения показали, что так же, как это впервые было вначале установлено для «медленных» волн в трубках с постоянной C_0 [1], а затем и для «высокоскоростных» волн ионизации [3], скорость v распространения фронта ионизации вдоль трубки с переменной погонной емкостью не зависит от индукции магнитного поля B . Этот факт характерен и для случая, когда волна распространяется в сторону уменьшения значения емкости C_0 , и при движении в сторону ее увеличения, независимо от начальных условий.

Подобная картина наблюдалась и в обратном направлении распространения фронта ионизация, хотя в случае, когда разряд развивался в сторону увеличения емкости и стартовал с минимальной C_0 , численные значения скорости были выше.

Для того, чтобы исследовать воздействие неоднородного магнитного поля на скорость фронта, были проделаны специальные измерения скорости фронта по времени сдвига импульса в цепи обкладок, когда часть их попадала в область неоднородности магнитного поля на выходе из соленоида. Для этого соленоид сдвигался относительно трубки, так, чтобы вблизи его торцов располагалось несколько обкладок. Оказалось, что скорость не меняется и при движении фронта через область неоднородного магнитного поля на входе и выходе из соленоида. Результаты этих измерений при давлении 0,27 Тор, параметрах генератора 1000 В и 120 Гц представлены на графике времени прохождения фронта вдоль трубки при различных значениях магнитной индукции \mathbf{B} в области однородного поля внутри соленоида: 0, 360 и 1560 Гс (рис.1). На этом же рисунке, для наглядности, пунктирной линией показано измеренное распределение индукции магнитного поля вдоль оси внутри соленоида и его расположение относительно разрядной трубки. Видно, что область неоднородности распространяется на расстояние по 8 см внутрь соленоида от его краев, так, что часть обкладок попадает в эту область. Оказалось, что скорость не меняется и при движении фронта через область неоднородного магнитного поля на входе и выходе из соленоида.

Таким образом, неоднородное магнитное поле, так же, как и однородное, не влияет на величину скорости фронта v , независимо от того, в каких разрядных условиях и при каких режимах происходит его распространение. Остальные закономерности, характерные для скорости волны, распространяющейся в трубке с переменной распределенной емкостью, остаются прежними при наличии магнитного поля: если начальные значения C_0 у п.э. одни и те же, скорость v не меняется при изменении направления движения волны, т.е. не зависит от того, увеличивается, или уменьшается емкость C_0 по длине. Если же стартовые значения C_0 различны, то скорость v выше там, где начальная емкость меньше. По длине же трубки скорость фронта не меняется при всех исследованных разрядных условиях.

При анализе вышеизложенных результатов можно сделать следующий вывод о том, что изменение распределенной емкости по длине трубки не оказывает существенного влияния на скорость фронта ионизации, если первоначальные емкости C_0 , с которых стартует волна, имеют одно и те же значение. При этом имелось в виду, что емкость вдоль трубки или равномерно увеличивается, или равномерно уменьшается. Установлено, что при всех исследованных разрядных условиях скорость фронта не зависит от величины индукции магнитного поля.

Основные закономерности, экспериментально установленные в настоящей работе, находят как качественное объяснение в рамках современной теории двухмерных ионизирующих солитонов поля, [4] так и оригинальную интерпретацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Недоспасов А. В., Садыхзаде Г. М., Эфендиев К. И. Влияние магнитного поля на пробой в длинной разрядной трубке. ТВТ, 1983, т.21, №6, с.1062-1065
2. Асиновский Э.И., Лагарьков А. Н., Марковеч В.В., Руткевич И.М., Ульянов А.М., Филюгин И.В. « Влияние продольного магнитного поля на структуру быстрой

- волны ионизации и формируемый импульс тока» ТВТ, 1987, т. 23, № 5, с.842 – 846.
3. Садыхзаде Г. М., «Волна ионизации при пробое длинной трубки в аргоне» Fizikanın müasir problemləri, III Respublika elmi – praktiki konfransının materialları, Bakı, 2009, s.144 – 146.
4. Лагарьков А. Н., Руткевич И. М., « О распространении «медленных фронтов ионизации в разрядных трубках» Т.В.Т., 1983, т.21, №6 . с.1053 - 1057

**DƏYİŞƏN QALINLIQLI DAİRƏVİ LÖVHƏ ÜÇÜN
ELASTİKLİK NƏZƏRİYYƏSİNİN MÜSTƏVİ MƏSƏLƏLƏRİ**

S.P. İsgəndərova, S.O. Məmmədova

Gəncə Dövlət Universiteti

Sayyara İsgendertova@mail.ru, sudabemamedova@rambler.ru

Dəyişən qalınlıqlı dairəvi lövhə üçün elastiklik nəzəriyyəsi məsələlərinə baxılaraq, dəyişən qalınlıqlı lövhənin statik deformasiyasının ümumi tənliklərinin müstəvi elastiklik nəzəriyyəsi məsələlərinə gətirilməsinin metodikası işlənir. Alınmış düsturlar lövhənin qalınlığının dəyişməsinin gərgin-deformasiya olunmuş vəziyyətini hesablamağa imkan verir.

Dəyişən qalınlıqlı dairəvi bircins elastik lövhə üçün elastiklik nəzəriyyəsinin müstəvi məsələsinə baxaq. Koordinat başlanğıcını radiusu R olan çevrənin mərkəzində götürək. Orta müstəvidə x, y dekart koordinatları simmetriya müstəvisidir. Dəyişən qalınlıqlı dairəvi lövhə ümumiləşmiş müstəvi-gərgin vəziyyətdədir. Hesab edirik ki, lövhənin $2h(x,y)$ qalınlığı aşağıdakı şərti ödəyir:

$$0 < h_1 \leq h(x,y) \leq h_2,$$

burada h_1 və h_2 uyğun olaraq dairəvi lövhənin ən böyük və ən kiçik qalınlığıdır.

Lövhənin qalınlıq funksiyası aşağıdakı kimi verilə bilər:

$$h(x, y) = h_0 [1 + \varepsilon \bar{h}(x, y)], \quad (1)$$

burada $h_0 = (h_1 + h_2)/2$; $\varepsilon = (h_2 - h_1)/(h_1 + h_2)$ – kiçik parametr; $\bar{h}(x, y)$ – hər hansı məlum ölçüsüz kəsilməz funksiyasıdır ($-1 \leq \bar{h}(x, y) \leq 1$).

Dəyişən lövhənin qalınlığının verilmiş qanun üzrə dəyişməsində ε sabit olacaqdır.

Tutaq ki, dəyişən lövhənin L konturuna təsir edən xarici gərginliklər verilmişdir L -də

$$\sigma_r - i\tau_{r\theta} = f_1(\theta) - if_2(\theta), \quad (2)$$

eyni zamanda bir qüvvələrin əsas vektoru əsas momenti sıfıra bərabərdir.

Dəyişən lövhənin statik deformasiya tənliklərini aşağıdakı kimi yazaq:

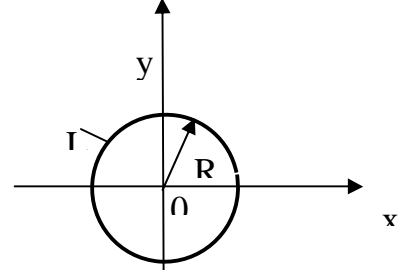
$$\frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial N_y}{\partial y} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} = 0; \quad (3)$$

Huk qanununa əsasən

$$N_x = \frac{2Eh}{1-\mu^2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right); \quad N_y = \frac{2Eh}{1-\mu^2} \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right); \quad N_{xy} = \frac{Eh}{1+\mu} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (4)$$

burada N_x , N_y , N_{xy} – uyğun olaraq, vahid uzunluğa düşən normal və sürüşmə qüvvələri; u , v – yerdəyişmə vektorunun komponentləri; E – lövhə materialının elastiklik modulu; μ – lövhə materialının Puasson əmsalıdır.

Dəyişən qalınlıqlı dairəvi lövhənin statik deformasiya tənliklər sisteminin həlli üçün həyəcanlandırma metodundan istifadə edilir.



Şəkil 1. Dəyişən qalınlıqlı lövhə

$$N_x = N_x^{(0)} + \varepsilon N_x^{(1)} + \dots; \quad N_y = N_y^{(0)} + \varepsilon N_y^{(1)} + \dots; \quad N_{xy} = N_{xy}^{(0)} + \varepsilon N_{xy}^{(1)} + \dots; \quad (5)$$

$$u = u_0 + \varepsilon u_1 + \dots; \quad v = v_0 + \varepsilon v_1 + \dots$$

Həyəcanlandırma metodu prosedurundan istifadə etməklə hər bir yaxınlaşma üçün tənlik alırıq. Alınmış tənliklərdə sıfırıncı yaxınlaşma tənlikləri elastiklik nəzəriyyəsinin klassik müstəvi məsələləri tənlikləri ilə, birinci yaxınlaşma tənlikləri isə aşağıdakı kimi təyin olunan həcmi qüvvəli elastiklik nəzəriyyəsinin müstəvi məsələləri ilə uyğunluq təşkil edir:

$$X_1 = N_x^{(0)} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} + N_{xy}^{(0)} \frac{\partial \bar{h}}{\partial y}; \quad Y_1 = N_y^{(0)} \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} + N_{xy}^{(0)} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} \quad (6)$$

İkinci və sonrakı yaxınlaşma üçün həcmi qüvvənin X_2 , Y_2 tərkib hissələri analogi olaraq təyin olunur:

sıfırıncı yaxınlaşma üçün

$$|z| = R \text{ olduqda,} \quad N_r^{(0)} = f_1^*(\theta); \quad N_{r\theta}^{(0)} = f_2^*(\theta) \quad (7)$$

birinci yaxınlaşma üçün

$$|z| = R \text{ olduqda,} \quad N_r^* = 0; \quad N_{r\theta}^* = 0 \quad (8)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, birinci yaxınlaşma tənliklərinin çıxarılması zamanı aşağıdakılar qəbul edilmişdir:

$$\begin{aligned} N_r^* &= N_r^{(1)} - N_{r_0}^{(1)}; \quad N_{r_0}^{(1)} = \bar{h}(x, y) N_r^{(0)}; & N_\theta^* &= N_\theta^{(1)} - N_{\theta_0}^{(1)} \\ N_{\theta_0}^{(1)} &= \bar{h}(x, y) N_\theta^{(0)}; & N_{r\theta}^* &= N_{r\theta}^{(1)} - N_{r\theta_0}^{(1)} & N_{r\theta_0}^{(1)} &= \bar{h}(x, y) N_{r\theta}^{(0)} \end{aligned} \quad (9)$$

Sıfırıncı yaxınlaşma üçün (7) məsələsinin həlli məlumdur.

Birinci yaxınlaşmanın (8) məsələsinin həllinə keçək. Həcmi qüvvələrin mövcudluğu üzrə birinci yaxınlaşmanın həlli

$$N_r^* = N_{r_*}^{(1)} + N_{r_1}^{(1)}; \quad N_\theta^* = N_{\theta_*}^{(1)} + N_{\theta_1}^{(1)}; \quad N_{r\theta}^* = N_{r\theta_*}^{(1)} + N_{r\theta_1}^{(1)} \quad (10)$$

Burada $N_r^{(1)}$, $N_{\theta}^{(1)}$, $N_{r\theta}^{(1)}$ – (6) düsturları ilə təyin olunan həcmi qüvvənin mövcudluğu zamanı müstəvi elastiklik nəzəriyyəsi tənliklərinin xüsusi həllidir; $N_r^{(1)}$, $N_{\theta}^{(1)}$, $N_{r\theta}^{(1)}$ – həcmi qüvvələr olmadıqda müstəvi elastiklik nəzəriyyəsi tənliklərinin ümumi həllidir.

A.Q. Uqodçikov metodundan istifadə etməklə, birinci yaxınlaşmada N_r^* , N_{θ}^* , $N_{r\theta}^*$ qüvvələri üçün aşağıdakıları alırıq:

$$\frac{N_r^* + N_{\theta}^*}{2h_0} = 4 \operatorname{Re} \left[\Phi_1(z) - \frac{1}{2(1+\kappa_0)} \frac{\partial F_1}{\partial z} \right] \quad (11)$$

$$\frac{N_{\theta}^* - N_r^* + 2iN_{r\theta}^*}{2h_0} = 2 \left[\bar{z}\Phi_1(z) + \Psi_1(z) + \frac{1}{2(1+\kappa_0)} \frac{\partial}{\partial z} (\kappa_0 \bar{F}_1 - \bar{Q}_1) \right] e^{2i\theta},$$

burada $\kappa_0 = (3 - \mu)/(1 + \mu)$ – Musxelişvili sabitidir.

Bu (11) ümumi təsəvvürlərə $z = x + iy$ kompleks dəyişəninin $\Phi_1(z)$ və $\Psi_1(z)$ analitik funksiyaları və aşağıdakı diferensial tənliklərin istənilən xüsusi həlli olan $F_1(z, \bar{z})$ və $Q_1(z, \bar{z})$ funksiyaları daxildir.

$$\frac{\partial^2 F_1}{\partial z \partial \bar{z}} = F; \quad \frac{\partial^2 Q_1}{\partial z^2} = \bar{F}, \quad (12)$$

burada

$$F = X_1 + iY_1 = \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} (N_x^{(0)} + iN_{xy}^{(0)}) + i \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} (N_y^{(0)} - iN_{xy}^{(0)}) \quad (13)$$

(11) nisbətinin köməyi ilə tapırıq

$$N_r^* - iN_{r\theta}^* = \Phi_1(z) + \overline{\Phi_1(z)} - e^{2i\theta} [\bar{z}\Phi_1'(z) + \Psi_1(z)] - \frac{1}{1+\kappa_0} \operatorname{Re} \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{1}{2(1+\kappa_0)} \left[\frac{\partial}{\partial z} (\kappa_0 \bar{F}_1 - \bar{Q}_1) \right] e^{2i\theta} \quad (14)$$

$\Phi_1(z)$ və $\Psi_1(z)$ kompleks potensiallarının axtarışı üçün aşağıdakı sərhəd məsələsinə gəlirik

$$|z| = R \text{ olduqda, } \Phi_1(z) + \overline{\Phi_1(z)} - e^{2i\theta} [\bar{z}\Phi_1'(z) + \Psi_1(z)] = f(\theta) \quad (15)$$

Burada $f(\theta) = \frac{1}{1+\kappa_0} \operatorname{Re} \frac{\partial F_1}{\partial z} + \frac{1}{2(1+\kappa_0)} \left[\frac{\partial}{\partial z} (\kappa_0 \bar{F}_1 - \bar{Q}_1) \right] e^{2i\theta}$, $z = Re^{i\theta}$ olduqda.

$F_1(z, \bar{z})$ və $Q_1(z, \bar{z})$ funksiyalarını formal olaraq aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$F_1(z, \bar{z}) = \int_L^z dz \int_{\bar{L}}^{\bar{z}} \bar{F}(z, \bar{z}) d\bar{z}; \quad Q_1(z, \bar{z}) = \int_L^z dz \int_{\bar{L}}^{\bar{z}} \overline{F(z, \bar{z})} d\bar{z} \quad (16)$$

Birinci yaxınlaşmada gərgin vəziyyət $\Phi_1(z)$ və $\Psi_1(z)$ analitik funksiyalarının köməyi ilə təyin edilir. $\Phi_1(z)$ və $\Psi_1(z)$ kompleks potensialları (15) sərhəd şərtlərindən N.İ. Musxelişvili metodu ilə təyin olunur.

$$\Phi_1(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_L f(\tau) \left(\frac{1}{\tau - z} - \frac{1}{2\tau} \right) d\tau; \quad \Psi_1(z) = \frac{1}{z^2} \Phi_1(z) + \frac{1}{z^2} \overline{\Phi_1\left(\frac{1}{z}\right)} - \frac{1}{z} \Phi_1'(z) \quad (17)$$

Şərh olunan metoda uyğun olaraq dəyişən qalınlıqlı dairəvi lövhə üçün elastiklik nəzəriyyəsi məsələsinin həllini belə yazmaq olar:

$$N_r = [1 + \bar{\alpha}(r, \theta)] N_r^{(0)} + \varepsilon N_r^*; \quad N_\theta = [1 + \bar{\alpha}(r, \theta)] N_\theta^{(0)} + \varepsilon N_\theta^*; \quad N_{r\theta} = [1 + \bar{\alpha}(r, \theta)] N_{r\theta}^{(0)} + \varepsilon N_{r\theta}^* \quad (18)$$

Burada N_r^* , N_θ^* , $N_{r\theta}^*$ qiüvvələri (11) nisbətinin köməyi ilə təyin edilir.

Alınmış (18) düsturları dairəvi lövhənin qalınlığının dəyişməsinin gərginliklərin paylanmasına təsirini hesablamağa imkan verir. Xüsusi hala baxaq.

1. Disk onun konturuna tətbiq olunmuş toplanmış qiüvvələrin təsiri altındadır

Tutaq ki, diskin konturuna iki bərabər və əks istiqamətli $(p, 0)$ və $(-p, 0)$ qiüvvələri təsir edir. Bu qiüvvələr absis oxuna paraleldir və $z_1 = R e^{i\theta}$ və $z_2 = R e^{i(\pi-\alpha)} = -R e^{-i\alpha}$ nöqtələrinə tətbiq olunmuşdur.

Bu halda sıfırıncı yaxınlaşmanın həlli aşağıdakı kimidir:

$$\frac{N_x^{(0)}}{2h_0} = \frac{2p}{\pi} \left(\frac{\cos^3 \theta_1}{r_1} + \frac{\cos^3 \theta_2}{r_2} \right) - \frac{p}{\pi R} \cos \alpha; \quad \frac{N_y^{(0)}}{2h_0} = \frac{2p}{\pi} \left(\frac{\sin^2 \theta_1 \cos \theta_1}{r_1} + \frac{\sin^2 \theta_2 \cos \theta_2}{r_2} \right) - \frac{p}{\pi R} \cos \alpha;$$

$$\frac{N_{xy}^{(0)}}{2h_0} = -\frac{2p}{\pi} \left\{ \frac{\sin \theta_1 \cos^2 \theta_1}{r_1} - \frac{\sin \theta_2 \cos^2 \theta_2}{r_2} \right\},$$

burada $z_1 - z = r_1 e^{-i\theta_1}$; $z_2 - z = r_2 e^{-i\theta_2}$.

Birinci yaxınlaşmada həcmi qiüvvənin alınması üçün (13) –dən istifadə edilir. (16) nisbətini köməyi ilə isə inteqralladıqdan sonra $F_1(z, \bar{z})$ və $Q_1(z, \bar{z})$ funksiyalarını tapırıq. Tapılmış $F_1(z, \bar{z})$ və $Q_1(z, \bar{z})$ funksiyalarından (15)-ə uyğun olaraq $f(\theta)$ funksiyasını tapırıq. $\Phi_1(z)$ və $\Psi_1(z)$ kompleks potensialları təyin olunduqdan sonra dəyişən qalınlıqlı dairəvi diskin gərgin-deformasiya vəziyyətini tədqiq etmək olar.

ƏDƏBİYYAT

1. Мусхелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. – М.: Наука, 1966. – 707 с.
2. Угодчиков А.Г. К решению плоской задачи теории упругости при произвольных объемных силах // Прикладная механика, 1977. т. 3, № 7. с
3. Мусхелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. – М.: Наука, 1966. – 707 с.
4. Мирсалимов В.М. Разрушение пластин переменной толщины ФХММ, 1996, т.32, №3, стр46-54.

FAZA KEÇİDİ OBLASTINDA İŞLƏYƏN TERMOELEKTRİK GÜCLƏNDİRİCİSİ

S.M. Abdullayev, N.İ. Quliyev, Z.M. Zeynalov

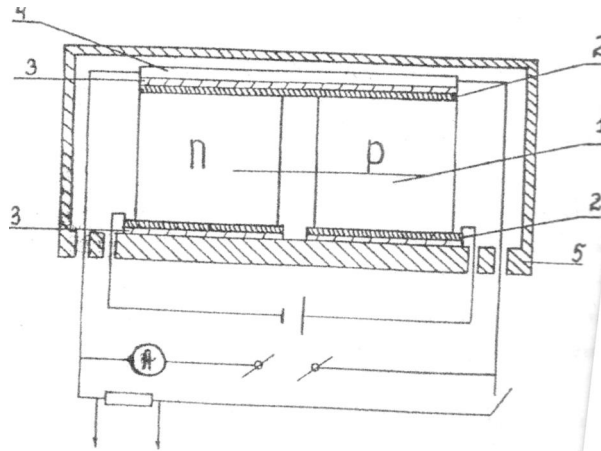
Gəncə Dövlət Universiteti

Müəyyən edilmişdir ki, Ag_2S yarımkeçirici birləşməsində α -fazadan β -fazaya keçid zamanı ($\alpha \rightarrow \beta$) cərəyan, $\beta \rightarrow \alpha$ keçidi zamanı isə gərginlik güclənir. Bunun üçün Peltje termoelementlər zəncirində giriş cərəyanının istiqamətini dəyişmək kifayətdir. Bu prinsip əsasında hazırlanan qurğu vasitəsilə həm kiçik cərəyanları, həm də kiçik gərginlikləri gücləndirmək olar.

Ədəbiyyatdan kiçik gərginliklərin termoelektrik gücləndiricisi barədə məlumatlara çox rast gəlinir. O, iki termoçeviricidən və əksinə qoşulmuş termocütlərdən ibarətdir. Termoçeviricilər istilik selini ölçmək, qeydiyyat qurğusuna qoşulmuş termocütlər isə siqnalları qeyd etmək üçündür.

Belə qurğunun çatışmazlığı metal termocütlərin möhkəmlik əmsalının aşağı olması ilə şərtlənən həssaslığının kiçik olmasıdır. Lakin Zeebek effektinə əsaslanan möhkəmlik əmsalı yüksək olan qurğular mövcuddur. Bu qurğu Peltje termoelementindən, faza keçidi (FK) zamanı termoelektrik hərəkət qüvvəsi sıçrayışla artan Ag_2Te yarımkeçirici materialından hazırlanmış termoçeviricidən ibarətdir. Bu gücləndirici kiçik cərəyanları gücləndirməyə imkan vermir. Şübhəsiz ki, elə gücləndirici yaratmaq olar ki, təkə kiçik gərginlikləri deyil, eləcə də kiçik cərəyanları gücləndirə bilsin. Bu məqsədlə elə materialdan həssas element seçmək lazımdır ki, həmin element Zeebek əmsalının qiymətinə və kəskin temperatur artımına malik olsun. Bu zaman həmçinin dar temperatur intervalında müqavimətin güclü azalması zəruridir. Məlumdur ki, Ag_2S yarımkeçirici birləşməsi Ag_2Te birləşməsinin oxşarıdır və 425 K temperaturda FK-də malikdir. Bizim apardığımız tədqiqatlar göstərdi ki, Ag_2S -də α termoelektrik hərəkət qüvvəsi Ag_2Te ilə müqayisədə xeyli böyükdür və faza keçidi zamanı güclü şəkildə artır. Müəyyən olmuşdur ki, faza keçidi zamanı Ag_2S -in elektrik müqaviməti sıçrayışla düşür. Həmçinin aşkar olunmuşdur ki, gümüşün kiçik miqdarda artıqlığı (0.04-dən 0.25 at % - Ag) α -nın artmasına, ρ -elektrik müqavimətinin azalmasına və faza keçidi zamanı ρ -nun sıçrayışla şəkilli azalmasına gətirib çıxarır.

Şəkil 1-də fərz olunan qurğu təsvir edilmişdir. Qurğu Peltje termoelementindən -1; işçi lehimlər - 2; elektro təcrid olunmuş termoçevirid - 3; termoçevirici - 4; termostat - 5 ibarətdir. Bu gücləndiricidə termoçevirici Ag_2S 0.004-0.25 at % hazırlanmışdır.



Şəkil 1. Gümüşlə 0.04-0.25 at% miqdarında aşqarlanmış Ag_2S -dən hazırlanmış termoçevirici.

Ag- ölçüləri $6 \times 3 \times 0.25 \text{ mm}^2$ olan nazik lövhə şəklindədir. (425 K temperaturda faza keçidinə malikdir, FK zamanı müqaviməti bir neçə tərtib düşür) və elektrotəcrid olunmuş istilik keçidi vasitəsilə Peltje elementlərinə bərkidilmişdir.

Gücləndirici aşağıdakı rejimdə işləyir. Termostatda (5), termoçeviricinin materialının (4) FK temperaturundan bir dərəcə aşağı səviyyədə temperatur müəyyən edilir. Sonra Peltje termoelementinə giriş cərəyanı I_{gir} verilir və həmin cərəyan termoçeviricinin (4) temperaturunu yavaş-yavaş yüksəltməyə başlayır ki, bu da FK-nin həyata keçirilməsinə gətirib çıxarır. Bu müqavimətin 3-4 tərtib azalması ilə müşayiət olunur. Müqavimətin belə kəskin azalması ondan keçən cərəyanın 3-4 tərtib artmasına gətirib çıxarır. Termoelementdə (1) U_{gir} siqnalı verildikdə $W = IU_{gir}$ gücü ayrılır ki, bu da $Q = \varepsilon W$ istiliyinin ayrılmasına gətirib çıxarır. Burada $\varepsilon = T/\Delta T \cdot f(z)$ – soyutma əmsalı, $f(z)$ – İoffe meyarının funksiyası, ΔT – faza keçidini həyata keçirmək üçün termoçeviricinin (4) qızdırıldığı temperatur fərqidir. Müasir termoelektrik materialları üçün $\Delta T = 1 \text{ K}$ və $f(z) = 0, 2$ olduqda $\varepsilon = 60$, $\Delta T < 1 \text{ K}$ olduğu zaman ε daha çox artır. FK-nin idarə olunması üçün enerji sərfi müvafiq olaraq aşağı düşür. FK oblastında ($T = 425 \text{ K}$) temperaturun 1 K dəyişməsi üçün $I_{gir} = 40 \text{ mA}$ kifayətdir. Aşağı temperaturu α – fazadan β -fazaya keçid zamanı ($\alpha \rightarrow \beta$) cərəyan, $\beta \rightarrow \alpha$ keçidi zaman isə gərginlik güclənir. Bunun üçün Peltje termoelementləri zəncirində giriş cərəyanının I_{gir} istiqamətini dəyişmək kifayətdir.

Məlum qurğularla müqayisədə, bu qurğudan istifadə həm kiçik cərəyanların, həm də kiçik gərginliklərin gücləndirilməsini təmin edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Абдуллаев Г.Б., Алиев С.А., Алиев М.И. и др., Тепловые явления Ag_2Te и Ag_2Se в близи фазового перехода. Институт Физики АН АзССР. 1974
2. Алиев С.А., Араслы Д.Г. и др. Криостат для исследования электрических гальванотермомангнитных и фотоэлектрических свойств полупроводников Изд. АН Аз. ССР. Сер. ф-т и мат. Наук, 6,87, 1982
3. Алиев С.А., Гасанов З.С., Мамедова С.О. Электрические и тепловые свойства Ag_2Te в направлении нагрева и охлаждения. Азерб. Техн. Универ. Науч. Труды, 8,4, 2003
4. Алиев С.А., Гасанов З.С., Агаев З.Ф., Гусейнов Р.К., Электрические и тепловые свойства Ag_2Se в области фазового перехода. АМЕА-нын xəbərləri, fiz-riy. və texn. ES., 2003
5. Алиев Ф.Ф. Электрические и термоэлектрические свойства p- Ag_2Te в β - фазе ФТП, 37,9,1082,2003

YÜKSƏK ENERJİLİ HİSSƏCİKLƏRİN YARIMKEÇİRİCİ MATERIALLARLA QARŞILIQLI TƏSİRİ ZAMANI BAŞ VERƏN EFFEKTlər

N.Ə. Verdiyeva

Gəncə Dövlət Universiteti

Məqalədə yüksək enerjili hissəciklərin yarımkeçirici materiallara təsiri zamanı baş verən effektlər və onların yarımkeçirici cihaz və integral sxemlərin parametrlərinin deqradasiyası araşdırılmışdır. Məlum olur ki, bu zaman iki növ radiasiya effektləri əsas rol oynayır: ionlaşma effekti və yerdəyişmə effekti. İonlaşma effektləri yarımkeçiricilərdə sərbəst yüklərin yaranmasına və cihazın müxtəlif oblastlarda yığılmasına səbəb olur. Bu yüklər YC (yarımkeçirici cihazlar) və İS (integral sxemlərin) –lərin parametrlərinin pozulmasına gətirir. Bu və digər səbəblərdən kosmik şəraitdə işləyən YC və İS -lərin qorunması problemi yaranır.

Yüksək enerjili (sürətli) hissəciklər yarımkeçirici materialdan keçdikdə bir sıra proseslər nəticəsində enerjisini itirir. Bu zaman hər hansı hadisənin reallaşması dərəcəsi həm hissəciklərin təbiətindən və enerjisindən, həm də materialın bir sıra növündən asılı olur. Bundan başqa hissəciyin yayıldığı maddədə enerji ayrılmasının təbiəti xarici şəraitdən də asılıdır. Ümumi halda yarımkeçirici maddə ilə hissəciklərin (o cümlədən fotonun) qarşılıqlı təsiri zamanı aşağıdakı ilkin effektlər baş verir:

Yarımkeçirici maddə atomların ionlaşması (valent əlaqələrinin qırılması – dönən proses).

Atomların qəfəsin düyünlərindən yerini dəyişməsi (Frenkel cütü tipli sadə defektin yaranması).

Yerdəyişmə olmadan atom və elektronların həyəcanlanması (kristalın qızması).

Nüvə çevrilmələri.

YC (yarımkeçirici cihazlar) və İS (integral sxemlər) parametrlərinin deqradasiyası (sıradan çıxması) baxımından iki növ radiasiya effektləri əsas rol oynayır:

İonlaşma effekti və yerdəyişmə effekti.

Yüksək enerjili hissəciklərin təsiri ilə yaranan ionlaşma effektləri maddədə sərbəst yükdaşıyıcılar yaranmasına səbəb olur. Yaranan yükdaşıyıcılar materialın həcmi böyük olan yerlərini dəyişir və mövcud olan “tələlər” tərəfindən tutulur. Nəticədə cihazların müxtəlif oblastlarında yüklərin yığılması baş verə bilər. Bir qayda olaraq belə yerlər müxtəlif dielektrik qatlarıdır. Bu yığılmış yüklər YC və İS –in parametrlərinin deqradasiyasını yaradır. Bunlar metal – oksid –yarımkeçirici (MOY) komplementar strukturlu metal –oksid –yarımkeçirici (KMOY) tipli texnologiya əsasında hazırlanmış YC və İS –dir. Bundan başqa YC və İS –in aktiv və passiv hissələrində ionlaşma effektləri nəticəsində ionlaşma cərəyanı impulsu yarana bilər. Bu impuls cərəyanları qiymətindən və şüalanan materialın tipindən asılı olaraq, həm dönən həm də dönməyən xarakterli müxtəlif effektlər yarada bilər. Məsələn, metal –dielektrik –yarımkeçirici (MDY) tipli tranzistorların dəşilməsinə səbəb ola bilər.

Yerdəyişmə effektləri yarımkeçirici maddənin kristal qəfəsində atomların normal vəziyyətindən çıxması ilə əlaqədardır. Bu yarımkeçiricinin kristal qəfəsində quruluş defekti yaradır və radiasiya defekti (DR) adlanır. RD-nin yaranması yarımkeçirici materialın elektrofiziki parametrlərini dəyişir. Bu isə öz növbəsində YC və İS –in xarakteristikalarını dəyişdirir. Belə təsirlər bipolyar texnologiya əsasında hazırlanmış YC və İS üçün daha xarakterikdir.

İndi yüksək enerjili yüklü zərrəciklərin yarımkeçirici maddəyə təsirinə baxaq. Qeyd edək neytronlardan fərqli olaraq yüklü hissəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsirində ilkin effekt atomların ionlaşmasıdır. Bu zaman yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiya dəyişir. Yüklü hissəciklər təsir etdikdə maddədə atomların ionlaşmasından əlavə atomların yerdəyişmə effekti

(quruluş defektinin yaranması) də yaranır. Yüksək enerjili ionlarla yarımkeçirici maddəni şüalandırıqda maddə atomlarına kiçik miqdarda enerji verilməsi ehtimalı daha böyük olur. Bilirik ki, təsir edən ionların böyük bucaqlar altında səpilməsi ehtimalı azdır. Səpilmənin anizotropiyası nəticəsində yerini dəyişən ilkin atoma verilən orta enerji aşağıdakı ifadə ilə hesablanır:

$$\bar{E}_a = \frac{E_{a, \max} \cdot E_d}{E_{a, \max} - E_d} \ln \frac{E_{a, \max}}{E_d}$$

Kosmik fəzadan daxil olan yüksək enerjili ionlar içərisində YC və İS – də struktur defektləri yaradan ən mühüm səbəb protonlardır. Digər ionlar (ağır yüklü hissəciklər) maddədə əsasən ionların yaranmasına səbəb olur .

Yarımkeçirici kristaldan yüksək enerjili elektronlar keçdikdə onların enerjisi əsasən kristal atomlarından qeyri elastiki səpilməyə sərf edilir. Bu isə atomların ionlaşmasına və həyəcanlanmasına səbəb olur. Bununla bərabər enerjiləri 200 –300 keV və daha yüksək olan elektronlar qəfəsin atomlarının nüvələrindən kulon potensialından elastiki səpilərkən onlara E_d və bundan böyük miqdarda enerji verə bilər. Bu isə maddə atomlarının yerini dəyişdirməsinə və Frenkel cütlərinin yaranmasına səbəb olur. Yarımkeçirici maddənin elektronlarla şüalandırılması protonlarla şüalandırılmasından fərqlidir. Elektronların kütləsi protonların kütləsindən çox kiçikdir (~1840 dəfə). Bu səbəbdən elektronların toqquşma zamanı maddə atomlarına onları yerdəyişməyə məcbur edəcək relyativistik sürətlə ($V \rightarrow C$) hərəkət etməlidirlər. Bu zaman elektron maddə atomunun elektron buludunu keçir və nüvə ilə kulon qarşılıqlı təsirində olur.

İndi yüksək enerjili hissəciklərin təsiri ilə yarımkeçirici materialların elektrofiziki xassələrinin dəyişməsinə baxaq. Yarımkeçiricilərin əsas parametrləri qeyri -əsas yükdaşıyıcıların yaşama müddəti $-\tau$, materialın xüsusi müqaviməti $-\rho$, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (yarımkeçiricinin tipindən asılı olaraq – n və ya P), yükdaşıyıcıların yüüklüyü $-\mu$ qəbul edilmişdir.

Yarımkeçirici hissəciklərlə şüalandırıldıqda qeyri -əsas yükdaşıyıcıların yaşama müddəti azalır.

Məlumdur ki, həm donor, həm də akseptor aşqarla aşqarlanmış yarımkeçiricinin xüsusi müqaviməti və xüsusi elektrik keçiriciliyi aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

q- elektronun və ya deşiyin yükünün modulu, n,p, μ_n , μ_p – elektron və deşiklərin konsentrasiyaları və yüükləridir.

Yarımkeçirici maddəyə hissəciklər təsir etdikdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və yüüklüyü və deməli xüsusi müqavimət və xüsusi elektrik keçiriciliyi dəyişir.

Yarımkeçirici materiala təsir edən hissəciklər materialda dayanıqlı radiasiya mərkəzləri yaradır. Bu mərkəzlər nəinki rekombinasiya mərkəzləri kimi özünü aparır, həm də yükdaşıyıcıları elektrik keçiriciliyindən effektiv olaraq kənarlaşdıran “tələ” rolunu oynayır.

Nəticə olaraq Fermi səviyyəsi yarımkeçiricidə qadağan olunmuş zonanın ortasına doğru yerini dəyişir, yarımkeçiricidə əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası azalır, xüsusi müqaviməti artır. Eksperimental nəticələr göstərir ki, yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası şüalanma zamanı (hissəciklər təsir etdikdə) əvvəlcə eksponensial olaraq azalır, sonra isə hissəciklər selinin yüksək qiymətində Fermi səviyyəsinin hədd vəziyyəti ilə müəyyən qiymətə yaxınlaşır.

ƏDƏBİYYAT

1. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. Под редакцией Е.А. Ладыгина М 2001
2. Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. Минск 2008
3. Смирнов Л.С. Физические процессы в облученных полупроводниках М. 2007
4. Физические величины: Справочник под ред. И.С. Григорьева и др. М. 2001
5. Чутаков А.И. Действие космической радиации на интегральные схемы. М. Радио и связь, 2004

Ag₂S VƏ AgFeS₂ ƏSASINDA İSTİLİK ŞÜALANMASI QƏBULEDİCİLƏRİ

N.İ. Quliyev, S.M. Abdullayev, İ.İ. Qasimov

Gəncə Dövlət Universiteti

Ag₂S və AgFeS₂ yarımkeçirici birləşmələrinin elektrik və istilik xassələrinin sıçrayışşəkilli dəyişməsindən istilik qəbulediciləri hazırlanmasında geniş istifadə olunma imkanları göstərilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, bu birləşmələrin elektrik keçiriciliyi faza keçidi oblastında $\sim \Delta T = 10-12$ K oblastında 10 dəfədən çox dəyişir və bu dəyişmədən istilik qəbuledicilərinin yaradılmasında istifadə etmək olar.

İnfraqırmızı (İQ) şüalanma fotoqəbulediciləri elmdə və texnikada xüsusilə də kosmosun tədqiqində geniş tətbiqini tapmışdır. Bu məqsədlə Cd_xHg_{1-x}Te, Pb_{1-x}Sn_xTe növ darzonalı yarımkeçiricilər daha geniş tətbiq olunurlar. Onların qadağan zonasının eni 0.1-0.15 eV tərtibindədir. Bu yarımkeçiricilərdə məxsusi yarımkeçiricilik atmosfer pəncərəsinə uyğundur (CO lazerlər) və bu sahədə böyük nailiyyətlər əldə edilmişdir. Bütün bu qəbuledicilər məxsusi keçiricilik oblastında işləyirlər. Belə qəbuledicilərin yüksək həssaslığına və aşkar etmə qabiliyyətinə nail olmaq üçün onları azot və daha aşağı temperaturларadək soyutmaq lazımdır. Lakin, elə sahələr vardır ki, yüksək həssaslıq və aşkaretmə qabiliyyəti tələb olunmur. Bu halda “istilik” qəbulediciləri daha geniş tətbiq olunurlar.

Bolometrlər, infraqırmızı şüalanmanın elektrik, termoelektrik, termomaqnit və s. qəbulediciləri istilik qəbulediciləri sırasına aiddirlər. Bu məqsəd üçün istifadə olunan müxtəlif materialların effektivliyinin öyrənilməsinə çoxsaylı tədqiqatlar həsr olunmuşdur.

Qeyd etmək lazımdır ki, Ag₂S və AgFeS₂ birləşmələrinin elektrik və istilik xassələrinin sıçrayış şəkili dəyişməsinin geniş imkanları onların əsasında təkcə kiçik cərəyan və gərginliklərin termoelektrik gücləndiriciləri hazırlamaqla məhdudlaşmır. Bu məqsədlə AgFeS₂ və Ag₂S birləşmələrinin elektrik keçiriciliyi faza keçidi oblastında 10 dəfədən çox dəyişir. Əgər nəzərə alsaq ki, 10 dəfə dəyişmə $\sim \Delta T = 10-12$ K intervalında baş verir. Onda fərz etmək olar ki, belə güclü dəyişmədən istilik qəbuledicisinin yaradılmasında istifadə etmək olar. bu məqsədlə ümidverici nəticələr almağa imkan verən qurğu yığılmışdır. Həssas elementlər, 1x2x4 mm³ ölçüdə, Ag₂S və AgFeS₂ nümunələrindən hazırlanmışdır (qalınlığı 1 mm). Həssas elementin işçi səthi ya qara rənglə qaralanmış, ya da cızılmışdır. Nümunə özəyə, özək isə qıdırma üçün xüsusi qurğuya quraşdırılmışdır: özəyin əsasında elektrik cəhətdən təcrid olunmuş altlığa bərkidilmişdir. Bunun üçün iki variantdan istifadə edilmişdir: elektrik cəhətdən təcrid olunmuş altlıq yüksək və aşağı istilik keçiriciliyinə malik olmuşdur. Həssas elementdən elektrik keçiriciliyinin V_σ və ya müqavimətin V_R siqnallarını ölçmə cərəyanı buraxılmışdır. İnfraqırmızı şüalanma mənbəyini həssas elementin səthinə yönəltməyə imkan verən xüsusi qurğu

yaradılmışdır. Özəyə dolanmış qızdırıcının köməyi ilə $\sim 435\text{K}$ temperaturadək qızdırılmış və $T \approx 0.3 \div 0.5 \text{ K}$ qədər kiçik rəqslərlə həmin temperaturda saxlanılmışdır. Belə temperatur faza keçidi oblastına (FK oblastına) uyğun gəlmişdir. Bu rejimdə həssas elementin səthinə İQ şüa yönəlmişdir. İQ şüanın mənbəyi qaraldılmış lampa və ya qaytarıcıya malik elektrik qızdırıcısı olmuşdur. Qızdırıcı ilə həssas element arasında buraxılan İQ şüaların dalğa uzunluğu üçün məlum diapazona malik filtr qoyulmuşdur. Şüalanma mənbəyi qoşulduqda V_{σ} və ya V_{ρ} elektrik siqnalları minimumadək kompensasiya olunmuşdur. Şüalanma mənbəyi ilə həssas element arasındakı məsafə dəyişdikcə $V(e)$ asılılığı çıxarılmış və elektrik sahəsinin udulan istilik enerjisindən asılılığı $V(a)$ ilə tutuşdurulmuşdur. Əlbətdə, hələlik həssas element tərəfində udulan istiliyin Q dəqiq miqdarı barədə qərarə yoxdur. Lakin, bu kristalların tədqiq olunan temperaturda istilik və elektrikkeçiricilik əmsalları əsasında alınmış nəticələrin hesablanması göstərdi ki, həssas elementin temperaturu 1K dəyişdikdə V_{σ} və ya V_{ρ} 100% dəyişir, 0.2 K dəyişmə zamanı isə V_{σ} dəyişməsi 40% təşkil edir. Həssas elementin 1K qızdırılması zamanı $W=5 \text{ mVt}$, 0.2K qızdırılması üçün isə 0.4 mVt tələb edilir. Bu nəticələr təcrübi nəticələrlə müəyyən qədər uzlaşır. $V(Q)$ asılılığı barədə dəqiq nəticələr almaq üçün bütün qurğuları məlum qurğunun bolometrin köməyi ilə dərəcələmək lazımdır. Həlli tələb olunan digər məsələlər də vardır. Bu məsələlər tədqiqat xarakterli məsələlərdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Appel Y. Electrical properties of chalcogenides sелver, Naturforsch 10, 530, 1955
2. Алиев С.А., Араслы Д.Г. и др. Криостат для исследования электрических, гальванотермомангнитных и фотоэлектрических свойств полупроводников Изд. АН Аз. ССР. Сер. ф-т и мат. Наук, 6,87, 1982
3. Алиев С.А., Гасанов З.С., Агаев З.Ф., Гусейнов Р.К., Электрические и тепловые свойства Ag_2Se в области фазового перехода. АМЕА-нын xəbərləri, fiz-riy. və texn. ES., 2003
4. Алиев С.А., Гасанов З.С., Мамедова С.О. Электрические и тепловые свойства Ag_2Te в направлении нагрева и охлаждения. Азерб. Техн. Универ. Науч. Труды, 8,4, 2003

SİMMETRİK YÜKLƏNMƏ DÖVRİYYƏSİNDƏ ÖZÜLÜELASTİKİ MATERIALIN GƏRGİNLİK VƏ DEFORMASIYASININ ZAMAN ASILILIĞININ MODELLEŞDİRİLMƏSİ

Y.B. Namazov, N.İ. Quliyev, Z.M. Zeynalov, E.Z. Qocayeva

Gəncə Dövlət Universiteti

Özülüelastiki materialın dövrü yüklənmənin təsiri altında deformasiyanın və gərginliyin zaman asılılıqları öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, digər modellərlə müqayisədə özülüelastiki cismin standart modeli üstünlüyə malikdir. Onun əsasında aparılmış hesablamalar təcrübi nəticələrlə daha yaxşı uzlaşır. Bu nəticələr tibb sahəsində geniş istifadə oluna bilər.

Müxtəlif yüklənmə şəraitlərində özülüelastiki mühitin mexaniki xassələrinin modelləşdirilməsi həm mexanika məsələsi kimi maraqlıdır, həm də böyük tibbi maraq kəsb edir.

Belə ki, bu istiqamətdə təcrübi tədqiqatların xüsusilə də bioloji toxumalarla aparılması, demək olar ki, mümkün olmur. Məlumdur ki, adi fizioloji şəraitlərdə bioloji toxumalar məhz periodik dəyişən yüklənmənin təsirinə məruz qalır. [1, 3]. Materialların, qiymət və işarəcə dəyişən yüklənməyə qarşı müqaviməti, sabit yüklənməyə məruz qalan həmin materialın müqavimətindən xeyli fərqlənir [2, 4].

Bir sıra işlərdə [2, 3] dövri yüklənməyə məruz qalan özülüelastiki materialın deformasiyasının zaman asılılığının modelləşdirilməsi zamanı, hesablamalar iki parametrlilik Maksvell və Foyqt modeli üçün aparılmış və göstərilmişdir ki, alınmış nəticələr təcrübi nəticələrlə o qədər də yaxşı uzlaşmır [4, 5].

Ona görə də hazırki işin məqsədi periodik yüklənməyə məruz qalan özülüelastik materialın deformasiyasının zaman asılılığının, üçparametrlilik Kelvin (standart özülüelastiki cisim) modeli əsasında modelləşdirilməsi olmuşdur.

Elastiklik elementinin parametri E – elastiklik modulu, özlülük elementinin parametri isə η – özlülük əmsalındır. Maksvel modelində bu elementlər ardıcıl Foyqt modelində isə paralel birləşdirilmişdir.

Özülüelastiki cismin standart üçparametrlilik modelində (Kelvin modeli) E_1 modulu elastiki element, öz aralarında paralel birləşdirilmiş E_2 elastiki və η özlülü elementlərlə ardıcıl birləşdirilmişdir. Standart modeli təsvir edən diferensial tənlik

$$\sigma + \frac{E_1 + E_2}{\eta} \dot{\sigma} = E_1 \varepsilon + \frac{E_1 E_2}{\eta} \dot{\varepsilon} \quad (1)$$

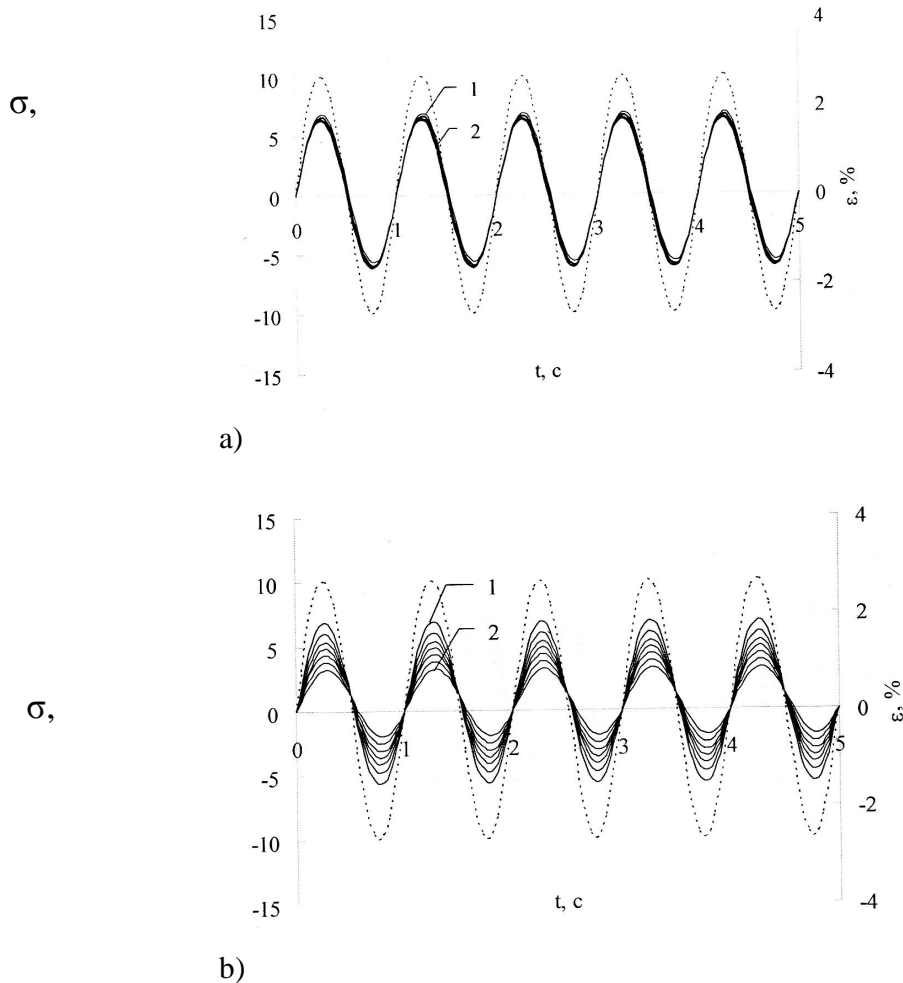
şəklindədir.

Periodik yüklənmə zamanı (1) tənliyinin Kelvin modeli üçün həlli

$$\varepsilon(t) = \frac{A\eta\omega \left[\exp\left[-\frac{E_2}{\eta} t\right] + \frac{(E_1 E_2 + E_2^2 + \eta^2 \omega^2)}{E_1 \eta \omega} \right] \sin \omega t - \cos \omega t}{E^2 + \eta^2 \omega^2} \quad (2)$$

Deformasiyanın standart model üçün qurulmuş zaman asılılıqları kəmiyyətcə Foyqt modeli üçün qurulmuş qrafikə oxşardır. Şəkil 1. Lakin Kelvin modelində deformasiyanın amplitudu 2 dəfə çoxdur. Bu modeldə özlülük elementi ilə paralel birləşmiş elementin E_2 elastiklik modulunun dəyişməsi E_1 elastiklik modulu kimi deformasiyaya az təsir göstərir. Özülüelastiki cismin standart modelində aparılmış hesablamalarda deformasiyanın fazaca gərginlikdən geri qalması müşahidə olunur.

Beləliklə, apardığımız tədqiqatlar göstərir ki, özülüelastiki materialın dövrü deformasiyası üzrə alınmış təcrübi nəticələrlə, digər modellərlə müqayisədə özülüelastiki cismin standart modeli daha yaxşı uzlaşır. Standart model üzrə alınmış nəticələr tibb sahəsində elektromiografiyada istifadə oluna bilər.



Şəkil 1. Kelvin modelində simmetrik dövrü yüklənmə üçün gərginlik (qırıq xətlər) və deformasiyanın zaman asılılıqları. a) Tezlik 1Hz, elastiklik modulu $E_1=90\text{QPa}$, $E_2=0,6\text{QPa}$, özlülük əmsalı 1QPa - 10QPa ; b) tezlik -1Hz, elastiklik modulu $E_1=90\text{QPa}$, $E_2=0,6\text{QPa}$ – dan (1) $1,5\text{QPa}$ – ya qədər, özlülük əmsalı 1QPa .

ƏDƏBİYYAT

1. Y.B.Namazov, N.İ.Quliyev. Özlüelastiki mühit modelinin parametrlərinin deformasiyaya təsiri. AMEA Gəncə bölməsi. xəbərlər məcmuəsi, 2013. №54, s.131 - 133.
2. Бегун П.И, Шукейло Ю.А, Биомеханика СПб: Полимеханика.2000.463 с.
3. Бендол ДЖ. Мышцы, молекулы и движение. М. Мир, 1989.
4. Dominique P.Pioletti. biomechanics in bone tissue engineering//computet Methods in Biomechanics and Biomedical Engineering. Vol 13. №6. December 2010/ s. 837-846.
5. Черныш А.М. Биомеханика неоднородностей сердечной мышцы. М.Наука.1993.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПРИ ФОТО – И РЕНТГЕНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИЯХ

Е.Х. Мовсимов, И.М. Мовсимова, З.М. Зейналов, В.Дж. Рустамов

Гянджинский Государственной Университет

Исследовано ВАХ кристаллов $TlInSe_2$ при фото– и рентгеновских возбуждениях. Вычислены параметры ловушки и они оказались равными: N_i и n_i после рентгеновского возбуждения оказались: $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Также исследованы зависимости коэффициентов рентгенопроводимости от интенсивностей облучения для монокристаллов $TlInSe_2$ при различных ускоряющих напряжениях V_a и определено, что величина коэффициента K_σ экспоненциально уменьшается с ростом ускоряющего V_a и дозы облучения E .

Среди слоисто –цепочечных полупроводников типа $A^3B^6C^6_2$ (A-Tl; B-Ga, In; C-S, Se, Te) наиболее чувствительными к рентгеновскому излучению являются монокристаллы $TlInSe_2$ [1-3]. Согласно [4] данным электронографического и рентгенографического анализа $TlInSe_2$ является структурно –координационным аналогом бинарного соединения $TlSe$, в котором ионы Tl^{3+} замещены ионами In^{3+} .

Экспериментально установлено, что малая величина темнового тока в кристаллах $TlInSe_2$ [4], обусловлена собственными дефектами решетки. Сведения о природе этих дефектов и влияние дефектов упаковки на электрические свойства в нелегированных кристаллов, а также взаимодействие этих дефектов с радиационными дефектами до настоящего времени исследованы недостаточно.

Поэтому общей задачей настоящей работы было проведение комплексных экспериментальных исследований проводимости и релаксации тока в $TlInSe_2$ при фото и рентгеновском возбуждении, с целью выяснения природы дефектов в исследованных кристаллах.

Монокристаллы выращивались методом направленной кристаллизации, описанным в работе [5]. Монокристаллы имели тетрагональную структуру, обладали p-типом проводимости с концентрацией дырок $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($\rho \sim 10^7 - 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Исследованные образцы имели размеры $2 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$. Омические контакты к кристаллам наносились плавлением индия к противоположным поверхностям пластин. Площадь электродов составляла $0,2 - 0,3 \text{ мм}^2$, а расстояние между ними равнялось $\sim 150 - 200 \text{ мкм}$. Были исследованы вольт-амперные (ВАХ в режиме фотопроводимости) и рентгендозиметрические характеристики при различных электрических полях в интервале $10^2 - 10^4 \text{ В/см}$ и температурах $120 - 320 \text{ К}$. Значения доз рентгеновского излучения измерены дозиметром типа ДРГЗ -02. Для фотовозбуждения образцов использовали лампы накаливания мощностью 400 Вт ($\lambda = 1,2 \text{ мкм}$).

На рис 1 представлены температурные зависимости фототока (1, 3) и рентгенопроводимости (2, 4) монокристаллов $TlInSe_2$. Как следует из рис 1, кр.1 фототок кристаллов экспоненциально растет в интервале $140 - 285 \text{ К}$, выше которого наступает термическая активация фототока. появление участка температурного гашения фототока с энергией активации $E_{vt} \sim 0,42 \text{ эВ}$ при 285 К и для слабых уровней возбуждения из области собственного поглощения света связано с оптической перезарядкой между r -центрами и мелкими акцепторами (E_{vt}). С ростом уровня возбуждения, как видно из кр.3 температура гашения фототока смещается в сторону высоких температур. Иные результаты нами получены при рентгеновском возбуждении кристаллов XXXX. Как видно из рисунков

(xxx,xxx) при рентгеновском воздействии наблюдается слабая активация фототока в интервале 120-350 К

Таким образом, при генерации одинакового количества свободных электронно-дырочных пар в монокристаллах $TlInSe_2$ в результате поглощения фото и рентгеновских квантов наблюдается неодинаковые величины проводимости.

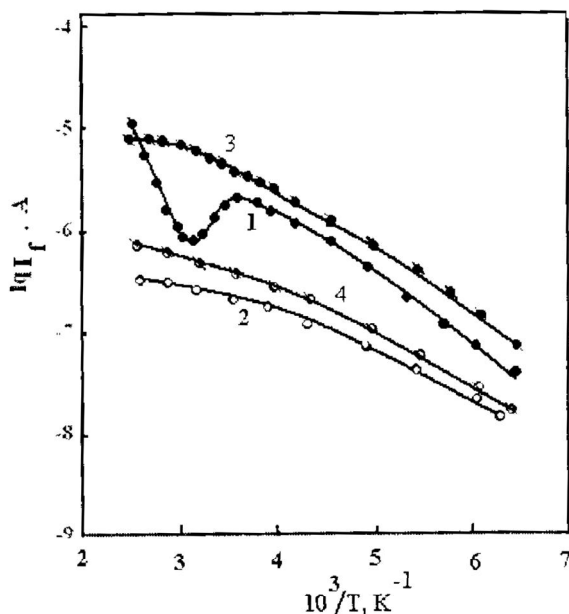


Рис 1. Температурная зависимость тока монокристалла $TlInSe_2$ при фотовозбуждении (кр. 1 и 3) и при рентгеновском возбуждении (кр. 2 и 4). Кр. 1 и 2 слабый уровень возбуждения, кр. 3 и 4 высокий уровень возбуждения.

Для выяснения причин указанных различий проводимости при рентгеновских возбуждениях были проведены измерения рентгенопроводимости монокристаллов $TlInSe_2$ в области малых и высоких интенсивностей.

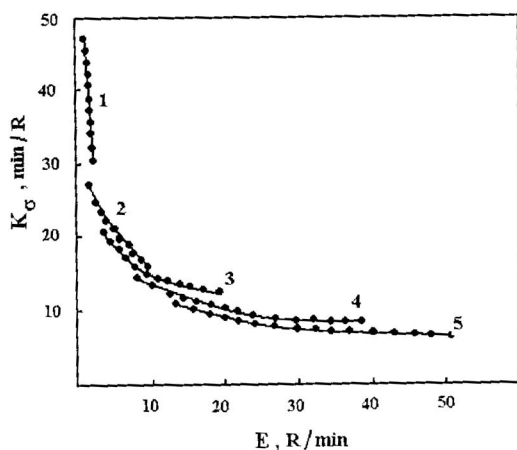


Рис 2. Зависимость коэффициентов рентгенопроводимости от интенсивности облучения для $TlInSe_2$ при различных ускоряющих напряжениях $-V_a$ ($T=300$ К и $F=22 \cdot 10^2$ В/см).

На рис 2 показаны зависимости коэффициентов рентгенопроводимости от интенсивностей облучения для монокристаллов $TlInSe_2$ при различных ускоряющих напряжениях ($T=300K$, $F=2 \cdot 10^2$ V/cm). видно, что величина коэффициента K_{σ} экспоненциально уменьшается с ростом $-V_a$ и E (кр. 1-5). Как следует из полученных данных, коэффициенты K_{σ} для всех образцов уменьшаются согласно [6], как по мере возрастания дозы облучения, так и с увеличением величины ускоряющего напряжения. в работе установлено, что r - центры рекомбинации, роль которых выполняют глубокие компенсированные акцепторы, ответственны за оптические и фотоэлектрические свойства монокристаллов $TlInSe_2$.

Проведенные опыты показали, что при генерации одинакового количества свободных электронно –дырочных пар в монокристаллах $TlInSe_2$ в результате поглощения фото –и рентгеновский квантов наблюдается неодинаковые величины проводимости. Появление участка температурного гашения фототока с энергией активации $E_{vt} \sim 0,42$ эВ при 285 К и для слабых уровней возбуждения из области собственного поглощения света связано с оптической перезарядкой между r - центрами и мелкими акцепторами. С ростом уровня возбуждения, температура гашения фототока смещается в сторону высоких температур.

Из температурных зависимостей рентгенопроводимости и фотопроводимости видно, что на токопрохождение образцов с ростом температуры существенное влияние оказывает диффузионная составляющая, так как с ростом температуры в результате термической генерации носителей заряда в зону проводимости растет их вклад, что приводит к росту рентгенопроводимости и фотопроводимости с температурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.М. Керимова, С.Н. Мустафаева, А.Б. Магеррамов, Неорганические материалы, 1997, 33, с.1325.
2. С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, А.И. Джаббаров. Диэлектрические свойства и перенос заряда в $(TlInSe_2)_{0.1}(TlGaTe_2)_{0.9}$ на постоянном и переменном токе. ФТТ, 2014, том 56, выпуск 8, с.1055
3. С.Н. Мустафаева. Фотоэлектрические и рентгенодозиметрические свойства кристаллов $TlGaS_2:Yb$. ФТТ, 2005, т. 47, в. 11, с.1937-1940.
4. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, Н.А. Алиева, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, И.С. Гасанов, Ф.Т. Салманов. Поляризация, вызванная объемными зарядами, и ионная проводимость в кристаллах $TlInSe_2$. ФТТ, 2014, том 48, выпуск 4, с.442-447.
5. Р.С. Мадатов, А.И. Наджафов, Т.Б. Тагиев, М.Р. Газанфаров, М.А. Мехрабова. Влияние ионизирующего излучения на механизм токопрохождения в монокристаллах $TlInSe_2$. ФТТ, 2011, том 53, выпуск 11.
6. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов, Э.К. Гусейнов, Н.А. Алиева. Суперионная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах $TlInSe_2$ и $TlInTe_2$. ФТТ, 2011, том 45, выпуск 11.

**NADİR TORPAQ ELEMENTİ İTTERBIUM İLƏ AŞQARLANMIŞ $Ga_2 Se_3$
KRİSTALININ YAPIŞMA SƏVİYYƏLƏRİNİN TƏDQIQI**

S. İ. Əliyev, Z.M. Zeynalov, N.İ. Quliyev, T.T. Tahirova

Gəncə Dövlət Universiteti

Çoxsaylı tədqiqatlar göstərmişdir ki, geniş zonalı yarımkeçiricilərdə yapışma səviyyələrinin tədqiqi üsullarından biri də həcmi yüklərlə məhdudlaşmış cərəyan (HYMC) üsuludur. [1] A_2^{III} B_3^{VI} qrupundan olan kristallarda qadağan zonası müxtəlif parametrlilə lokal səviyyələrlə, defektlərlə və s. zəngindir. Bu səviyyələrin qeyri- tarazlıq proseslərində çox mühüm əhəmiyyət vardır. İşdə hadir torpaq elementi itterbium (Yb) ilə aşqarlanmış $Ga_2 Se_3$ kristallarının yapışma səviyyələri HYMC üsulu ilə tədqiq edilmişdir. Kristallar kubik quruluşuna malik olduğundan nümunələrin qalınlığı ~220 mikron ətrafında hazırlanmışdır. Nümunələrin üzərinə $B\Phi$ -2 yapışdırıcısının köməyi ilə (və ya hər hansı digər analoji xassəyə malik yapışqan) spirtdə həll olunmuş nazik təbəqəsi çəkilir və lehimləyici vasitəsilə nöqtəvi indium (Jn) kontaktı vurulmuşdur.

Kontakt zəndu olaraq diametri ~0,1 mm olan mis naqillərindən istifadə olunmuşdur. Nümunələrin volt-ampere xarakteristikası (VAX) öyrənilmiş və ikiqat loqarifmik miqyasda asılılıq qurulmuşdur. Müxtəlif temperaturlarda çıxarılmış VAX – da HYMC rejimi üçün xarakterik olan üç sahə müşahidə olunmuşdur. Xətti ($J \sim U$), kvadratik ($J \sim U^2$), asılılıqları və cərəyanın kəskin artdığı hissə ($J \sim U^n$). Əgər qadağan zonasında yapışma səviyyələri vardırsa injeksiya olunan yüklərin bir hissəsi onlara ilişir və bu zaman VAX- 1 məhdudlaşar, həmin səviyyələr tam dolduqdan sonra VAX- da ilişməsiz kvadratik asılılıq müşahidə olunur. [2] Bu haldan sonra cərəyan kəskin artır. Cərəyanın artmasına uyğun olan gərginliyin qiymətini bilməklə yapışma səviyyələrinin konsentrasiyasını və enerjisini hesablamaq olar. VAX-ın xarakterinə əsasən enerji səviyyələrinin monoenergetik paylanması müəyyən edilmişdir. Cərəyanın kəskin artımından bilavasitə qalıq kvadratik asılılığın olması göstərir ki, bu yapışma səviyyələri “dayaz” səviyyələrdir.

VAX-dan istifadə edərək itterbium ilə aşqarlanmış $Jn- Ga_2 Se_3- Jn<Yb>$ kristalının otaq temperaturunda elektrik keçiriciliyi (σ), aktivləşmə enerjisi (E_t) və tələlərin konsentrasiyası (yapışma səviyyələri) (N_t) təyin edilmişdir [3].

ƏDƏBİYYAT

1. Zərbəliyev M. M. Yarımkeçiricilər fizikası Bakı 2008.
2. Орбух, Лебедев Н.Н. Салаев Б.И. ФТП 2009 Т43 с. 1329-1332
3. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках (Москва Наука) 1985 .

ФОТОАКУСТИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ В

МОНОКРИСТАЛЛАХ $TlIn_{0,99}Ag_{0,01}Se_2$

В.Дж. Рустамов, Е.Х. Мовсумов, И.И. Касумов,

Я.Б. Намазов, Е.М. Мамедов, Й.З. Мохсумлу

Гянджинский Государственный Университет

Нами было исследовано акустофотовольтаический эффект в соединении $TlIn_{0,99}Ag_{0,01}Se_2$ с целью выявления возможности создания на его основе принципиально новых типов преобразователей, в том числе многофункциональных приемников излучения.

Были взяты монокристаллические пластинки толщиной $0,3 \div 0,5$ мм и шириной 10,5 мм с двумя симметричными омическими электродами, отстоящими на расстоянии $d=3 \div 8$ мм, через короткий жесткий акустический контакт устанавливался на излучатель звуковых волн. Исследования проводились по методике описанной в работе. [1,2]

Выявили, что при облучении исследованных фаз электромагнитным излучением в отсутствие воздействия звуковых волн отсутствовала заметная ЭДС на электродах, так же как и память при воздействии звука. Однако при одновременном воздействии света и звуковых волн от 100 до 107 Гц на электродах появляется существенная ЭДС.

Величина акустофотовольтаической ЭДС зависит от интенсивности и спектра светового состава света, а также от частоты и амплитуды звука и может быть сведено к нулю абсолютным затемнением кристалла или же снятием акустической волны. Для образцов различного состава при амплитуде напряжения питания излучателя 10 В и освещенности 1000 лкс величина возникающей фотовольтаической ЭДС варьировалась в пределах от 1 до 15 В.

Результаты исследования акустофотовольтаического эффекта в монокристалле $TlIn_{0,99}Ag_{0,01}Se_2$ приводятся на рис.1. Как следует из рис. 1 при значении частоты акустической волны 15кГц на спектре наблюдается яркий максимум, соответствующий энергии 0.9 эВ. А при частоте акустической волны 15кГц появляется дополнительный максимум при 1,2эВ и минимум 1,1 эВ, а спектральная чувствительность 0,52 и 1,51эВ соответственно. При частоте 50кГц (рис.1) интенсивность наблюдаемого дополнительного пика соответствует энергии 1,3эВ, а минимум 1,2эВ. Положение основного максимума практически не зависит от частоты звуковой волны. И в последнем случае спектральная область не изменяется т.е. акустофотовольтаический эффект во всех случаях наблюдается в области спектральной чувствительности $TlIn_{0,99}Ag_{0,01}Se_2$

С увеличением частоты звуковой волны на 20кГц интенсивность, основного максимума уменьшается, при частоте 50 кГц интенсивность первого максимума не изменяется, а второго максимума увеличивается.

Таким образом, нами выявлено, что при постоянном освещении и при одинаковых условиях с изменением частоты падающего света можно управлять характером спектральной зависимости ЭДС акустофотовольтаического эффекта и тока короткого замыкания.

При более высоких интенсивностях видимого света наблюдалось полное насыщение люкс-вольтажной характеристики выявленного эффекта и последующий спад его с ростом интенсивности.

Акустофотовольтаический эффект можно рассматривать как изменение известного акустоэлектрического эффекта под воздействием света. Физическая сущность самого акусто-электрического эффекта сводится к возникновению в полупроводниках э.д.с. вследствие увлечения носителей тока в нем упругой волной.

С увеличением частоты звуковой волны на 20кГц интенсивность, основного максимума уменьшается, при частоте 50 кГц интенсивность первого максимума не изменяется, а второго максимума увеличивается.

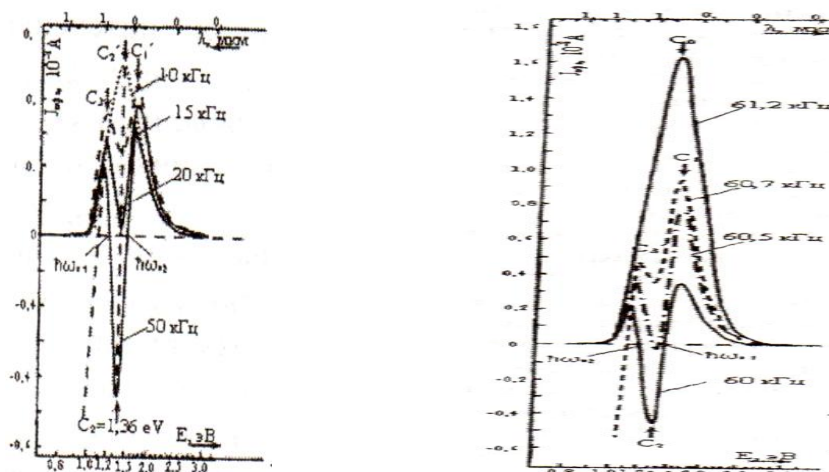


Рис. 1 Спектральная зависимость тока короткого замыкания волны для –
10кГц; 5кГц; в-20кГц; 50кГц; 60кГц; 60,5кГц; 60,7кГц; 61,2кГц

Таким образом, нами выявлено, что при постоянном освещении и при одинаковых условиях с изменением частоты падающего света можно управлять характером спектральной зависимости и ЭДС акустофотовольтаического эффекта и тока короткого замыкания. При более высоких интенсивностях видимого света наблюдалось полное насыщение люкс-вольтажной характеристики выявленного эффекта и последующий спад его с ростом интенсивности.

Акустофотовольтаический эффект можно рассматривать как изменение известного акустоэлектрического эффекта под воздействием света. Физическая сущность самого акусто-электрического эффекта сводится к возникновению в полупроводниках э.д.с. вследствие увлечения носителей тока в нем упругой волной.

Обнаруженный эффект в кристаллах $\text{TlIn}_{0,99}\text{Ag}_{0,01}\text{Se}_2$ может найти широкое техническое применение в различных областях, в частности в гидролокации, и подводных линиях связи, оптических переключателях, частотных дискриминаторах оптического диапазона, а также в качестве принципиально новых типов управляющих селективных приемников излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Годжаев Э.М., Аллахъяров Э.А., Рустамов В.Д., Назаров А.М., Джафарова - Синтез, выращивание монокристаллов и исследование акустофотовольта-ического эффекта в $\text{TlIn}_{0,99}\text{Ag}_{0,01}\text{Se}_2$. Неорганические материалы, 2004, т.20.
2. Г.Д.Гусейнов, Г.Б.Абдуллаев, В.Д.Рустамов, М.З.Исмаилов, Г.А.Мурадова А.С.№683406, СССР, МКУН 01 31/08, Фоточувствительный материал, ДСП, 1977

YARIMKEÇİRİCİ ƏRİNTİLƏRİN İSTİLİKKEÇİRİCİLİYİ

Z.M. Zeynalov, N.İ. Quliyev, E.X. İsmayılov, T.N. Baxşəliyeva

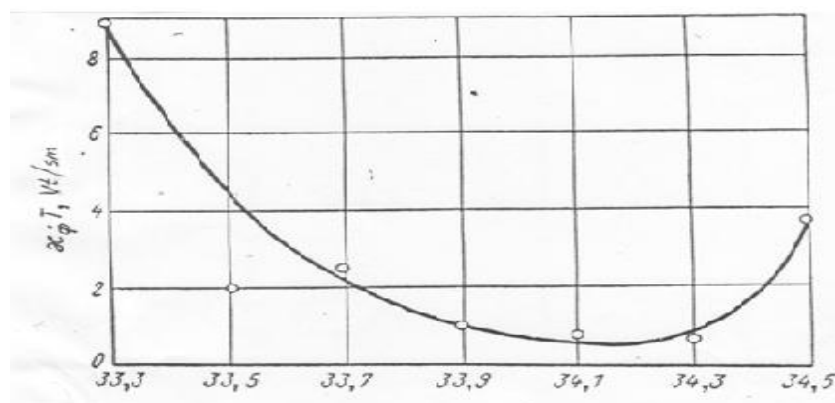
Gəncə Dövlət Universiteti

Termoelektrik qurğularda həlledici rol oynayan parametr kimi yarımkeçiricilərin effektivliyi müəyyən maraq kəsb edir. Yarımkeçirici ərintilərin termoelektrik xassələrinin, o cümlədən istilikkeçirməsinin öyrənilməsi bu materiallarda səpilmə və daşınma mexanizmini aydınlaşdırmağa imkan verir. Əvvəlcə bir neçə sistemlər üçün təcrübədən alınan nəticələri nəzəriyyənin verdiyi qiymətlərlə müqayisə edək. Məlumdur ki, termoelektrik materialların seçilməsində istilikkeçirmənin və yükdaşıyıcıların yürüklüyünün hesablanması mühüm rol oynayır.

A.M. İoffe göstərmişdir ki, bərk qarışıq tipli yarımkeçirici materiallarda ərintinin tərkibində ikinci komponentin miqdarının artması ilə istilik keçirmənin fonon payı yürüklüyə nisbətən daha kəskin artır. Bu zaman ilkin elementə nisbətən ərintinin termoelektrik effektivliyi artır. Bu xassələrə görə də ən yaxşı termoelektrik materiallar iki və daha çox elementdən və binar birləşmədən ibarət bərk qarışıqlar hesab olunur. Yarımkeçirici çeviricilərdə istifadə olunan bərk qarışıqlar, məhlullar və ərintilər ətraflı tədqiq olunmuşdur və onların istilik xassələri öyrənilmişdir. Göstərilən bərk qarışıqın daha maraqlı olan tərkibləri $Ge_{0,2}Si_{0,8}$ və $Ge_{0,3}Si_{0,7}$ olmuşdur və onların qadağan olunmuş zolağının eni uyğun olaraq 1,1 V və 1,0 V-a bərabərdir.

Germanium ilə silisium ərintisinə müxtəlif aşqarlar vurmaqla elektron (n-tip) və dəşik (p-tip) keçiriciliyi almaq olur. Bor və qallium ilə aşqarlanma dəşik keçiriciliyi, fosfor və arsen ilə elektron keçiriciliyi yaradır.

İoffe nəzəriyyəsinə görə ərintinin tərkibində 50 at% Si olan tərkib yaxşı termoelektrik materialdır. Bu ərintinin istilikkeçirmə prosesində əsas fonon payı oynayır. Yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının $2,2 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ -dən $1,5 \cdot 10^{20} \text{ sm}^{-3}$ -ə qədər artması zamanın n-tip ərintidə istilikkeçirmənin fonon payı təxminən iki dəfə, p-tip ərintininki isə təxminən 30% azalır.



Şəkil 1. İstilikkeçirmənin fonon payının temperaturdan asılılığı (n-tip $Ge_{0,3}Si_{0,7}$ ərintisi üçün konsentrasiyanın müxtəlif qiymətləri.)

Şəkil 1-də təsvir olunan bu asılılıq fononların aşqarların elektronlardan (n-tip ərintidə) səpilməsinin nəticəsi kimi izah olunur. Nəzərdən keçirilən bütün tərkiblər üçün fonon-elektron səpilməsi nəticəsində istilikkeçirmənin fonon payının temperaturdan asılılığı T^{-1} -dən fərqlənir.

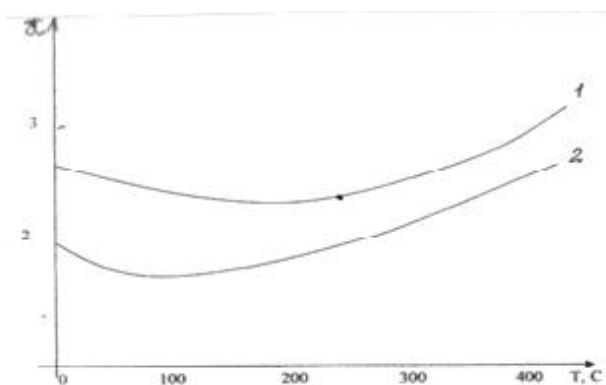
Aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, ərintinin tərkibində germaniumun miqdarı azaldıqca fonon -elektron səpilməsinin rolu azalır. Bu ərintilərdə istilikkeçirmənin fonon payının T^{-1}

asılığından kənar çıxması bu nümunələrdə fonon-elektron səpilməsinin olması ilə izah olunur ki, bu da aşqarların miqdarının artması ilə zəif dəyişir.

Alçaq temperatur intervalında (200-600K) yüksək effektivliyə malik termoelektrik material kimi n-tip $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$ sistemi ərintinin tərkibində $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$ miqdarı 70mol% olan və tellur artıqlığı 3 at% olan daha effektivliyi hesab olunur. Temperatur intervalı dəyişdikcə tərkibdə olan Sb_2Te_3 birləşməsinin miqdarı 10-70 mol% intervalında dəyişir. Otaq temperaturunda bu bərk ərintinin qadağan olunmuş zolağın eni 0,14-0,2 eV qiymət alır. Bu sistem bərk ərintinin istilik-fiziki xassələri geniş temperatur intervalında öyrənilmişdir. Odur ki, yarımkeçiricilərdə elektron və deşiklərin gücü səpilməsi yalnız uzaq tərtibli pozulmalardan ola bilər ki, bu da ərintilərə xas olan pozulma deyilir.

Beləliklə bərk qarışıqlarda (ərintilərdə) yükdaşıyıcıların yürüklüyü azalması deyil və yürüklüyün qəfəsin istilikkeçirməsinə nisbəti artacaq. Birinci ərintinin istilikkeçirmə əmsalı temperaturun artması ilə $\sim 200^\circ\text{S}$ temperaturdan azalır və sonra bipolyar diffuziyanın yaratdığı əlavə istilikkeçirmə hesabına daha kəskin artır. İkinci ərintidə istilikkeçirmə əmsalının azalması $\sim 100^\circ\text{S}$ temperaturadək davam edir və sonra o da kəskin artır. Müxtəlif tədqiqatların nəticələri göstərmişdir ki, qurğusunun tellur və vismut-tellur yarımkeçirici ərintiləri termoelektrik soyducularda istifadə üçün daha yararlı materialdır. Tamamilə təbii olaraq bu birləşmələrin istilik xassələrinin öyrənilməsi böyük maraq kəsb edir. Onların əridilməsi zamanı həmişə istilikkeçirmə əmsalı azlır, bu isə öz növbəsində termoelektrik effektivliyinin artmasına gəlir.

Termoelektrik material kimi sənaye məqsədi ilə alınmış ərintilərin ($\text{Bi}_{0,8}\text{Sb}_{1,2}\text{Te}_3$ və $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,4}\text{Se}_{0,6}$) istilikkeçirmə əmsalının temperaturdan asılılığına baxaq. (Şəkil 2.)



Şəkil 2. 1- $\text{Bi}_{0,8}\text{Sb}_{1,2}\text{Te}_3$ və 2- $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,4}\text{Se}_{0,6}$ ərintilərinin istilikkeçirməsinin temperaturdan asılılığı.

A.F. İoffe aparılan tədqiqatların analiz edərək belə fikir irəli sürmüşdür ki, bərk qarışıq şəklində olan yarımkeçirici ərintilər digər termoelektrik materiallarla müqayisədə daha effektivdirlər. Onun əsaslandığı sadə arqumentlər mürəkkəb quruluşa malik ərintilərdə olan prosesləri olduqca sadələşdirir. Lakin ərintilərdə elektronların və deşiklərin səpilməsinin nəzəri əsaslandırılması İoffenin və onun əməkdaşlarının fikrinə uyğun inkişaf etmişdir.

Hər şeydən əvvəl onu qeyd etmək lazımdır ki, ərintilərin alınması zamanı yükdaşıyıcıların yürüklüyünün istilikkeçirmənin qəfəs (fonon) payına olan nisbətinin artması heç də həmişə aydın olmur. Belə yarımkeçiricilərdə elektron və deşiklərin sərbəst yolunun orta uzunluğundan bir tərtib böyük olur. Uyğun olaraq qəfəsin periodikliyinə pozulması yükdaşıyıcıların sərbəst yolunun orta uzunluğuna təsir etməlidir. Metallardakı sərbəst elektronlarda qösa dalğa uzunluğuna malik olurlar, lakin yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların dalğa uzunluqları nisbətən

böyükdür. Odur ki, yarımkeçiricilərdə elektron və deşiklərin güclü səpilməsi yalnız uzaq tərtibli pozulmalardan ola bilər ki, bu da ərintilərə xas olan pozulma deyildir. Beləliklə, bərk qarışıqlarda (ərintilərdə) yükdaşıyıcıların yürüklüyünün qəfəsin istilikkeçiriciliyinə nisbəti artacaq.

Müxtəlif tədqiqatçılar tərəfindən aparılan təcrübələr göstərmişdir ki, bu fikirlər ərintilərdəki səpilmə mexanizminin izahı üçün tamamilə uyğun gəlmir. Ölçmələr göstərmişdir ki, bir çox ərintilərin yürüklüyünün qiyməti tərkibindən asılı olaraq həm elektronlar, həm də deşiklər üçün azalır.

Çox ehtimal ki, bu fikirdə müəyyən qədər həqiqətə uyğunluq vardır, çünki o həmişə özünü doğrultmur. Tədqiqatlar göstərmişlər ki, Bi_2Te_3 və Sb_2Te_3 birləşmələri üçün elektronların yürüklüyü deşiklərin yürüklüyündən böyük olur.

Beləliklə, indiki zamanda təcrübə olaraq sübut olunmuşdur ki, yürüklüyün qəfəsin istilikkeçiriciliyinə nisbəti yalnız yarımkeçirici ərintilərdə arta bilər. Lakin onu da qeyd etmək lazımdır ki, bərk qarışıqlarda elektronların və deşiklərin yürüklüyünün dəyişməsi haqqında dəqiq fikir söyləmək üçün çox iş görmək lazımdır.

ƏDƏBİYYAT

1. Процессы и механизма переноса / А.С. Охотин, Л.И. Жмакин, Л.А. Марюшин, Д.Я. Увдиев. – М.: Наука, 1999. – 270 с.
2. Охотин А.С., Боровикова Р.П., Пушкарский А.С. Теплопроводность твердых тел. – М., Энергоатомиздат, 1992. – 493 с.
3. Охотин А.С., Жмакин Л.И., Марюшин Л.А. Теплопроводность. Модели, механизмы, экспериментальные данные. – М.: Наука, 2000. – 299 с.
4. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник. – М.: Наука, 1979. – 339 с.

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

²А.З. Бадалов, ²Т.Н. Везирова, ¹Г.М. Сардарлы

¹*Институт Радиационных Проблем НАНА.*

²*Национальная Академия Авиации*

sardarli@yahoo.com

Получены и проанализированы колебательные спектры кристаллов TlInS_2 в терагерцовой (0,1 - 3 ТГц) области. Наблюдаемая низкочастотная полоса связывается с либрационными колебаниями нанослоев ("бозонный пик"). Показана связь когерентного низкочастотного колебания с неупорядоченным характером структуры кристалла. Делается вывод о наличии топологической неупорядоченности, которая проявляется на уровне слоистой подсистемы.

1. Введение

Особенностью развития современной физики твердого тела и твердотельной электроники является тенденция к использованию принципиально новых физических явлений, основанных на мета свойствах этих материалов связанных с низкоразмерным характером структуры, а также, наноразмерными эффектами. При сохранении идеальной

кристаллографической симметрии, в пространственном размещении узлов структурной матрицы, неупорядоченность может возникнуть за счет нарушений периодичности в заполнении этих узлов (твердые растворы), в ориентации электронных спинов (спиновая неупорядоченность) и др. Неупорядоченные материалы представляют собой широкий класс объектов, в которых проявляются специфические особенности в низкоэнергетических колебательных спектрах. В них, меняется механизм релаксационных процессов диэлектрических свойств, наблюдаются характерные особенности в процессе переноса заряда.

В настоящей работе приводятся результаты исследований спектров пропускания кристалла TlInS_2 в терагерцовой области (0,1 – 3 ТГц), и делается анализ природы наблюдаемых линий в связи с особенностями структуры.

2. Получение образцов и методика эксперимента

Монокристаллы TlInS_2 выращивались из расплава методом направленной кристаллизации (метод Бриджмена – Стогбаргера) из особо чистых химических элементов: Tl - 99.999%, In -99.9999% и S -ОСЧ-99.99%; сера дополнительно очищалась путем сублимации в вакууме. Синтез проводился в вакуумированных кварцевых ампулах путем сплавления исходных компонентов (Tl, In и S), взятых в стехиометрическом количестве, соответствующем составу TlInS_2 . Гомогенность выращенных образцов контролировалась методами дифференциально-термического и рентгенофазового анализов (ДТА и РФА) [1-3].

Спектры пропускания измерялись стандартной схемой терагерцовой спектроскопии во временной области (THz-TDS) [6-11]. В экспериментах использовался фемтосекундный (60 - fs FWHM) Ti:Sa лазер с модулированной линией задержки и повторяемостью пульса 75 MHz. Эмиттер и ресивер выполнены из GaAs. При измерениях спектров пропускания использовались 4 позолоченных параболических зеркала. При измерениях спектров, терагерцовый пучок разделялся на два пучка, механическая линия задержки позволяла получить максимальное частотное разрешение 3 GHz. При измерениях спектров пропускания, длительность THz пульса была короче 1 ps. Фурье преобразованный спектр расширялся до 5 THz, где сигнал становился меньше шума. Максимум динамического диапазона составлял около 60 dB в области 0.5 THz.

В классической спектроскопии THz-TDS записывается временная форма волны падающего на образец и прошедшего через него сигнала. Затем проводится числовое Фурье преобразование обеих сигналов. При измерениях спектров отражения и пропускания методом THz-TDS использована комбинированная техника [4]. В спектральной области прозрачности коэффициент преломления (n) с достаточной точностью получены из данных по пропусканию. Затем корректировали ошибки по данным спектров отражения и пропускания, аналогично эта процедура проводилась в других областях прозрачности измеренного спектра. Таким образом, значение n точно определялась из данных спектров пропускания в области прозрачности, в то время как, данные коэффициента преломления, в области сильного поглощения, получали из спектров отражения. Аналогично, коэффициент поглощения определялся из спектров пропускания в области прозрачности. Коэффициент преломления оценивался также во всем спектральном диапазоне при помощи соотношений Крамерса-Кронинга.

3. Результаты измерений и обсуждение результатов

Как правило, в слоистых кристаллах наименьшая частота, определяется колебаниями жесткослоевых мод. Однако при наличии тяжелых атомов (как таллий) или комплексов (InS_4 и In_4S_{10}) оптические ветви соответствующих внешних мод также могут иметь достаточно низкую частоту. При этом в силу их пересечений и антипересечений внутри зоны с низкой симметрией получающаяся картина дисперсии весьма сложна.

Как известно [1-5, 12], слоистые кристаллы семейства TlInS_2 имеют несколько политипных модификаций, отличающихся числом слоев в элементарной ячейке. Элементарная ячейка кристалла TlInS_2 содержит 8 формульных единиц, это означает, что в фононном спектре этого соединения должно наблюдаться 93 оптических моды, реально наблюдаемое же число оптических мод в инфракрасных и Рамановских спектрах не превышает 25 [12-17]. Следует также отметить, что ни при каких измерениях (оптических, диэлектрических, электрических) не наблюдается анизотропия в плоскости ab , которая должна наблюдаться в случае моноклинной симметрии решетки этих кристаллов.

В [14] методом неупругого рассеяния нейтронов для TlGaSe_2 (структурный аналог TlInS_2) была измерена поперечная акустическая ветвь в направлении [001]. На основании этих измерений можно оценить значение соответствующей частоты жесткослоевой моды. Известно, что дисперсионное соотношение для акустического фонона дается уравнением

$$\omega^2 = \frac{2}{M} \sum_n f_n [1 - \cos(nkd)] \quad (1)$$

где f_n – силовая константа для слоев, отдаленных друг от друга на расстояние nd (d – расстояние между соседними слоями), M – масса элементарной ячейки. Если вклад от взаимодействия ближайших соседних слоев преобладает над другими межслоевыми силами, то первое слагаемое в (1) является определяющим и акустическая ветвь имеет форму синусной кривой

$$\omega = 2 \left(\frac{f_1}{M} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{kd}{2}\right) \quad (2)$$

Из этого соотношения можно рассчитать частоту сдвиговой жесткослоевой моды в предположении того, что выполнены правила отображения ветвей. Наилучшие результаты подгонки формулы (2) к данным работы [6] показывают, что частоты этих мод получаются близкими к $14\text{-}15 \text{ см}^{-1}$ ($\approx 0,5 \text{ ТГц}$).

Согласно фактор-групповому анализу, механическое представление для TlInS_2 в C_{2h}^6 -фазе записывается следующим образом:

$$\Gamma_{\text{трансл}} = 24A_u + 24B_u + 24A_g + 24B_g \quad (3)$$

Частоты мод, наблюдаемых в субмиллиметровом диапазоне ($0,2 - 0,6 \text{ ТГц}$) [15], при комнатной температуре близки к оценочным частотам мод сдвигового типа. С другой стороны, из-за наличия центра инверсии жесткослоевые моды преобразуются по четным представлениям фактор-группы C_{2h} (6) и не должны наблюдаться в ИК спектрах. Поэтому авторы [15] предполагают, что мягкая мода в субмиллиметровой области спектра соответствует другому оптическому колебанию A_u -симметрии, возможно либрационного типа.

Спектр решеточных колебаний кристалла TlInS_2 исследован достаточно подробно методами Рамановского рассеяния, дальней инфракрасной спектроскопии и неупругого рассеяния нейтронов [12]. В настоящей работе приводится спектр пропускания кристалла TlInS_2 измеренный в терагерцовой области спектра при помощи спектроскопии во временной области (Time-Domain spectroscopy). Линии поглощения наблюдаемые до 20 см^{-1} ($\approx 0,6 \text{ THz}$) являются поперечными (TO) модами B_u симметрии совпадающие с частотами измеренным по спектрам инфракрасного отражения [12]. Это частоты $B_u^1(\text{TO}) = 1 \text{ THz}$ ($33,3 \text{ см}^{-1}$), $B_u^2(\text{TO}) = 1,5 \text{ THz}$ ($50,0 \text{ см}^{-1}$), $B_u^3(\text{TO}) = 2,7 \text{ THz}$ ($90,0 \text{ см}^{-1}$) трансляционных мод кристалла TlInS_2 .

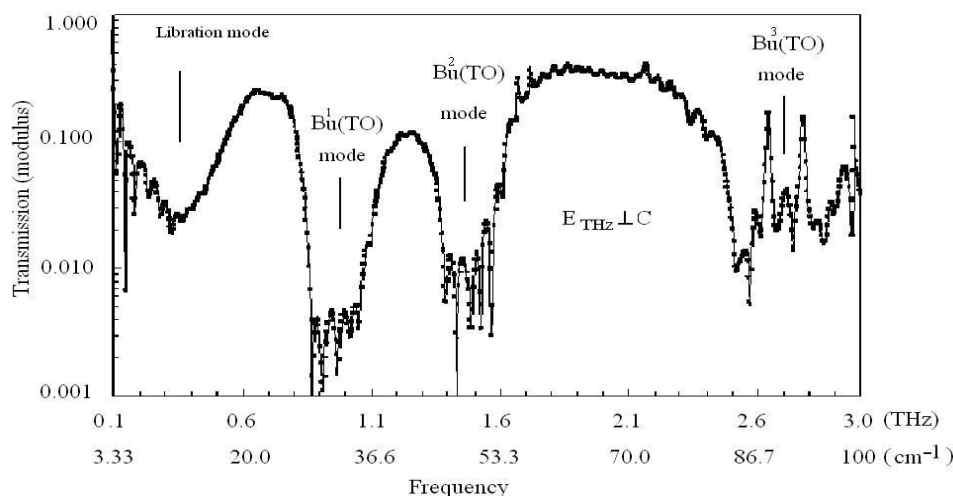


Рис.1. Спектр пропускания кристалла TlInS_2 в поляризации $E_{\perp C}$.

В колебательном спектре кристалла TlInS_2 , приведенном на рис.1 наблюдается также низкочастотная линия ($0,2 \text{ THz} \approx 7 \text{ см}^{-1}$) которая не наблюдалась ранее в спектрах дальнего ИК отражения кристалла TlInS_2 [12]. Как отмечалось выше, эта мода, возможно, связана с жесткослоевыми колебаниями либрационного типа тяжелых слоев образованных комплексами InS_4 и In_4S_{10} . На рис.2 приводится частотная зависимость коэффициента преломления (сплошные кривые) и поглощения (пунктирная кривая) кристалла TlInS_2 .

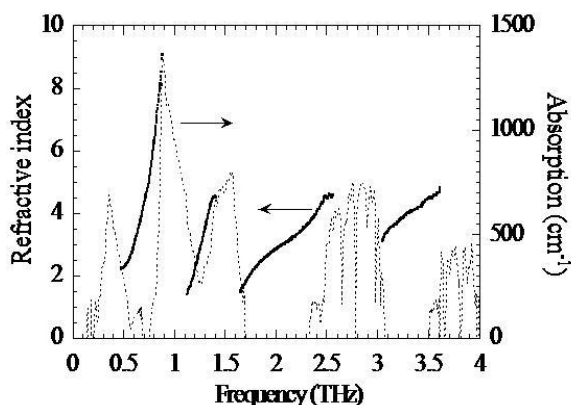


Рис.2. Частотная зависимость коэффициента преломления (сплошные кривые) и поглощения (пунктирная кривая) кристалла TlInS_2 в поляризации $E_{\perp C}$.

Как видно из рис.3, кристаллы $TlInS_2$ обладают сильным спектром поглощения в терагерцовой области, что связано с линиями однофононного резонанса, частоты однофононных полос указаны на рис.2, а также, сильная полоса поглощения, связываемая с Бозонным пиком. Низкочастотная динамика неупорядоченных твердых тел отличается от низкочастотной динамики для упорядоченных кристаллов и обладает рядом особенностей, обусловленных “избыточной” (относительно дебаевской) плотностью колебательных состояний [16,21]. Такой характер поведения плотности колебательных состояний характерен для сильно неупорядоченных систем: аморфных, стеклообразных твердых телах, а также полимеров. В тройных талиевых халькогенидах третьей группы, также наблюдается аналогичная особенность, которая указывает на неупорядоченный характер кристаллической структуры этих материалов. “Избыточная” плотность колебательных состояний связывается с появлением низкочастотной моды (бозонный пик) в инфракрасных и рамановских спектрах [18, 19].

Общепризнано, что эти моды, которые, проявляются на частотах ниже фононных, вызваны существованием квазилокальных колебательных мод [15]. Природа этих мод в настоящее время широко обсуждается. Ряд авторов считает, что указанные моды представляют собой локальные колебания структурных образований: фракталов, доменов, нанонеоднородностей топологической неупорядоченности [17-21]. Другие приписывают их коррелированным колебаниям молекулярных кластеров. Рассматривается связь бозонного пика с релаксационными свойствами стеклообразных твердых тел [19].

Исследования физических свойств кристаллов слоистых тройных халькогенидов таллия, объединяющиеся общей формулой $A^3B^3C^6_2$, обнаруживают особенности в энергетическом спектре характерные для сильно неупорядоченных систем. Среди них, следовало бы отметить:

- прыжковый характер проводимости, описываемая в Мотовском приближении, которая, как известно, была разработана для аморфных систем;

- наличие суперионной проводимости и “S” образные вольтамперные характеристики, которые наблюдаются в сильно дефектных или легированных полупроводниках;

- широкие температурные области релаксорного поведения диэлектрических спектров, описываемые соотношениями Фогеля-Фулчера (такое поведение, характерно для сильно разупорядоченных систем);

- наличие множества политипных модификаций и смеси политипов, что приводит к псевдотетрагональному поведению моноклинных кристаллов, в частности, наблюдаются изотропные оптические спектры в плоскости спаянности;

- нейтронодифракционные и рентгеноструктурные исследования обнаруживают широкие температурные области с несоизмеримыми сверхструктурными трансляциями;

- экспериментальные исследования плотности фононных состояний кристаллов $TlSe$, в области упругих колебаний, (выполненные методами неупругого некогерентного рассеяния нейтронов), имеют несколько завышенные значения, по сравнению с расчетными (полученными, как в приближении жестких ионов, так и при расчетах выполненных из первых принципов).

Следует отметить, также, что кристаллы семейства $A^3B^3C^6_2$ обладают широкой областью гомогенности [22]. Согласно диаграмме состояния, коэффициент сегрегации в области гомогенности меньше единицы. Поэтому при выращивании монокристаллов существует большая вероятность отклонения их состава от стехиометрии, т.е. в составах на основе $TlInS_2$ существует температурный интервал между точками ликвидуса и солидуса. Это, по всей видимости, является причиной одномерного неупорядоченного

характера структуры этих материалов - возникновения политипов, смеси политипов и несоизмерных сверхструктур в кристаллах семейства $TlInS_2$. Таким образом, внутрислоевая структура этих кристаллов соответствует стехиометрии, однако, существуют варианты стыковки слоев. Подтверждением этого предположения может служить наблюдаемые в нейтронодифракционных спектрах несоизмеримых сверхструктур, которые, как известно, можно представить как чередующиеся соизмеримые и разупорядоченные области.

Таким образом, в кристаллах семейства $TlInS_2$ мы имеем мезоскопическую структуру с периодически чередующимися соизмеримыми (commensurate) и разупорядоченными (discommensurate) слоями. Эти кристаллы образуют обширное семейство тройных слоистых полупроводников. Характерной особенностью таких слоистых кристаллов является богатый низкоэнергетический спектр (относительно фононных частот), вызванный колебанием тяжелых трансляционно-неэквивалентных слоев связанных между собой операцией инверсии. Наличие такого большого числа универсальных закономерностей, характерных для неупорядоченных систем и наблюдаемых в кристаллах семейства $TlInS_2$, позволяет сделать заключение, что они основаны на общих особенностях строения этих материалов. Соединения семейства $TlInS_2$ не просто являются “плохими”, кристаллами или аморфными системами, а, скорее всего мы имеем дело с топологически неупорядоченными мезоскопическими структурами с характерным пространственным масштабом. При этом “хаос” в таких системах не абсолютный, а как показывают эксперименты по нейтронной и рентгеновской дифракции, колебательным спектрам (Рамановское рассеяние, инфракрасное поглощение, неупругое когерентное рассеяние нейтронов) периодичность в расположении атомов сохраняется (трансляционная упорядоченность) в пределах нескольких координационных сфер, а далее она нарушается.

Работа выполнена в лаборатории IMEP-LAHC, UMR CNRS 5130, University of Savoie, 73376 Le Bourget du Lac, France в рамках проекта Азерб-Франс.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Muller, H. Hahn. Z. Anorg. Allg. Chem. **438**, 3, 258 (1978).
2. R.M. Sardarly, O.A. Samedov, I.Sh. Sadykhov, A.I. Nadzhafov, N.A. Eyubova, T.S. Mamedov. Inorganic Materials, 39, 4, 327 (2003).
3. Н.А. Алиева, А.И. Наджафов, Т.Г. Мамедов, Н.А. Эюбова. Transactions of ANAS, physics and astronomy, **33**, 5, 41, (2013).
4. W. Henkel, H.D. Hochheimer, C. Carlone et.al. Phys. Rev. B, **26**, 6, 3211 (1982).
5. O.Z. Alekperov, G.B. Ibragimov, A.I. Nadjafov, A.R. Fakix. Phys. Status Solidi C, **6**, 5, 977 (2009).
6. M. Bernier, F. Garet, L-J. Coutaz IEEE THz Science Technology 3:295 (2013).
7. Lionel Duvillaret, Frederic Garet, and Jean-Louis Coutaz. J. Opt. Soc. Am. B/ Vol. 17, No. 3 (2000).
8. Lionel Duvillaret, Frédéric Garet, Jean-François Roux, and Jean-Louis Coutaz. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 7, No. 4, (2001).
9. J.-L. Coutaz 1, M. Bernier, F. Garet, S. Joly, Y. Miyake, H. Minamide, E. Lheurette, and D. Lippens. Terahertz Science and Technology, ISSN 1941-7411 Vol.7, No.2, (2014).

10. R.M. Sardarly, F. Garet, M. Bernier and J.-L. Coutaz : Terahertz and Mid Infrared Radiation : Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz) (Edited by Mauro Pereira, Oleksiy Shulika, Published by Springer, The Netherlands, 2014) p. 196.
11. Rauf Sardarly, Oktay Samedov, Adil Abdullayev, Famin Salmanov, Andzey Urbanovich, Frédéric Garet, and Jean-Louis Coutaz. Japanese Journal of Applied Physics **50**:05FC09 (2011).
12. A.M. Panich and R.M. Sardarly: Physical properties of the low dimensional A^3B^6 and $A^3B^3C^6_2$ compounds (Nova Science Publishers. Inc. New York, 2010) p. 287.
13. N.M. Gasanly, A.F. Goncharov, N.N. Melnik. Phys. Stat. Sol (b), **116**, 2, 427 (1983).
14. С.Б. Вахрушев, Б.Е. Квятковский, Н.М. Окунева, К.Р. Аллахвердиев, Р.М. Сардарлы. Нейтронографическое исследование кристалла $TlGaSe_2$. Препринт №886 ФТИ, Л., 1984, с. 12.
15. Yu.G. Goncharov, G.V. Kozlov, B.S. Kulbuzhev, V.B. Shirokov, V.I. Torgashev, A.A. Volkov, Yu.I. Yuzyk. Phys. Stat. Sol. (b), **153**, 529 (1989).
16. В.К. Малиновский. ФТТ **41**, 5, 808 (1999).
17. И.А. Рыжов. ФТТ **44**, 12, 2229 (2002).
18. B. Grillo, J. Guissani. Phys. Rev. Letter **78**, 12, 3401 (1997).
19. И.К. Малиновский, В.Н. Новиков, А.П. Соколов. УФН **163**, 5, 119 (1993).
20. S.D. Bembenek, B.B. Laird. J. Chem. Phys. **114**, 5, 2340 (2001).
21. V.K. Malinovsky, V.N. Novikov. Phys. Solid State **36**, 6, 1221 (1994).
22. R.M. Sardarly, O.A. Samedov, I.Sh. Sadykhov, A.I. Nadzhafov, N.A. Eyubova, T.S. Mamedov. Inorganic Materials, **39**, 4, 327 (2003).

СОЗДАНИЕ ДИФФУЗИОННОГО p-n ПЕРЕХОДА НА ОСНОВЕ

МОНОКРИСТАЛЛОВ $PbTe<Mn>$

¹Ч.И. Абилов, ²Дж.М. Алиева, ³С.А. Зейналов,

¹Э.К. Касумова, ¹Ф.Р. Гаджизаде

¹Азербайджанский Технический Университет, г.Баку

²Азербайджанский Технологический Университет, г. Гянджа

³Азербайджанский Институт Преподавателей, г. Агджабеды

cabilov@yahoo.com

Совместным отжигом марганца с монокристаллами $PbTe$ созданы диффузионные p-n переходы. Установлено, что марганец на приповерхностном слое, взаимодействуя с теллуrom через газовую фазу образует твердые растворы $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Определены параметры диффузии марганца в $PbTe$. Построены диффузионные профили распределения примесей в сформированных структурах и рассчитаны термодинамические функции процессов, протекающих при диффузионном отжиге Mn с $PbTe$.

Диффузионные твердотельные структуры являются основными элементами микроэлектронной схемотехники. Поэтому, создание таких элементов с улучшенными

характеристиками является актуальным для устройств электронной техники. В настоящем сообщении приводятся результаты разработок в области создания диффузионных p-n переходов.

Для формирования диффузионных p-n переходов в качестве основного полупроводникового материала использовали безпримесные кристаллы PbTe /100/. Технология формирования диффузионных p-n структур заключалась в термообработке кристаллов в парах соответствующего металла. С этой целью изготавливали ампулы со специальной конструкцией, удобной для проведения диффузионного процесса. Так как марганец считается тугоплавким, то его помещали в более высокотемпературную часть ампулы. Отжиг проводили при температурах нахождения источника марганца 1500, 1550 и 1600К, а длительность отжига составляла ~30 ч. Качественный анализ кристаллов PbTe показал образование обогащенного марганцем слоя на поверхности образцов, в случае их отжига в парах марганца. Исследование состава поверхностного слоя кристаллов показало содержание в нем элементарного Mn, а на рентгенограммах обнаружили интенсивности линий монотеллурида марганца. Проведена запись кривой распределения атомов диффузанта и полученные диффузионные профили распределения марганца в PbTe приведены на рис.1.

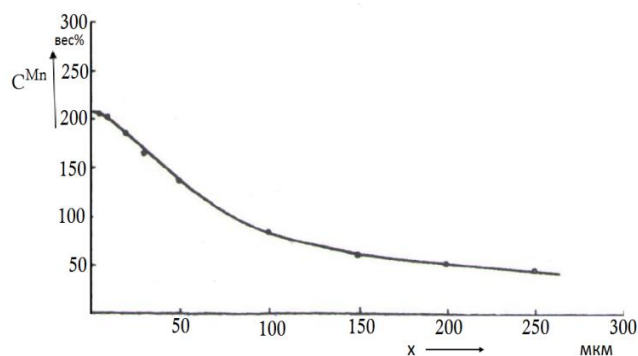
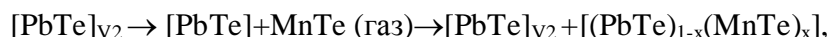
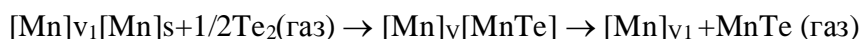


Рис. 1. Распределение концентрации марганца по глубине кристаллов PbTe (отжиг при 1600 К)

Рисунок свидетельствует о значительном содержании марганца в приповерхностных слоях PbTe. Запись кривой осуществляли на рентгеноспектральном микроанализаторе типа MS-46 фирмы «Самеса». Предполагается, что между PbTe и образующимся слоем монотеллурида марганца идет процесс миграции атомов марганца в теллурид свинца.

Механизм образования твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ вероятно заключается в одновременном протекании реакций на поверхностях Mn и PbTe по следующей схеме:



где индексы v и s обозначают объемную и поверхностную область образца. С возрастанием температуры отжига во всех образцах происходили увеличение толщины поверхностного слоя и глубины проникновения Mn. Это свидетельствует об образовании

твердого раствора типа $Pb_{1-x}Mn_xTe$ по вышеприведенному механизму, что в качественном согласии с результатами физико-химических исследований системы Pb-Mn-Te [1].

Анализ распределения марганца в кристаллах PbTe вдоль направления диффузии показал, что диффузия марганца удовлетворительно описывается зависимостью [2]

$$C_z = C_0 \left(1 - \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{D_{Mn}t}} \right)$$

где C_z и C_0 – массовые концентрации марганца на поверхности и на глубине (z) образца вдоль направления диффузии соответственно, D_{Mn} – эффективный коэффициент диффузии марганца, t – время изотермического отжига.

Расчет оптимального значения коэффициента диффузии марганца, а также учет влияния функции ошибок проводили по методике [3]. Рассчитанные значения D_{Mn} для исследуемого диапазона температуры приведены на рис. 2.

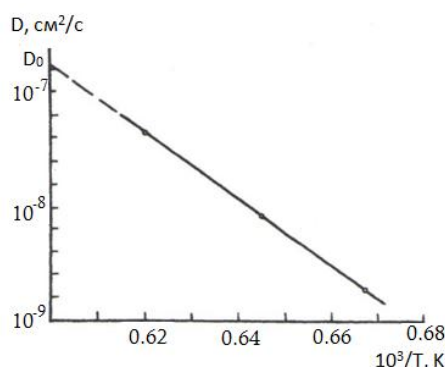


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента диффузии марганца в PbTe

Как видно, экспериментальная зависимость $D_{Mn} \sim f(103/T)$ качественно описывается законом Аррениуса: $D_{Mn} = D_0 \exp(-\Delta E_a/kT)$. Найденные значения предэкспоненциального коэффициента D_0 и энергии активации ΔE_a равны $\sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$ и 0,44 эВ соответственно.

Случай образования твердого раствора $Pb_{1-x}Mn_xTe$ на поверхности кристалла свидетельствуют о значительном массопереносе марганца через газовую фазу, хотя это затруднительно объяснить, учитывая малую упругость паров марганца.

Процессы, протекающие при диффузионном отжиге Mn с PbTe, также можно определить термодинамическими расчетами. При отжиге монокристаллов PbTe в атмосфере паров молекул марганца может протекать реакция $PbTe + Mn \leftrightarrow Pb + MnTe$, что подтверждается и результатами физико-химического анализа, в частности, это выявляется по построенной диаграмме состояния системы PbTe-Mn [4]. Если термодинамический потенциал этой реакции ΔG_T^0 будет иметь отрицательное значение, то реакция может протекать только слева направо. Пользуясь справочными данными при стандартных условиях, можно определить термодинамический потенциал реакции по уравнению Гиббса-Гельмгольца [5]:

$$\Delta G_T^0 = \Delta H_{298}^0 + \int_{298}^T \Delta C_p dt - T \Delta S_{298}^0 - T \int_{298}^T \frac{\Delta C_p}{T} dt.$$

Если в первом приближении предположить, что $\Delta C_p=0$, т.е. $\Delta H_T^0=\text{const}$ и $\Delta S_T^0=\text{const}$, то получим $\Delta G_T^0 = \Delta H_{298}^0 - T\Delta S_{298}^0$. При изменении температуры T , значения ΔH_T^0 и ΔS_T^0 изменяются незначительно. Термодинамический (изобарный) потенциал реакции можно определить и по соотношению

$$\Delta G_{\text{реак}} = \Delta G_{298}^0(\text{MnTe}) - \Delta G_{298}^0(\text{PbTe}).$$

Согласно [6] для теллурида свинца $\Delta G_{298}^0=16,3$ ккал/моль. Значение ΔG_{298}^0 для MnTe определяется $\Delta G_{298}^0(\text{MnTe}) = \Delta H_{298}^0 - T\Delta S$, где $\Delta S = S_{\text{MnTe}}^0 - S_{\text{Te}}^0 - S_{\text{Mn}}^0$ и $\Delta H_{298}^0(\text{MnTe})=-26,6$ ккал/моль, $S_{\text{MnTe}}^0=22,4$ ккал/моль, $S_{\text{Te}}^0=11,63$ ккал/моль, $S_{\text{Mn}}^0=32,4$ ккал/моль [7]. Следовательно, $\Delta S=-21,63$ ккал/моль, а изобарный потенциал реакции $\Delta G_{\text{реак}}^0=-9,82$ ккал/моль. Отсюда следует, что при взаимодействии марганца с кристаллами PbTe образуется MnTe и свободный свинец при стандартных условиях. Это справедливо и для более высоких температур, что имеет качественное соответствие с экспериментальными результатами. Константу равновесия реакции (K_p) определяли согласно выражению $\ln K_p = \Delta G_{\text{реак}}^0/RT$. Для нашего случая найдено, что $K_p=1,22$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абилов Ч.И., Ахмедова Дж.А. Физико-химические основы технологии получения полупроводниковых материалов в системе свинец-некоторые p-, 3d, 4f-элементы – теллур и их электрофизические свойства. Баку, Элм, 2001, 252 с.
2. Райченко А.В. Математическая теория диффузии в приложениях. Киев, Наукова Думка, 1981, 396 с.
3. Болтакс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л., Наука, 1973, 513 с.
4. Абилов Ч.И., Искендерзаде З.А., Габибов Т.А. Физико-химические свойства сплавов системы PbTe-Mn // Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1991, т. 36, №11, с. 2935-2936.
5. Мамедов А.Н., Багиров З.В., Кулиева С.А. Термодинамика систем с немолекулярными соединениями. Баку, Элм, 2006, 192 с.
6. Новоселова А.В. и др. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ (справочник). М., Наука, 1978, 340 с.
7. База данных термических констант веществ. Электронная версия под ред. В.С. Юнгмана. <http://www.chem.msu.ru/cqi-bin/tkv>.

TIS <V> RELAKSOR SEQNETOELEKTRİKLƏRİN TƏDQIQI

İ.M. Əliyev, A.M. Quliyeva

Bakı Dövlət Universiteti

elnur_605@mail.ru

TIS kristallik qəfəsinin dayanıqsızlığı müşahidə olunan temperatur oblastı müxtəlif ion radiusları və koordinasiya ədədinə malik üçvalentli kation aşqarlara qarşı həssasdır. Belə ki, bəzi aşqarlar üçün faza keçidlərində temperaturun artması, bəzilərində isə azalması müşahidə olunur. TIS<V> kristallarında bu proseslərin təbiətini tədqiq etmək maraqlıdır. Vanadium qrupunun keçid metalları TIS<V> -nin yüksək polyarizasiyalı kristallik qəfəsi ilə güclü qarşılıqlı təsirə malik olması hesabına dərin lokallaşma mərkəzləri yarada bilər.

Bu paragrafda V atomu aşqarlanmış TIS kristallarının dielektrik və polyarizasiya xüsusiyyətlərinin tədqiqinin nəticələri göstərilmişdir.

Şəkil 1 və 2 -də göstərilmiş əyriyənin analizi relaksor seqnetoelektriklər üçün xarakter bütün xüsusiyyətləri göstərir, xüsusən V^{+3} kationları ilə aşqarlanmış TIS kristalının faza keçidlərinin yayılmasına gətirib çıxarır; dielektrik nüfuzluğunun tezlikli dispersiyası müşahidə olunur; yayılmış faza keçidi oblastında dielektrik histerezisinin dəyişənini müşahidə olunur; yüksək temperaturlu fazanın dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığı Küri-Veys qanununa görə deyil, $(\epsilon')^{-1} = A + B(T - T_0)^2$ qanununa görə yazılır.

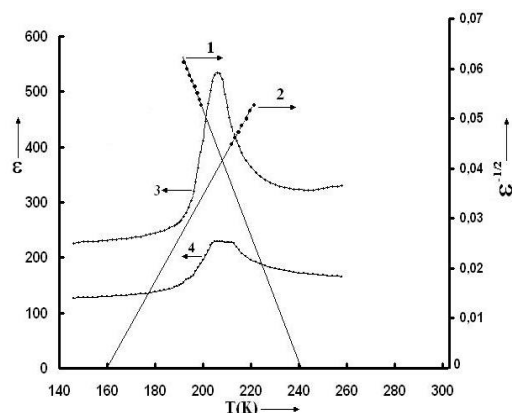
TIS <V> birləşməsində faza keçidlərinin yayılması və seqnetoelektrik xassələri struktur nizamlılığı ilə bağlıdır, hansı ki, simmetriyanın geniş temperatur oblastında daxili elektrik sahəsinin pozulmasına gətirib çıxarır. Buna baxmayaraq TIS <V> -də faza keçidlərinin tədqiqi kifayət qədər uzun müddət tələb edir. Buna görə bu onunla bağlı ola bilər ki, TIS <V> birləşmələrində faza keçidlərinin tədqiqi zamanı onun yarımkeçirici xüsusiyyətlərinə az diqqət yetirilmişdir. Bu xüsusən kation aşqarlarla aşqarlanmış kristallara aiddir. Bu aşqarlar keçirici zona üçün tutucu səviyyələri yarada bilər. Bu zaman lokal mərkəzlərə yükdaşıyıcıların lokalizasiya proseslərini və onların faza keçidlərinə təsirini nəzərə almaq lazımdır. Bu suala R.F.Maminin işlərində [1-4] geniş baxılıb. Göstərilmişdir ki, daha rahat termodolma faza keçidlərinin mürəkkəb ardıcılığına və fazalararası dayanıqsız halların yaranmasına gətirib çıxara bilər.

Şəkil 1-dən görüldüyü kimi $\epsilon^{-1/2}(T)$ asılılığı temperatur oxunu 160K-də kəsir, bu $\epsilon(T)$ asılılığının piki müşahidə olunur.

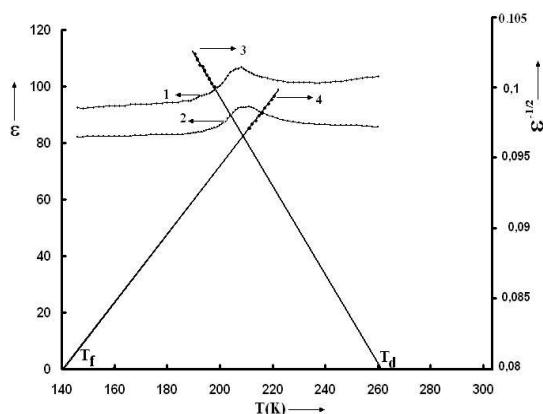
[5]-ə görə bu xüsusiyyət relaksorlar üçün xarakterik hesab olunur. Bu onunla əlaqədardır ki, polyarlaşma rəqslərinin xarakter tezliyi yalnız qəfəs altsistemin relaksasiya zamanı üçün deyil, elektron altsistemlərin relaksasiya zamanı üçün təyin olunacaq. η tərtibli dəyişmənin xarakter müddəti, elektronların konsentrasiyası kəskin fərqlənəcək ($\tau_n/\tau_m \ll 1$). Bu müəllifə [40] bu problemi tez və yavaş prosesləri ayırma metodu ilə həll etməyə imkan verir. Nəticədə təyin olunmuşdur ki, faza keçidinin T_{cm} effektiv temperaturu tutucu səviyyələrinin termodolması nəticəsində temperatur şkalasında aşağıda yerləşəcək.

T_{cm} temperaturunda spontan polyarizasiya ilə faza keçidi baş verəcək. TIS<V> kristalları üçün bu temperatur 160K-ə uyğundur (şəkil 1). Şəkildən görüldüyü kimi 160K-də dəyişmə müşahidə olunur. Lokallaşmış yüklər lokal elektrik sahələri yaratdığından zəif xarici sahələrdə ayrı-ayrı mikroblastların spontan polyarizasiyası lokallaşmış yüklərin fəza paylanmasına uyğun olaraq müxtəlif istiqamətlərdə yönələcək. Ona görə də 160-190K temperatur oblastında histerezisin dəyişənini dar və dəyişən olacaq. Bundan başqa, bu səbəbdən faza keçidi ilə əlaqədə

olan dielektrik nüfuzluğunun $\varepsilon(T)$ temperatur asılılığının xüsusiyyətlərini T_{cm} –də müşahidə etməyəcəyik.



Şəkil 1. TIS $\langle V \rangle$ birləşməsində dielektrik nüfuzluğunun $\varepsilon(T)$ (3-1kHs və 4-1MHs ayriləri) və $\varepsilon^{-1/2}(T)$ temperatur asılılığı (1 və 2 ayriləri), səthə paralel istiqamətdə



Şəkil 2. TIS $\langle V \rangle$ kristalının dielektrik nüfuzluğunun $\varepsilon(T)$ (1-1kHs və 2-2MHs ayriləri) və $\varepsilon^{-1/2}(T)$ temperatur asılılığı (3 və 4 ayriləri), səthə perpendikulyar istiqamətdə

Beləliklə, TIS kristallarının V atomu ilə aşqarlanması kristalda relaksor halına malik olan xarakterik xüsusiyyətlər müşahidə olunan temperatur oblastının yaranmasına gətirib çıxarır. 160K temperaturda relaksor (nanodomen) haldan makrodomen seqnetoelektrik halına faza keçidi baş verir.

ƏDƏBİYYAT

1. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov İ.Ş., Djabbarov D.Q. Anizotropia seqnetoglektriçeskix i glektriçeskix svoystv v interkalirovannıx kristallax TIInS₂. «Fizikanın aktual problemləri» III Respublika elmi konfransının materialları, Bakı, 2004, s.45-46.
2. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov İ.Ş., Nadjafov A.İ. Vlienie γ -obluceniə na seqnetoglektriçeskie svoystva relaksorov na osnove TIInS₂. «Fizikanın aktual problemləri» III Respublika elmi konfransının materialları, Bakı, 2004, s.46-47.
3. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov İ.Ş. TIInS₂, leqirovannıy Cr i Mn – novıy relaksornıy seqnetoglektrik. FTT, 2004, t.46, v.10, s.1852-1855.

4. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov İ.Ş., Salmanov F.T. Relaksornie svoystva i mexanizm provodimosti γ -obluçennıx kristallov TlInS₂. Azərbaycan MEA Xəbərləri fiz.-riyaz. və texnika elmləri ser., 2004, N 5, s.17-22.
5. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov İ.Ş., Nadjafov A.İ. Seqnetoglektriçeskie i glektriçeskie svoystva TlInS₂, leqirovannoqo perexodnimi metallami. Azərbaycan MEA Xəbərləri fiz.-riyaz. və texnika elmləri ser., 2003, c.XXIII, N 5(1), s.111-116.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

МОНОКРИСТАЛЛА (SnS)_{0,999}(NdS)_{0,001}

О.М. Гасанов, Х.А. Адгезалова, Дж.М. Сафаров

Азербайджанский государственный педагогический университет

1959oktay@mail.ru

В данной работе приведены результаты изучения анизотропии спектров фотопроводимости пластинчатых кристаллов SnS [1] и (SnS)_{0,999}(NdS)_{0,001} полученных методом Бриджмена. Для исследования спектров фотопроводимости полученных монокристаллов SnS и (SnS)_{0,999}(NdS)_{0,001}, изготовлены прямоугольные образцы с размерами 5x3x0,5мм³ и на естественные грани (001), с зеркальными поверхностями наносились аквадаговые контакты, позволяющие прикладывать электрическое поле к образцу вдоль слоя, т.е. вдоль кристаллографической оси b. Измерения фототока в широком интервале температуры (80-350K) изучено в стационарном режиме. Возбуждающий луч перпендикулярно падал на поверхность плоскости (a,b).

Исследование спектров фотопроводимости монокристалла (SnS)_{0,999}(NdS)_{0,001}, показали, что они обладают высокой фоточувствительностью в области 0,6-1,3 мкм. Установлено, что добавки лантаноидов увеличивают фоточувствительность бинарного соединения SnS на порядок, а так же расширяют спектральную область фоточувствительность в длинноволновую область.

В области края собственного поглощения в спектрах фотопроводимости монокристалла (SnS)_{0,999}(NdS)_{0,001} в неполяризованном свете рис.1 и рис.2, наблюдались два максимума [2]. Для идентификации этих максимумов мы провели поляризованные измерения спектров фотопроводимости для случаев E||a и E||b. В поляризации E||a в области края собственного поглощения в спектре фотопроводимости монокристалла (SnS)_{0,999}(NdS)_{0,001} проявляется только максимум $h\nu_2=1,72$ эВ, и слабое $h\nu_2=1,37$ эВ (T=80K). В поляризации E||b доминирующими являются максимум $h\nu_1=1,37$ эВ и слабое плечо при 1,72эВ.

С ростом температуры имеет место смещение максимума фотопроводимости $h\nu_2=1,72$ эВ в сторону меньших энергий квантов и его размытие при высоких температурах в поляризации E||a. Температурный коэффициент смещение для E||a поляризации равно: $\frac{dE}{dT}=-3,6 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Для поляризации E||b при 80K максимум фототока находится при 1,37эВ и с ростом температуры пик фотопроводимости смещается в длинноволновую область со скоростью $\frac{dE}{dT}=-4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

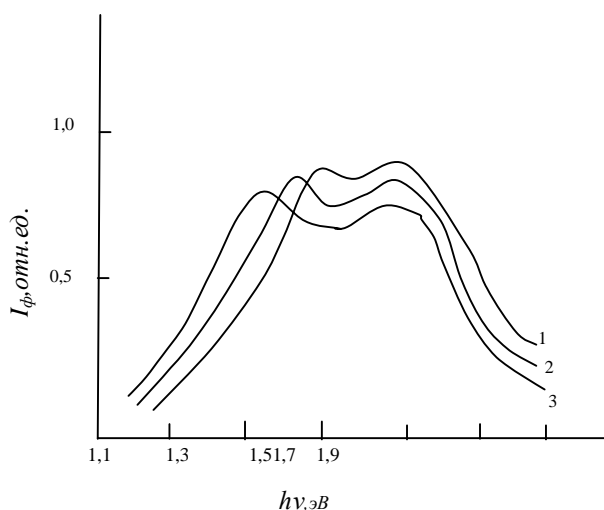


Рис.1. Спектр фотопроводимости монокристалла SnS: 1-80К, 2-200К, 3-300К.

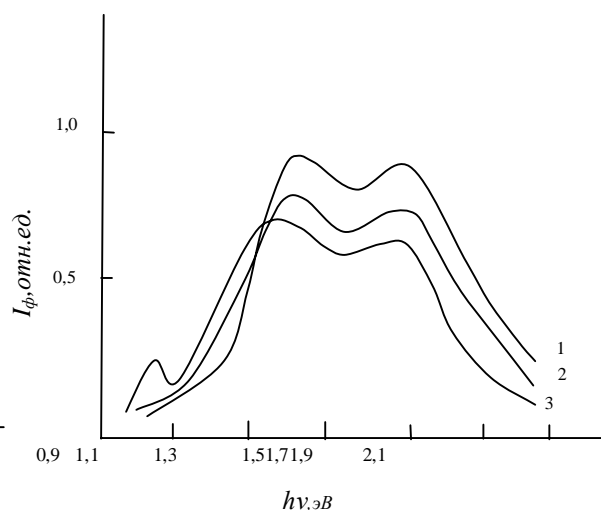


Рис.2. Спектр фотопроводимости монокристалла $(\text{SnS})_{0,999}(\text{NdS})_{0,001}$: 1-80К, 2-200К, 3-300К.

Из анализа края спектра фотопроводимости определены непрямые (1,3эВ при 300К и 1,22эВ при 80К) запрещенные зоны. Сигналы для направления $E \parallel c$ слабее, чем для других направлений из-за значительно худшего качества поверхности, поскольку эти поверхности получились с механической шлифовкой и полировкой.

Следует отметить, что во время фотопроводимости, при температурах $T > 320\text{К}$, монокристаллы $(\text{SnS})_{0,999}(\text{NdS})_{0,001}$ переходили в более низкоомное состояние, в результате этого образцы теряли фоточувствительность.

По нашему мнению, благодаря вкладу 4f-5d переходов в спектр фотопроводимости монокристалла $(\text{SnS})_{0,999}(\text{NdS})_{0,001}$ наблюдается длинноволновой максимум. Положение этих максимумов хорошо соответствует с результатами работ [3,4]. В работе [5] объясняется, что энергия связи 4f-электронов в трехвалентной РЗМ (в нашем случае Nd) больше, чем в двухвалентных, имеющих один дополнительный f-электрон. Добавочное кулоновское отталкивание между 4f-электронами в последнем случае резко уменьшает энергию связи.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Chamberlain J.M., Merdan M. Infrared protoconductivity in p-SnS. J. Phys. Solid. State, 1977, №19, с.10.
2. Адгезалова Х.А. Фотопроводимость монокристалла $(\text{SnS})_{0,999}(\text{NdS})_{0,001}$. Физика, 1998, №3, с.19-20.
3. Князев Ю.В., Носков. Оптические свойства РЗЭ в спектральном интервале 1,13-3,96эВ. Физ. метал. и металловед., 1970, т.30, №1, с.214-217.
4. Заболоцкий Е.И., Ирхин Ю.П., Финкельштейн Л.Д. Вычисление спектров 4f-фотоэлектронов редких земель в кристаллах. Физ. метал. и металловед., 1974, т.16, №4, с.1142-1150.
5. Brodeng U.V. Photoemission Measurements on Erbium and Samarium. J.Bid, 1972, v.15, №3, p/171-190.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В КОНТАКТАХ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Р.К. Мамедов, А.Р. Асланова

Бакинский Государственный Университет

В работе представлены результаты исследования протекания тока под действием дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника, возникающего из-за ограничения контактной поверхности реального контакта металл – полупроводник.

При непосредственном контакте металла с полупроводником (КМП), работа выхода их свободных поверхностей, примыкающих к контактной поверхности остаются неизменными, а высота потенциального барьера контактной поверхности становится порядка 0,1-1,0эВ. Возникновение контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника образует дополнительное электрическое поле (ДЭП) [1]. Это поле проникает в полупроводник в глубине l и полностью охватывает приконтактную область полупроводника КМП с узкой шириной. В связи с развитием Атомно-сиоловой микроскопии (АСМ) стало возможным непосредственное измерение ДЭП в КМП.

На рисунке 1а представлено АСМ изображение потенциала поверхности Au– nGaAs КМП с диаметром 15мкм, где четко виден одиночный круглый контакт золота и распределение контактной разности потенциалов (КРП) между острием иглы кантилевера (зонда) и поверхностью Au– nGaAs КМП [2]. Видно, что КРП в области металла значительно меньше КРП свободной поверхности nGaAs за пределами контакта. По мере удаления от периметра контакта значение КРП постепенно увеличивается от минимального, равного КРП поверхности металла, до максимального, равного КРП свободной поверхности полупроводника. Значит, под действием ДЭП вокруг круглого контакта наблюдается осесимметричная протяженная переходная область (ореол) шириной около 15 мкм с КРП, отличной от КРП свободной поверхности полупроводника. В интервале ширины ореола КРП меняется почти линейно.

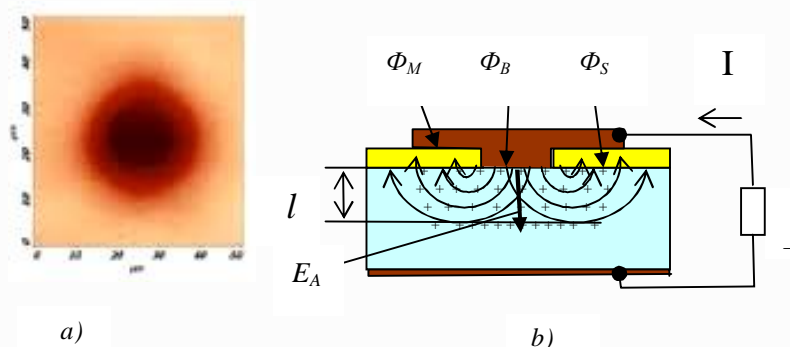


Рис.1. АСМ изображение потенциала на поверхности Au-nGaAs КМП с диаметром 15 мкм (а) и схематическая структура КМП с ДЭП (б).

Известно что, обычный выпрямляющий КМП часто изготавливается путем нанесения тонкой металлической пленки в гнездо с определенной глубиной, вскрытое в тонком диэлектрическом слое на поверхности полупроводника так, как это представлено на рис.1б.. Площадь металлической пленки выбирается так, что она перекрывала

диэлектрического слоя вокруг барьерного контакта. При этом, согласно модели Шоттки, когда разность работы выхода металла Φ_M и электронного сродства полупроводника n -типа Φ_S (т.е. высота потенциального барьера $\Phi_B = \Phi_M - \Phi_S$) становится почти равно и меньше нуля (т.е. $\Phi_B \leq 0$), тогда КМП имеет омические свойства и при контактной области полупроводника не образуется область пространственных зарядов (ОПЗ). В другом случае, когда $\Phi_B > 0$, КМП обладает выпрямляющим свойством и при контактной области полупроводника образуется ОПЗ с глубиной d .

Как видно из рис.1*b*, интенсивность E_A ДЭП КМП направляется от контактной поверхности к свободным поверхностям полупроводника и металла. В приконтактной области горизонтальные составляющие напряженностей ДЭП направляются противоположно и компенсируют друг-друга, а вертикальные составляющие E_A ДЭП становятся действующими. В случае $l \leq d$, в приконтактной области полупроводника под действием ДЭП свободные электроны в глубине l направляются к поверхности металла и накапливаются на ней, следовательно, в объеме полупроводника образуется область положительных объемных зарядов с глубиной l . А В случае $l > d$, в приконтактной области полупроводника под действием ДЭП свободные электроны в области с шириной $l-d$ направляются к поверхности металла и накапливаются на ней, следовательно, в объеме полупроводника обедненный слой расширяется и образуется дополнительная область положительных объемных зарядов. Таким образом, в приконтактной области полупроводника КМП из-за распределения электрических зарядов под действием ДЭП металлический электрод заряжается отрицательно и полупроводник – положительно, т.е. возникает электродвижущая сила ДЭП.

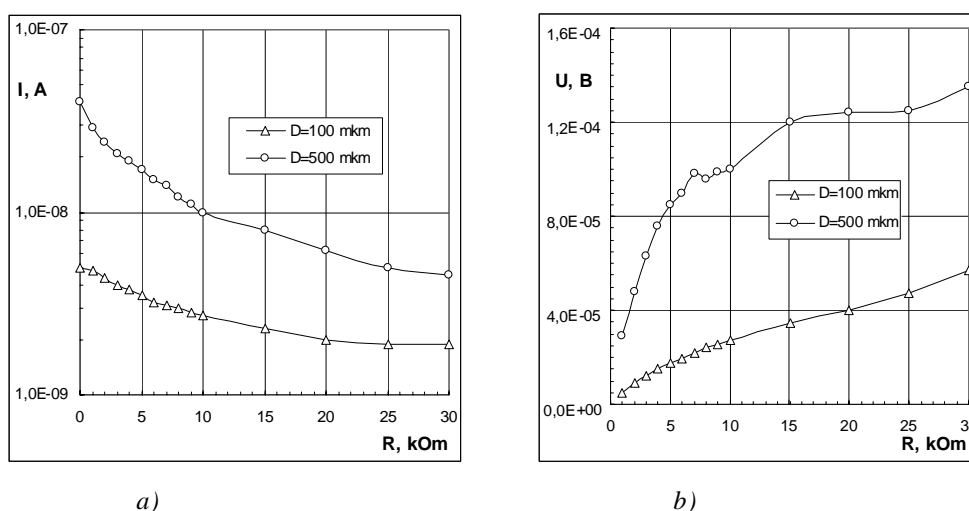


Рис.2. Зависимость тока Ni-nSi КМП с ДЭП от внешнего сопротивления (а) и зависимость падения напряжения от внешнего сопротивления КМП с диаметрами 100 мкм и 500 мкм (b).

Было исследовано токопрохождение в контактах никеля с кремнием n -типа и с удельным сопротивлением 15 Ом см, изготовленных методом фотолитографической технологии. Конструктивная структура образцов имела вид так, как это представлена на рис.1*b* и диаметры контактов составляли 100мкм и 500мкм. При соединении электри-

ческим проводом с сопротивлением R барьерного металлического контакта и омического контакта полупроводника через цеп протекает электрический ток I . Зависимости этого тока КМП с диаметрами 100мкм и 500мкм от внешнего сопротивления R представлены на рис.2а. Как видно из рисунка, с ростом сопротивления ток КМП уменьшается почти гиперболическим законом. При коротком замыкании ($R=0$) линейная плотность тока по периферии КМП с диаметрами 100мкм и 500мкм имели значения $1,6 \cdot 10^{-11}$ А/мкм и $2,0 \cdot 10^{-11}$ А/мкм, а плотность тока по контактной площади КМП с диаметрами 100мкм и 500мкм имели значения $6,4 \cdot 10^{-13}$ А/мкм² и $2,0 \cdot 10^{-13}$ А/мкм², соответственно. Отсюда видно, что линейная плотность тока по периферии КМП с различными диаметрами имеет близкое значение, а плотность тока по их контактной площади заметно отличается и с ростом диаметра уменьшается. А это означает, что токи КМП протекают по периферии контакта, где напряженность ДЭП достаточно большая.

На рис.2б представлена зависимость падения напряжения (U) на внешнее сопротивление R КМП с диаметрами 100 мкм и 500мкм от его значения. Получено, что с ростом сопротивления R от 5кОм до 30кОм зависимость между U и R имеет почти линейный характер.

Таким образом, как следует из вышесказанного, в реальных КМП с конструктивной структурой, представленной на рис.1б в периферийной приконтактной области полупроводника напряженность ДЭП имеет максимальное значение и там же возникает электродвижущая сила. В современной конструкции КМП с МОП-канавкой типа “TMBS diode” [3,4] ДЭП полностью имеет место в приконтактной области полупроводника и следовательно в таких КМП ДЭП имеет достаточно большую напряженность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамедов Р.К. Контакты металл – полупроводник с электрическим полем пятен, Баку, БГУ, 2003, 231 с.
2. Новиков В. А. Исследование морфологии и электронных свойств поверхности пленок АПВВ и контактов металл/АПВВ методом атомно-силовой микроскопии, Автореферат кандидатской диссертации, Томск.: ТГУ, 2010, 18с.
3. Mehrotra M, Baliga B.J. Trench MOS barrier Schottky (TMBS) rectifier. Solid State Electron 1995, 38, 801
4. Котов В.С., Голубев Н.Ф., Токарев В.В., Борисенко В.Е. Моделирование диодов Шоттки с МОП канавочной структурой. Практическая Силовая Электроника, 2013, в.50(2), 1-7

MÜXTƏLİF METODLAR VASİTƏSİ İLƏ ALINMIŞ SİLİSİUM LÖVHƏLƏRİNİN AŞINDIRILMASI VƏ LÖVHƏLƏRDƏ ÇƏP ŞLİFİN ALINMASI METODİKASI

R.K. Hüseyinov, Z.M. Zeynalov, N.İ. Quliyev

Gəncə Dövlət Universiteti

İşdə müxtəlif metodlar vasitəsilə alınmış silisium lövhələrinin qeyribircinsliliyinin xüsusiyyətlərinə təsir edən amillər araşdırılmışdır. Müəyyənləşdirilmişdir ki, yarımqeçiricinin müxtəlif hissələrinin aşınma sürəti temperaturdan, aşındırıcının tərkibindən, qarışdırma intensivliyindən, keçiriciliyin tipindən və qiymətindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır.

Bərk cisim elektronikasının inkişafı, bir tərəfdən yarımkeçirici materialların alınmasının yeni metodları, digər tərəfdən, onların elektrofiziki parametrlərinin tədqiqi ilə kəsilməz bağlıdır. Belə ki, yeni yarımkeçirici cihazların yaradılması yarımkeçirici materialların daha incə xassələrinin öyrənilməsini tələb edir. Qeyd edək ki, yarımkeçirici cihazların xassələrini müəyyənləşdirən əsas parametrlərinə xüsusi müqaviməti, yüüklüyü və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını, donor, akseptor və dərin tələlərin konsentrasiyasını, yükdaşıyıcıların yaşama müddətini və s. aid edilir.

Yarımkeçirici lövhələrin xüsusi müqavumətinin səth və qalınlıq üzrə paylanması bircinsliliyinin müəyyənləşdirilməsi araşdırır.

Bu məqsədlə nəzərdə tutuln lövhələrin hazırlanması prosesi bir sıra ardıcıl əməliyyatlardan ibarətdir. Kəsmə əməliyyatının ardınca mexaniki cilalama və pardaxlama əməliyyatları, sonra kəsmədə yaranan mexaniki qalıq zədələrini aradan qaldırmaq məqsədi ilə lövhələrin kimyəvi-mexaniki pardaxlanması həyata keçirilmişdir. Sonuncu əməliyyat nəticəsində müstəvilikdən kənara çıxması 5 mm-dən az olan müstəvi paralel lövhələr alınmışdır.

Məlum olan kəsmə texnologiyalarının ən yaxşısında paslanmayan poladdan hazırlanmış və daxili tərəfdən almaz ovuntusu ilə örtülmüş kəsici olan dairələrdən istifadə edilmişdir. Bu üsulla diametri 76 mm-ə qədər olan kristallar kəsilmişdir. Bu halda diametri 76 mm olan kristalların kəsilməsi zamanı itki təxminən 30% təşkil edir, kəsmə sürəti isə təxminən 40 mm/dəq olur. Hesab edilir ki, kəsmə sürətini çox da böyük olmayan texnoloji işləmələr hesabına artırmaq olar.

Kəsmə sürəti, konkret kəsmə texnologiyası ilə müəyyən edilən itkilər və bu zaman yaranan qalıq mexaniki zədələrin ölçüləri bir-birilə qarşılıqlı əlaqədədir. Ona görə də prosesin arzu edilən məhsuldarlığı və alınan məhsulun keyfiyyəti arasında kompromisə getmək lazımdır.

Hətta ən yumşaq kəsmə şərtlərində belə lövhələrin səth layında mexaniki zədələr yaranır. Gözlənilmədiyi kimi, lövhələrin zədələnmə dərəcəsi kəsmə texnologiyasından asılıdır [2, 5, 6]. Çoxralski və zona əritmə üsulu ilə alınmış silindr şəkilli kristallardan qalınlığı 300-625 mkm olan lövhələr kəsilmişdir.

Ona görə kəsmədən sonra lövhələrin səthindən bir neçə on mikrometrik layın (adətən, 12-75 mkm) uzaqlaşdırılması məqsədi ilə onlar mütləq kimyəvi aşındırmadan keçmişlər. Bir qayda olaraq, aşındırıcılar azot turşusu və hidrogen-ftorun qarışığından ibarət olur və dayanıqlığın artırılması məqsədi ilə başqa reagentlər, məsələn, uksus turşusu, brom, yod və.s əlavə edirlər.

Kimyəvi aşındırmadan sonra mexaniki qalıq zədələr uzaqlaşdırılır, lakin yenə də alınan səth cihaz hazırlanması üçün yararlı hamar və mikroskopik müstəvi olmur. Ona görə kimyəvi aşındırma, bir qayda olaraq, kimyəvi-mexaniki pardaxlama ilə birlikdə aparılır. Bunun üçün kimyəvi aşındırılmış lövhələr metal disklər üzərində yerləşdirilərək onların səthi xüsusi PQ-320 qurğusunun köməyi ilə pardaxlanmışlar. Pardaxlanma, həm lövhənin səthindən materialın mexaniki uzaqlaşdırılması, həm də kimyəvi aşılama hesabına baş verir.

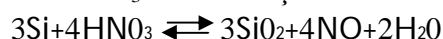
Yarımkeçirici cihazların hazırlanmasında kimyəvi aşındırmanın müxtəlif növləri istifadə olunur: kəsmədən sonra mexaniki zədələnmiş layın uzaqlaşdırılması məqsədi ilə lövhələrin aşındırılması, müəyyən forma almaq üçün dielektrik təbəqələrin aşındırılması, daxili əlaqələrin təmin olunması üçün metal təbəqələrin aşındırılması və s. Məntiqi olaraq aşındırma əməliyyatı litoqrafiyanın ardınca gəlir. Dielektrik təbəqələrin aşındırılmasında bir sıra metodlar istifadə olunur, məsələn, ion-plazma, ion-şüa, maye, qaz və ya plazma aşındırılması; ən çox maye aşındırılması istifadə olunur və o, silisium əsasında cihazlar istehsalında zəruri əməliyyatlardan biridir [1, 3, 4].

Çəp şlifi (klini) mexaniki cilalama və yarımkeçirici aşındırma yolu ilə almaq olar. Lakin texnologiya və keçiriciliyin tədqiqi nəticələrinin təkrarlanması baxımından aşındırma üçün tez-tez turşu və qələvi aşındırıcılardan istifadə edirlər. Aşındırıcının tərkibinə oksidləşdirici (HNO₃, H₂O və s.), kompleks yaradan komponentlər daxildir ki, bu da yarımkeçiricinin atomları ilə suda həll ola bilən birləşmələr (HF, NaOH və s.) yarada bilər. Aşındırıcının tərkibinə kimyəvi reaksiyanın sürətinə təsir edən komponentlər (CH₃, COOH, Br₂, AgNO₃, K₂Cr₂O₇ və s.) daxil edilir. Bunlar müəyyən kristallik istiqamətlərdə aşınma sürətinə təsir edirlər.

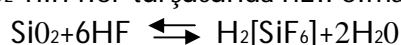
Qeyd edək ki, yarımkeçirici nümunələrin mexaniki cilalama yolu ilə hazırlanmasının son mərhələsində yenə də aşındırmadan istifadə edilir.

Ümumiyyətlə, silisiumun aşındırma prosesini aşağıdakı kimi təsvir etmək olar:

HNO₃-də oksidləşdirmə -



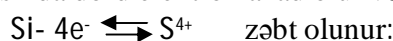
SiO₂-nin flor turşusunda həll olması -



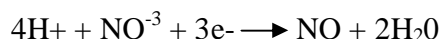
HNO₃+HF qarışığında aşındırma, mahiyyət etibarilə, elektrokimyəvi prosesdir. Belə proses zamanı yaranan qalvanoelementdə yarımkeçiricinin səthinin ayrı-ayrı yerləri üzlərini növbə ilə anod və ya katod kimi aparırlar.

Yarımkeçiricinin anod rolu oynayan yerində onun həll olması baş verir, bu hal-da katodda aşındırıcının oksidləşdiricisi bərpa olunur.

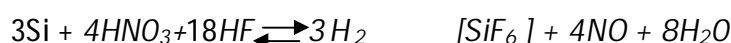
1. Silisiumun anod həll olmasında dörd elektron azad olur və ya dörd dəşik



2. Katodda oksidləşdirici komponentin bərpası zamanı üç elektron tutulur və ya dəşik azad olur:



Silisiumun həllolma tənliyinin ümumiləşmiş şəkli belədir:



Aşındırmanın baxılan mexanizmi kristallik qəfəsin defektlərinin (dənəciklərin, dislokasiyaların sərhədlərinin) aşkarlanmasını izah etməyə imkan verir. Daha böyük sərbəst enerji ehtiyatına malik olan kristal qəfəs defekti, özünü anod kimi aparacaq, qəfəsin pozulduğu yerlər daha böyük sürətlə həll olacaq. Həllolma (aşınma) sürəti dedikdə, vahid zamanda kütlənin və qalınlığın azalması başa düşülür.

İstənilən şərtlər daxilində defektli hissənin aşınma sürəti defektsiz hissəninə nisbətən böyükdürsə, pəzəkəkilli nümunə hazırlamaq üçün aşındırma metodunu istifadə etmək məqsədə uyğun olmur, çünki aşınmadan sonra nümunənin səthi qeyri-bircins olacaqdır (çökəkliklər, zolaqlar və s.).

Yarımkeçiricinin müxtəlif hissələrinin aşınma sürəti bir çox faktorlardan: temperaturdan, aşındırıcının tərkibindən, qarışdırma intensivliyindən, keçiriciliyin tipindən və qiymətindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Məsələn, yarımkeçiricinin səthinin defektli və ideal hissələrinin aşınma sürətinə temperaturun təsirini araşdıraraq. Başqa kimyəvi proseslərdəki kimi, aşınmanın sürəti də temperaturun artması ilə artır. Bu halda sürətin artımı prosesin aktivləşmə enerjisi ilə müəyyən olunmalıdır. Böyük sərbəst enerji ehtimalına malik olan defektli hissələr üçün aktivləşmə enerjisi, ideal hissələrə nisbətən kiçik qiymətlərə malik olur. Kimyəvi proseslərin sürətinin temperaturdan asılılığı Bolsman faktoru ilə mütənasibdir:

$$V = A \exp(-U/kT) \quad (1)$$

burada A - sabit kəmiyyət, U - prosesin aktivləşmə enerjisi, k - Bolsman sabiti, T - temperaturdur.

Aşağı temperaturlarda kiçik aktivləşmə enerjili proseslərin sürəti böyük aktivləşmə enerjili proseslərə nisbətən əhəmiyyətli dərəcədə böyük olacaq. Lakin (1) düsturuna uyğun olaraq, böyük aktivləşmə enerjili proses üçün kimyəvi reaksiyanın sürəti əhəmiyyətli dərəcədə artır və müəyyən temperaturda proseslərin sürətləri bərabərləşir. Beləliklə, elə aşınma temperaturu seçmək olar ki, bu halda yarımkeçirici-cinin bütün səthinin aşınma sürəti eyni olsun.

Qeyd edək ki, aşınma ekzotermik prosesdir. Ona görə də zaman keçdikcə aşındırıcının temperaturu dəyişəcək və zəif təsirli aşındırıcılarda bu, daha çox hiss ediləcək. Bundan başqa, yarımkeçiricinin səthi yaxınlığında və kənarlarında aşındırıcının tərkibi eyni olmayacaq.

Yarımkeçiricinin həcmi ilə müqayisədə daha böyük həcmli aşındırıcı götürmək lazımdır və o, daim qarışdırılmalıdır. Diqqətli qarışdırma yarımkeçiricinin səthinin ayrı-ayrı hissələrinin həddindən çox qızmasının qarşısını alır ki, bu da seçilmiş hissəni tez aşınmadan saxlayır və uyğun olaraq, kələ-kötür və girinti-çixıntıların meydana gəlməsini məhdudlaşdırır. Aşındırıcılardan istifadə etməklə pəzəkəllilik numunənin hazırlanması onun sabit sürətlə daxil edilməsini tələb edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Броудай И. Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. Перевод под ред. А.В. Шальнова. М.: Мир. 1985, 484 с.
2. Бурмистров А.Н., Григорович С.Л., Марин К.Г. Исследование влияния различных стадий изготовления кремниевых пластин на плотность дефектов упаковки в кремниевых эпитаксиальных структурах со скрытыми диффузионными слоями//Электронная техника, сер. Матер.,1980, в.9 с.53-58.
3. Васильев В.Ю. Свойства осажденных из газовой фазы слоев борофосфоросиликатного стекла, используемых в технологии кремниевых интегральных микросхем//Физика и химия стекла. 2000, т.26,№1, с. 116-120.
4. Годжаев Э.М., Х.С.Халилова., Гусейнов Р.К., Гасанли Ш.М. Особенности распределения удельного сопротивления полупроводников толщине кремниевых пластин. // “Azərbaycan hava yolları” Milli Aviasiya Akademiyası ELMİ MƏSMUƏLƏR, 2007, Cild 9, N 4, səh.32-37.
5. Гулидов Д.И., Харламов В.Ю. Оптимизация резки кремния на плоскости (111) //Электронная промышленность, 1983, №10, с.38-41.

**EFFECT OF DEPOSITION AND HEAT TREATMENT REGIMES ON THE
ELECTRICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES**

OF HETEROJUNCTIONS p-Si/Cd_{1-x}Zn_xO

H.M. Mamedov, V.J. Mamedova, Kh.M. Ahmadova,

Sh.A. Shamilova, V.H. Safarov, G.I. Garibov

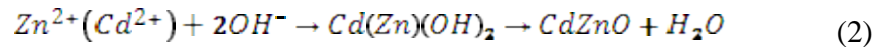
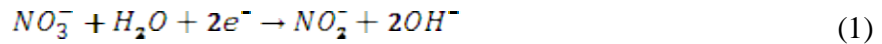
Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, Baku State University
mhhuseyng@gmail.com

ZnO is one of the most intensely studied metal oxides that exhibit wide bandgap (≈ 3.3 eV) at room temperature [1]. Because of its transparency to visible light, ZnO is already used as transparent conductive oxide in commercial applications, e.g. as front-contact in solar cells [2]. Furthermore, oxide semiconductors are commercially available materials with advantages of low cost, nontoxicity and high chemical stability [3]. CdO is conducting and transparent in the visible region with a direct band gap of 2.5 eV. Much more attention has been paid to the study of the electrical and optical properties of CdO thin films, and therefore they are useful for various applications, such as solar cells, gas sensors, low-emissivity windows, wear resistant applications, flat panel displays and thin-film resistors [4-6]. However, cadmium oxide is characterized by a much lower resistivity. Therefore, the resistivity of ZnO can be decrease by alloying with CdO to have low resistivity front-contact for solar cells. Creation of solid solutions on the basis of various metal oxides allows changing physical properties and bandgap of thin films that is actual at designing of photonic devices with high performance in various spectral ranges [7].

A variety of methods have been reported for the preparation of CdO–ZnO alloy films such as molecular beam epitaxy [8], sol–gel process [9] and spray pyrolysis [10]. Among these methods, electrodeposition is an attractive method to obtain these kinds of films, which is well known for its simplicity, reproducibility and possibility of producing cheap large-area films. Although pure ZnO and CdO films have been studied by many research groups, a compound semiconductor of ZnO and CdO, that is to say, Cd_{1-x}Zn_xO has seldom been studied.

In this paper we demonstrate Cd_{1-x}Zn_xO based heterojunction using p-type Si as substrate. The purpose of the given work is the investigation of electric and photoelectrical properties of heterojunctions n-Cd_{0.4}Zn_{0.6}O/p-Si deposited by electrochemical way, depending on the deposition and heat treatment regimes.

The electrochemical deposition has been performed with a three electrode configuration: graphite as anode, Ag/AgCl₃ electrode as reference electrode and glass/p-Si thin films (200 nm) as cathode. Total area of working electrodes (cathode) was 1×1 cm². The glass/p-Si substrates were cleaned with ethanol, acetone and deionized water and then dried in flowing N₂. At electrodeposition we used the high purity zinc and cadmium salts. The electrodeposition was carried out potentiostatically at -0.9, -1.2 V, -1.28 V and -1.35 V vs. Ag/AgCl for 1-2 hour. The mechanism of electrodepositing Cd_{1-x}Zn_xO from an aqueous solution containing Zn²⁺ and Cd²⁺ ions is the reduction of an oxygen precursor at the interface of electrode and precursor solutions. The generated hydroxide ions then react chemically with the Zn²⁺ and Cd²⁺ ions in the solution to form zinc and cadmium hydroxide depositing at the cathode. Commonly, three kinds of oxygen precursors, i.e., nitrate ions, dissolved molecular oxygen, and hydrogen peroxide, are employed. In the present study, nitrate ions-based oxygen precursor was chosen. The chemical reaction can be expressed as follows:



Dark I-V characteristics and SEM surface images of n-Cd_{0.4}Zn_{0.6}O/p-Si heterojunctions depending on the cathode potential are presented in Fig. 1.

According to the top-view SEM images (Figure 1, appendix), the surface of electrodeposited Cd_{0.4}Zn_{0.6}O films more rough and non-homogenous deposited at -0.9 V. The morphology of films changes from non-homogenous surface to nano-granular structures with increasing the deposition potential up to -1.2 ÷ -1.28 V and then (≥ -1.3 V) to micro-granular arrays. It indicated that the applied potentials exhibited more influence on the morphology and structures of top layer of Cd_{0.4}Zn_{0.6}O films.

Forward current of heterojunctions can be described by equation:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{eU}{nkT}\right) \quad (3)$$

Here, J_0 is the saturation current density, U is the applied voltage, e is the electron charge, n is the ideality factor, k is the Boltzmann constant, and T is the temperature.

It is found that the mechanism of current passage through the heterojunctions essentially changes with increasing deposition potential from -0.9 V to -1,28 V: recombination currents sharply decrease, which shows the reduction of defects and decreasing of the series resistance of films (Figure 2).

As seen from figure, films with nano-structured surface, which deposited at -1,2÷-1,28 V, shows good rectification ($k=30-40$). The ideality factor of heterojunctions deduced from semi-logarithm I-V plot was decreased up to $n= 1.8$. This high value of ideality factor suggests the domination of recombination process in these devices which occurs in the junction region.

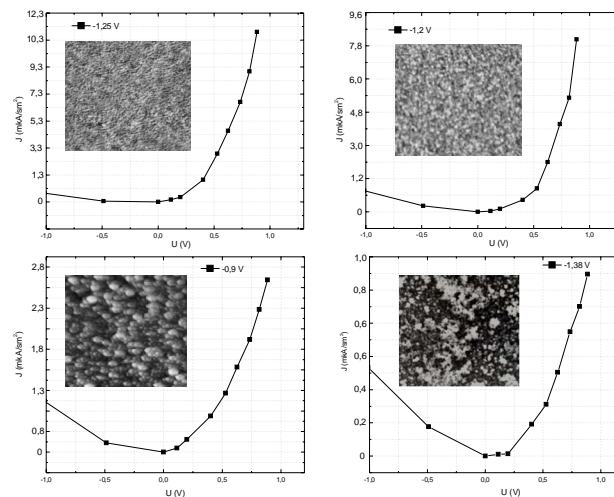


Fig. 1. Dark J-V curves and SEM images of Cd_{0.4}Zn_{0.6}O/p-Si heterojunctions deposited at different values of cathode potential.

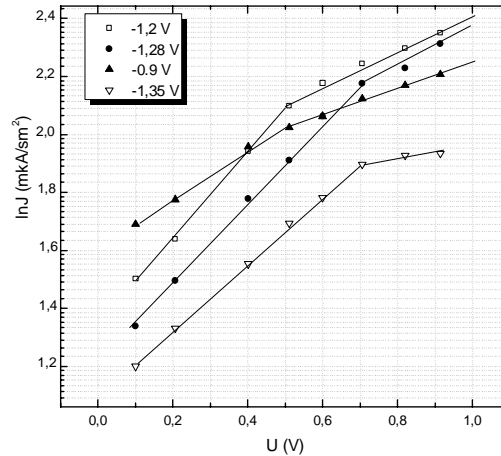


Fig. 2. Semilogarithmic plot of forward bias of J-V curves for heterojunctions n-Cd_{0.4}Zn_{0.6}O/p-Si.

We also studied the effect of films surface morphology on the photoelectric properties of these heterojunctions. Figure 3 shows the room temperature photoresponse curves of the Cd_{0.4}Zn_{0.6}O/p-Si heterojunctions deposited at different values of cathode potential. There occurs a reconstruction of the photosensitivity spectrum with increasing deposition potential up to -1,2 V. As the deposition potential increased from -0.9 V to -1,28 V, photosensitivity at $\lambda_m = 0.36 \mu\text{m}$. The near infrared photosensitivity falloff for all heterojunctions indicated Si absorber band gaps of 1.1 eV. Under AM1.5 conditions the maximal values of open-circuit voltage, short-circuit current, fill factor and efficiency of our best cell, were $V_{oc} = 202 \text{ mV}$, $J_{sc} = 1.3 \text{ mA/cm}^2$, $FF = 0.4$ and $\eta = 1.7 \%$, respectively.

The value of short-circuit-photocurrent varies nonmonotonically with HT duration. Initially, J_{sc} increases with duration, reaches a maximum value and at >11 min, decreases drastically. After the HT at 500-560⁰C for 11 min in argon atmosphere photoelectric parameters of junctions were $V_{oc}=240 \text{ mV}$, $J_{sc}=2.5 \text{ mA/cm}^2$, $FF = 0.46$ and $\eta=2.6 \%$, respectively.

Thus, electrical and photoelectrical parameters of Cd_{0.4}Zn_{0.6}O/p-Si heterojunctions can be controlled by deposition potential and the HT condition.

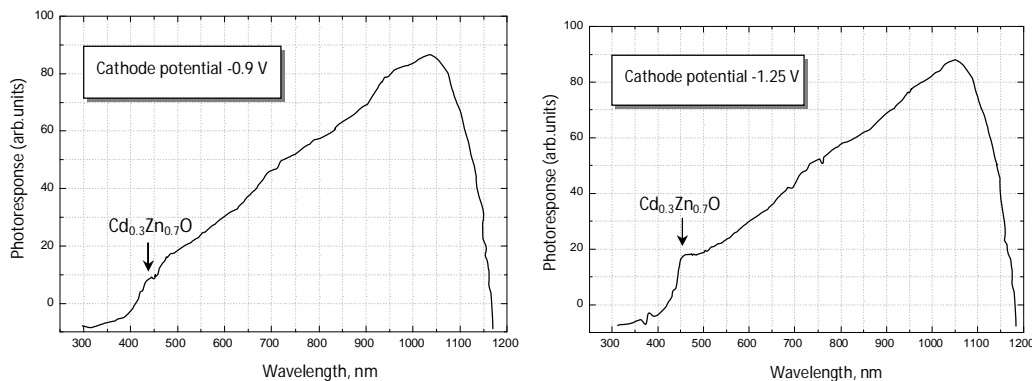


Fig. 3. Plots of photoresponse against wavelength for Cd_{0.4}Zn_{0.6}O/p-Si heterojunctions before HT depending on the cathode potential

REFERENCES

1. Djurisic A. B., Ng A. M. C., Chen X. Y., Prog. Quant. Electron., 2010, 34, 191-259.
2. Ko S. H., Lee D., Kang H. W., Nam K. H., Yeo J. Y., Hong S. J., Grigoropoulos C. P., Sung H. J., Nano Letters, 2011, 11, 666-671.
3. Chen L., Ye Z., Ma D., Zhao B., Lin C. and Zhu L., J. Cryst. Growth, 2005, 274, 458-461.
4. Ismail R. A., Abdulrazaq O. A., Sol. Energy Mater. Sol. Cells, 2007, 91, 903-907
5. Mane R. S., Pathan H. M., Lokhande C. D. and Han S.H., Sol.Energy, 2006, 80, 185-190.
6. Vigil O., Vaillant L., Cruz F., Santana G., Morales-Acevedoc A. and Contreras-Puente G., Thin Solid Films, 2000, 361-362, 53-57.
7. Wang F., Ye Z., Ma D., Zhu L. and Zhuge F., J. Cryst. Growth, 2005, 283, 373-377.
8. Tortosa M., Mollar M. and Mari B., J. Cryst. Growth, 2007, 304, 97-101.
9. Sadofev S., Blumstengel S., Cui J., Puls J., Rogaschewski S., Schoafer P. and Henneberger F., Appl. Phys. Lett., 2006, 89, 201907-9
10. Torres-Delgado G., Zuniga-Romero C.I., Jimenez-Sandoval O., Castanedo-Perez R., Chao B. and Jimenez-Sandoval S., Adv. Funct. Mater., 2002, 12, 129-131.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СЛАБЫХ И СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

С.Н. Сармасов, Р.Ш.Рагимов, Е.М. Магеррамов

Бакинский Государственный Университет

ssarmasov@rambler.ru

Рассмотрена зависимость электропроводности пленок различной толщины от температуры и электрического поля. Зависимость проводимости от температуры и поля можно объяснить как термоэлектронной эмиссией, так и моделью Нейгебауэра и Вебба.

Исследование физических процессов, протекающих в тонких пленках металлов, полупроводников и диэлектриков, представляет большой научный и практический интерес. Тонкие пленки широко используются в микроэлектронике и других областях новой техники. Их отличительной особенностью является конечность толщины, которая может играть решающую роль во многих физических процессах, и по своей структуре тонкие пленки отличаются от массивных материалов. На их формирование большое влияние оказывают не только технология нанесения, а также материал и структура подложки.

В слабых электрических полях скорость дрейфа носителей заряда значительно меньше скорости их теплового хаотического движения. Поэтому распределение носителей заряда по энергетическим уровням будет соответствовать температуре кристаллической решетки. В сильных электрических полях скорость дрейфа носителей заряда соизмерима со скоростью их теплового движения, а значит, в сильных полях носители заряда на длине

свободного пробега λ приобретают энергии, соответствующие кинетическим энергиям теплового хаотического движения [1]. В результате носители заряда распределяются по энергетическим уровням, соответствующим более высоким температурам, чем температура кристаллической решетки (или равной ей), которая практически не изменяется [2].

Методом магнетронного ионного распыления нами получены металлические пленки платины и никеля различной толщины при помощи разряда в среде аргона и кислорода на постоянном токе. Расстояние между подложкой и мишенью варьировалось в пределах 3-11см, при этом напряжение изменялось от 200 до 600 В. Исследовались электропроводность несплошных платиновых пленок различной толщины в зависимости от температуры и изменение электропроводности при различных температурах в зависимости от приложенного поля.

На рис.1 представлена экспоненциальная зависимость проводимости от температуры и рост энергии активации при уменьшении толщины пленки, полагая диэлектрическую проницаемость ϵ равной 3 (среднее значение для вакуума и стекла), для тонких пленок равным 8\AA , а для толстых r равно 25\AA . Эти значения хорошо согласуются с представлениями о толстых пленках. Чем мельче частицы, тем больше энергия активации, и чем больше расстояния между частицами, тем меньше вероятность туннелирования. Величины частиц, а также зазор между ними обычно больше для менее тугоплавких материалов, более высокой температуры осаждения и более гладких подложек.

Таким образом, при заданных условиях осаждения можно оценить проводимость гранулированных пленок. В сильных электрических полях проводимость становится неомичной, что особенно заметно при низких температурах и подчиняется зависимости $\exp\sqrt{E}$ (рис.2)

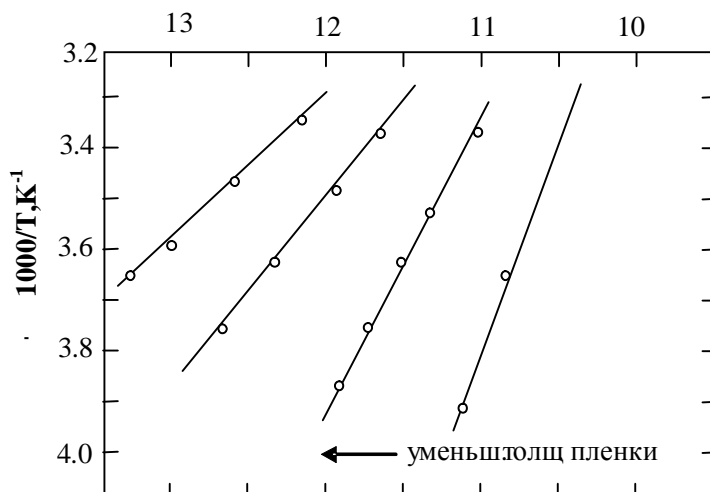


Рис 1. Изменение электропроводности несплошных платиновых пленок различной толщины в зависимости от температуры.

Зависимость электропроводности от температуры и электрического поля можно объяснить как термоэлектронной эмиссией, так и моделью Нейгебауэра и Вебба [3]. Эта модель хорошо объясняет большую часть общих характеристик проводимости гранулированных пленок; величина проводимости, вычисленная в предположении типичной геометрической конфигурации частиц, получается меньше наблюдаемой на

опыте. Это говорит о том, что туннельный промежуток короче расстояния между частицами, и видимо, свидетельствует об определенной роли примесей подложки и ловушек

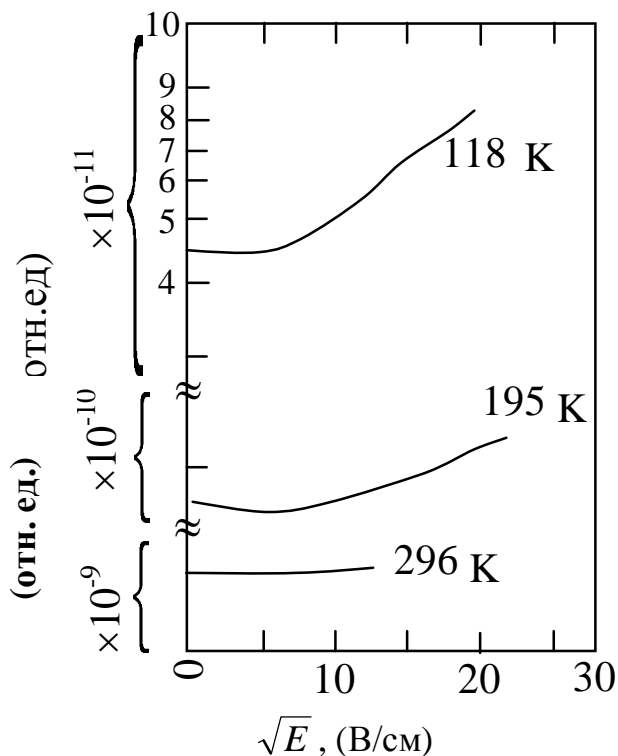


Рис 2. Изменение электропроводности несплошных никелевых пленок при различных температурах в зависимости от \sqrt{E} (E-приложенное поле).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Нифтиев, О.Б. Тагиев. Влияние сильного электрического поля на электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$, $MnIn_2S_4$ и $MnGaInS_4$. Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 9. С. 1172-1174
2. Чопра К.Л. Электрические явления в тонких пленках. М.: Мир, 1972, 436 с.
3. Neugebauer С.А., Webb М.В. Electrical conduction mechanism in ultrathin evaporated metal films.// J. Appl. Phys. 1982, v.33., p. 74–82.

ASPE+xhəc.%In₂Se₃ KOMPOZİTLƏRİNİN ELEKTRET XASSƏLƏRİ

R. A. Bayramov

Gəncə Dövlət Universiteti

bayramov.ruslan86@mail.ru

Bəllidir ki, elektret almaq üçün elektrik sahəsində yerləşdirilmiş dielektrik müəyyən xarici təsirə məruz qalır və bu təsir nəticəsində yüklü hissəciklərin (elektronlar və ionlar) miqrasiyası baş verir. Həmin təsirlər qızdırma, işıqlandırma, maqnit sahəsi, mexaniki gərginlik, radioaktiv şüalanma və s. ola bilər [1-3]. Təqdim olunan işdə ASPE+xhəc.%In₂Se₃ kompozitlərinin elektret xassələrinin tədqiqindən alınmış nəticələr barədə məlumat verilir. Tədqiqat üçün nümunələr [4]-də təsvir olunan qaydada aparılmışdır.

Həmin nümunələrdən tac boşalması ilə elektretlərin alınma sxemi [4] işində verilib. Həmin qurğudan istifadə etməklə kompensasiyaedici gərginlik ölçülür və yüklərin səthi sıxlıqları hesablanır.

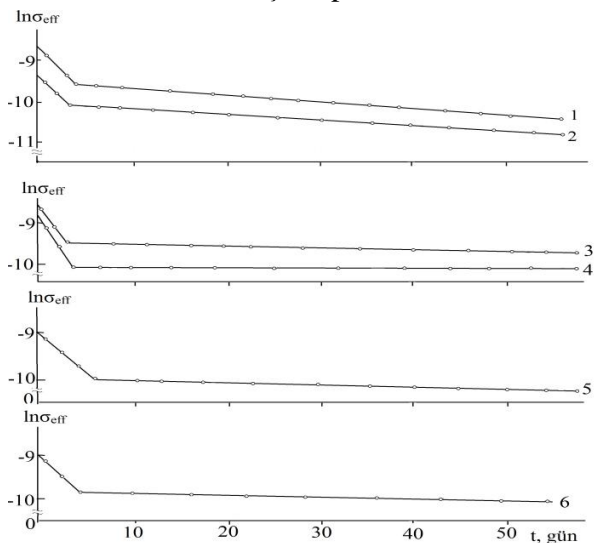
$$\sigma_{eff} = \frac{\epsilon\epsilon_0 U_k}{d} \quad (1)$$

düsturu vasitəsi ilə hesablanır. Burada σ_{eff} - yüklərin səthi sıxlıqları(Kl/m²), ϵ - nümunənin dielektrik nüfuzluğu, ϵ_0 - elektrik sabiti (8.85·10⁻¹²F/m), U_k -kompensasiyaedici gərginlik(V), d- elektret nümunənin qalınlığıdır(m). $\sigma_{eff} = \tau(\tau_{sax})$ şəklində ifadə olunmuş eksperimental nəticələrin işlənməsinə əsasən

$$\tau = \frac{t_{sax1} - t_{sax2}}{\ln \sigma_{sax2} - \ln \sigma_{sax1}} \quad (2)$$

Tədqiqat ASPE+xhəc.%In₂Se₃ kompozitlərinin x=0, 1, 3, 5, 7 və 10 qiymətlərinə müvafiq olan nümunələrində aparılmışdır. Alınmış nəticələrin təhlili göstərir ki, təmiz polimer əsasında alınmış elektretin yaşama müddəti 78 gün, tərkibində 1həc% In₂Se₃ olan nümunə əsaslı elektretin yaşama müddəti 48 gün, x=3 qiymətinə uyğun kompozit əsasında elektretin yaşama müddəti 400 gün, x=5həc% In₂Se₃ əlavəli kompozit əsaslı elektretin yaşama müddəti isə kifayət qədər yüksək-1194 gün olur. Əlavənin miqdarı 7 və 10% olan elektretlərin yaşama müddətləri müvafiq olaraq, 178 və 154 gün təşkil edir. Nəticələrin təhlili göstərir ki, aşağı sıxlıqlı polietilenə 5həc%In₂Se₃ yarımkeçirici birləşməsindən əlavə edildikdə alınmış kompozit əsasında elektretin yaşama müddəti təmiz polimerin yaşama müddətindən 4 dəfə çox olur. Bu isə o deməkdir ki polimerlərə vurulmuş əlavələrin miqdarını idarə etməklə kifayət qədər yüksək yaşama müddətinə malik yeni tərkibli elektret almaq mümkündür.

Elektretləri yüklərinin relaksasiyası və polyarlaşması bu kəmiyyətlərin qeyri tarazlıq xarakteri ilə əlaqədardır. Zaman keçdikcə dipolların istiqamətlənmiş dəyişməsi, polyarlaşmış bağlı yüklərin məxsusi daşıyıcıları ilə ekranlaşması qeyri tarazlıq daşıyıcılarının məxsusi



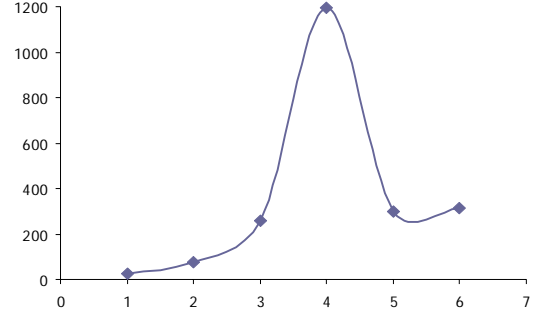
Şək.1.ASPE+xhəc.%In₂Se₃ kompozitlərində yükərin səthi sıxlıqlarının saxlama müddətindən asılılığı; 1-x=0; 2-x=1; 3-x=3;4-x=5; 5-x=7; 6-x=10

elektrik sahəsində dreyfi və bir sıra digər proseslər daxili və xarici elektrik sahələrinin və elektretin səth potensialının tədricən yoxa çıxmasına gətirir.

Relaksasiya, verilmiş materialın elektret halının təbiətindən, onun strukturundan, ətraf mühitin şəraitindən (temperaturundan, rütubətdən, ionlaşdırıcı şüalanmanın mövcudluğundan, mexaniki gərginlikən, mikroorqanizmlərdən və s.) asılıdır [4]. Dipol oriyentasiyalı polyarlaşmış elektretlərdə relaksasiya, əsasən iki amildən asılıdır. Əgər dielektriklərdə məxsusi daşıyıcılar yoxdursa və onların kontakt elektrodlardan injeksiyası qeyri mümkündürsə, onda relaksasiyanın yeganə mexanizmi dipolların istiqamətlənməsinin pozulmasına səbəb olur. Bu halda daxili elektrik sahəsi, qeyri tarazlıqlı polyarlaşmaya uyğun gələn qrupların dipol momentlərinin əksinə yönəlir. Ona görə də bu daxili sahə o dipolların istiqamətlənməsini pozmağa çalışır. Qeyd edək ki, bu daxili sahə dipolların istiqamətlənməsi hesabına yaranır, digər tərəfdən də bu istiqamətlənməni pozmağa çalışır. Yəni, nəticədə öz-özünü məhv edir. Bu da qeyri tarazlıq halının xarakterik xüsusiyyətidir.

Verilmiş temperaturda dipol qruplarının yürüklüyünün olmaması dipolların formasına maneçilik törədir. Dipol qruplarının yürüklüyünün olmamasını birmənalı qəbul etmək olmaz. Prosesin statik xarakter daşdığına nəzərə almalıyıq-çox böyük gözləmə müddətindən daha çox müddəti ərzində fluktasiyalar baş verə bilər. Bu zaman bu və ya digər qrup müəyyən bucaq altında dönə bilər. Ona görə istənilən mütləq sıfırdan fərqli temperaturlarda dipol qruplarının istiqamətlənməsinin pozulması prosesi çox yavaş baş verir. Məhz bu amil elektretlərin aylarla və hətta illərlə mövcudluğunun səbəbidir. Temperaturun artması ilə dipolların yürüklüyü və ayrı-ayrı dipolların istiqamətlənməsinin dəyişməsi ehtimalı artır. Relaksasiya oblastunda isə məsələn, polimerin şüşələşməsi zamanı bütün dipollar fırlanma momenti qazanırlar. Ona görə də polyarlaşmanın relaksasiyası onlarla, yüzlərlə, min dəfələrlə sürətlənir.

Əgər dielektriklərdə çox kiçik konsentrasiyalı məxsusi yükdaşıyıcılar vardırırsa, onlar elektretin daxili sahəsində hərəkət edərək, səthlərdə yığılır, ekranlaşır və ya istiqamətlənmiş dipolların bağlı yüklərini kompensə edirlər. Dipolların özlərinin istiqamətlənmiş halda qalmalarına baxmayaraq, dielektrikin polyarlaşması yox olur, relaksasiya baş verir. Həqiqi istiqamətlənmiş polyarlaşmış elektretlərin istifadə müddətini artırmaq üçün nümunələrin qısa qapanmasından istifadə olunur. Bu zaman nümunənin daxilində elektrik sahəsi sıfıra bərabər olur. Bu isə relaksasiyanı nəzərə çarpacaq dərəcədə zəiflədir. Əvvəllər mumdan hazırlanmış qalın elektret lövhələr metallik folqaya bükülürdü. Yükün və potensialın relaksasiyası xarici amillərin, hər şeydən əvvəl temperatur və rütubətin təsiri ilə sürətlənir. Temperaturun təsiri relaksasiya mexanizmindən və elektret halının təbiətindən asılı olaraq müxtəlif cür izah olunur. Məsələn, əgər relaksasiya dipolların ekranlaşması və ya məxsusi yüklərin qeyri taraz müdaxiləsi ilə baş verirsə, temperaturun təsiretmə səbəbi məxsusi yüklərin konsentrasiyasının temperatur artdıqca artmasıdır, bu halda ion dielektriklərdə ionların yürüklükləri əhəmiyyətli dərəcədə artır. Bu dipol polyarlaşmasına uğramış dipol momentinə malik olub, elektret effekti üçün qrupların, seqmentlərin və digər kinetik vahidlərin istilik hərəkətlərinin intensivliklərinin temperatur artdıqca artması ilə əlaqədardır. Polyarlaşmanın relaksasiyası relaksasiya və faza keçidi oblastlarında yüksək sürətlə baş verir, bu zaman bu və ya digər kinetik vahidlərin yürüklükləri



Şəkil.2. ASPE+xhəc.%In₂Se₃ polimer kompozitlərinin yaşama müddətlərinin In₂Se₃ doldurucusunun həcmi tərkibindən asılılığı, burada 1-x=0; 2-x=1; 3-x=3; 4-x=5; 5-x=7; 6-x=10

artırır. Əgər elektret tələlər tərəfindən tutulmuş əlavə yüklərdən təşkil olunmuşdursa, onların tələlərdə saxlanma müddətləri τ_t temperaturdan və tələlərin dərinliyindən asılı olur.

Yükdaşıyıcıların tələlərdən azadolma tezliyi

$$\omega_t = \frac{1}{\tau_t}, \quad (3)$$

Bolsman qanununa görə təyin edilir.

$$\omega_t = \omega_{t0} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (4)$$

burada, ω_{t0} - tezlik amili, E_a -tələnin energetik dərinliyidir. Tələdən çıxan yükdaşıyıcılar elektretin daxili sahəsində hərəkət edir. Bu zaman o, işarəcə əks olan qarşı elektroda keçə və digər tələlər

tərəfindən təkrar tutula da bilər. τ_t təkrar tutulma müddəti adlanır. τ və τ_t çox geniş intervalda dəyişə bilər, tələlərin konsentrasiyasından, tutma kəsiklərdən və s. amillərdən asılı olur.

Qeyri taraz materiallarda, məsələn, polimerlərdə müxtəlif dərinlikli və müxtəlif tezlik amilli çoxsaylı tələlər mövcuddur. Aktivləşmə enerjisi və tezlik geniş qiymətlər intervalında kvazi-kəsilməz paylanır. Amma çox zaman aktivləşmə enerjiləri bir neçə xarakterik qiymətlər ətrafında qruplaşırlar ki, bu da kobud yaxınlaşmada bir və ya bir neçə tələlər modelindən istifadə etməyə əsas verir. Sonuncu düsturdan görüldüyü kimi azad etmə tezliyi temperaturdan asılı olaraq eksponensial qanunla artır, buna müvafiq olaraq, tutma müddəti azalır. Hətta dərin tələlərdən belə yükdaşıyıcıların azad olması başlayır və onlar öz məxsusi elektrik sahəsində dreyf hərəkəti edərək, elektret halının relaksasiyasına səbəb olurlar. Polyarlaşmada olduğu kimi qeyri taraz hal özünü dağdır. Relaksasiya artdıqca, sahə zəifləyir, nümunənin qeyri taraz yükləri yox olur. Aydın ki, bu proses dönməyən olur. Kombinə olunmuş elektretlərdə həm injeksiya yükdaşıyıcıları, həm də məxsusi keçiriciliklə əlaqədar olaraq, relaksasiyasının müxtəlif mexanizmləri müşahidə oluna bilər. Belə elektretlər adətən xüsusi olaraq alınmır, materialın elektriclənməsi prosesinin təsadüfi nəticələri kimi meydana çıxır.

ƏDƏBİYYAT

1. Həsənlı Ş.M. İmanova A.Y. Si və PP əsaslı nazik təbəqəli kompozitlərin elektrik xassələri // Azerbaijan jurnal of Phisycs. V.XVI N2 series: En. June,2010, pp.93-95.
2. Галиханов М.Ф., Козлов А.А., Дебердеев Р.Я. Влияние природы субстрата на электретные свойства двухслойных полимерных пленок // Изв. Вызов. Матер. Электрон. техн., №1, 2005, стр. 47-49.
3. Гамидов Э.М., Магеррамов А.М., Нуриев М.А., Гаджиева Н.Н., Оруджова С.А., Садыгов Х.А., Гаджиева Е.Г. Влияние поверхностной энергии подложки на электретный заряд тонких полимерных пленок // Вакі.: Elm., Fizika-2007, АМЕА. Г. №5, 2007., стр. 103-107.
4. Годжаев Э.М., Набиев Н.С., Зейналов Ш.А., Османова С.С., Аллахъяров Э.А., Гасанова А.Г. Исследования спектров флуоресценции и диэлектрических свойств композитов ПЭВП+хоб.% TlGaSe₂// Электронная обработка материалов, № 3, 2013, с. 14-18

LANTANOİD ƏSASLI BƏRK MƏHLUL KRİSTALLARI VƏ

ONLARIN ALINMASI

M.B. Cəfərov, N.Ə. Verdiyeva

Gəncə Dövlət Universiteti

Bərk cisim elektronika və fizika yeni yarımkeçirici materialların axtarışını, həm də mövcud materialların fiziki xassələrinin daha ətraflı öyrənilməsinə tələb edir. Bu baxımdan son zamanlar bərk məhlulların elektrik və istilik xassələrinin tədqiqinə maraq xeyli artmışdır. Bu birləşmələr və onlar əsasında alınan bərk məhlullar əsasında yaxın infraqırmızı şüalanma, rentgen, qamma, neytron şüalanmalarının detektorları, günəş enerji çeviriciləri, termoelementlər, yaddaşlı çeviricilər və s. kimi cihazlar işlənilib hazırlanmışdır. Ln və In atomları $TlLnX_2^{VI}$ və $TlInX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə üç-valentlidirlər və onların ion radiusları yaxındır. Ona görə də $TlInX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə indium atomlarının tədricən lantanoid atomları ilə əvəz edilməsi yeni yarımkeçirici xassəli və daha geniş xassələr spektrinə malik birləşmə və bərk məhlullar əldə etmək imkanı yaradır.

Keyfiyyətə yeni nəticələr əldə etmək məqsədi ilə bərk məhlul kristallarının alınma, monokristallarının yetişdirilmə texnologiyalarının təkmilləşdirilməsi, fiziki xassələrinin hərtərəfli tədqiqi və alınmış materialların mümkün təbii sahələrinin müəyyənləşdirilməsi yarımkeçiricilər fizikası üçün xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

Lantanoidlər elementlərin dövrü sisteminin 6-cı dövründə lantandan sonra yerləşən 14 kimyəvi elementdən ibarət fəsilədir. Lantanoidlərin qismən dolmağa başlayan 4f- təbəqəsinin olması və həmçinin bu birləşmələrin spesifik maqnit xassələri onları elm və texnikanın müxtəlif sahələri üçün perspektivli edir [1, 2].

Əksər elementlərdə 4f- təbəqəsi atomda kifayət qədər dərinə yerləşdiyindən və onunla bağlı maqnit momenti tamamilə lokallaşmış olur. Lantanoidlərin elektron quruluşlarının xüsusiyyətləri onların daxil olduqları kristal qəfəsin xassələrinin kəskin dəyişməsinə səbəb olur. Lantanoid ionlarına üçvalentlilik daha çox xarakterikdir və onların aşağıdakı xüsusiyyətləri daha xarakterikdir.

1. Lantanoidlərin elektron xassələrini müəyyən edən 4f elektronları dolmuş $5s^25p^6$ – təbəqələr ilə digər ionların təsirlərindən ekranlaşmış vəziyyətdə olduğundan onlara digər atomların güclü təsiri yaranmır.

2. Elementin 4f –təbəqəsinin elektronlarının spinorbital təsirləri digər qarşılıqlı təsirlərə nəzərən daha güclüdür.

Lantanoid sırası daxilində kristallik quruluş ardıcılığında lantandan başlayaraq lütesiuma qədər bir sıra maraqlı xüsusiyyətlər aşkara çıxır. Bərk fazada metallar üçün bütün üç normal metallik modifikasiya, sıx kipləşmiş ikili heksaqonal struktur və həmçinin sm-tipli struktur müşahidə olunur.

Ədəbiyyatda [3, 4] müəyyən olunmuşdur ki, yevropium və itterbium müstəsna olmaqla, lantanoidlərin atom həcmi və orta ion radiusu atom nömrəsinin artımı ilə müntəzəm azalır və bu effekt lantanoid sıxılması adlanır. Yaranan bu effekt 4f-elektronlarının digər elektronlarla natamam ekranlanması ilə əlaqədardır. Yevropium müstəsna olmaqla, bütün lantanoidlər normal temperaturlarda üç tip atom layından ibarət struktur blokları ardıcılığı kimi təsəvvür oluna bilən sıx kipləşmiş struktura malikdirlər. Aydın ki, bu layların hər biri digər laylarla translyasiya ilə əlaqədardır. Ağır elementlərin qəfəs parametrləri, qadolinium və itterbium müstəsna olmaqla, lantanoid sıxılması ilə kifayət qədər yaxşı uzlaşırlar. Qadoliniumun qəfəs parametrlərinin anomal qiymətləri, bu metalın digər lantanoidlərdən fərqli otaq temperaturunda ferromaqnit nizamlılığına malik olması faktı ilə əlaqəlidir. Kristalloqrafik oxların c/a nisbəti ağır lantanoidlərdə Gd üçün

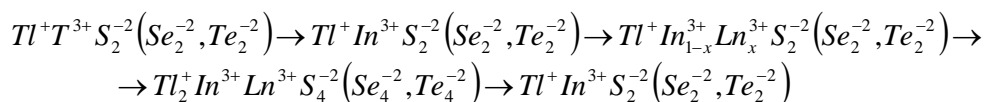
1,590-dan Lu üçün 1,586-ya kimi Ho və Tm arasında təxminən 1,571 tərtibində minimumdan keçərək dəyişir. Nisbətlərin bu qiymətləri sıx kipləşmiş sfera üçün $c/a=(8/3)^{1/2}=1,633$ -ideal qiymətindən bir qədər azdır.

La, Pr və Nd otaq temperaturunda ikili heksaqonal struktura və $PG_3/mmc(D_{6h}^4)$ fəza qrupuna malikdirlər. Bununla belə, bir qədər yüksək temperaturlarda lantan $Fm3m(O_n^3)$ fəza qrupuna malik, üzlərdə mərkəzləşmiş kubik modifikasiyaya malik olur. Samarium ancaq bu elementə xas olan $R3m$ fəza qrupuna aid romboedrik struktura malik olur ki, buna da yüksək təzyiqlə məruz qalmış lantanoid ərintiləri və metallarda rast gəlinir.

Yevropium və itterbium elementlərində müntəzəm lantanoid sıxılmasından böyük kənarçıxmalar müşahidə olunur. Təmiz lantanoidlərin strukturları bütün sıra boyunca lantandan başlayaraq lütesiuma qədər sistemə dəyişir. Ağır və yüngül lantanoidlərin müvafiq ərintilərində aralıq strukturlar əldə etmək olur ki, bu ərintilərin strukturu ilkin komponentlərin strukturları arasında aralıq mövqə tutur.

Lantanoidlərin, xüsusən də yarıdan artıq dolmuş 4f –təbəqəli lantanoidlərin bir çox xassələri ionların maqnit momentlərinin qarşılıqlı təsirinə əsaslanır. Adətən fərz olunur ki, 4f –təbəqələri kifayət qədər kompaktırlar və onlara yaxın yerləşmiş 5s5p –təbəqələri ilə yaxşı ekranlaşmışlar, ona görə də 4f- elektronlarının qonşu ionları əhatə etməsi imkanı praktiki yoxdur. Ona görə də 6s6p5d –elektronları və həmçinin qapalı 5s5p –təbəqələrinin elektronlarının iştirakı ilə əlavə təsirlər meydana çıxır. Ən kənar 6s6p5d- elektronları keçirici zona əmələ gətirirlər ki, bu da lantanoid ionlarına bərk cisimlərdə üçvalentlilik verir. Bu təbəqənin xüsusiyyətləri ionlar arasındakı qarşılıqlı təsirlərdə həlledici rol oynayır və onların maqnit xassələrini müəyyənləşdirir. Başqa metallarda olduğu kimi onlar həmçinin lantanoidlər və onların daxil olduqları birləşmə və bərk məhlulların elektrik, optik xassələrini formalaşdırır, daşınma hadisələrində mühüm rol oynayırlar.

TlSe-Tl₂Se₂ tipli qəfəslərdə yarımkeçirici parametrləri idarə etmək məqsədi ilə üçvalentli tallium atomlarını digər atomlarla əvəz etmək böyük maraq kəsb edir. Lantanoid atomları bərk cisimlərə də adətən üçvalentlilik göstərirlər, onların ion radiusları da indium ionlarının radiuslarına yaxındır. Ona görə də TlSe qəfəslərində uyğun əvəzləməni həyata keçirməklə aşağıdakı sxem üzrə yeni birləşmə və bərk məhlullar alınmışdır [5].



Bu birləşmələrdə halkogenid atomlarının xarici elektron təbəqəsi Tl-un 6p¹, indiumun 5s²5p¹ və lantanoidlərin 5d¹5s² – elektronları hesabına neytral arqon, kripton və ksenona kimi tamamlanır. Rasional əvəzləmə prinsipi əsasında alınan TlInTe₂-TlLnTe₂ üçqat birləşmələri [6, 7] işlərdə tədqiq olunaraq müəyyən olunmuşdur ki, bu sistemlərdə ilkin komponentlər əsasında geniş həllolma oblastları da müşahidə olunur və 1:1, dördqat birləşmələr yaranır.

Maddələrin təmizliyini yüksəltmək, monokristallar yetişdirmək və aşqarlamaq üçün əsas metodlardan biri məhlullardan kristallaşmadır. Monokristalların keyfiyyəti onlar əsasında hazırlanan yarımkeçirici cihaz və elementlərin xüsusiyyətlərini müəyyən edir. Məhz ona görə də tələb olunan xassələrə malik yarımkeçirici element və cihaz hazırlamaq məqsədi ilə mürəkkəb monokristalların yetişdirilməsi texnologiyasının işlənilməsi, onlar əsasında yaradılan element və cihazların keyfiyyət və maya dəyərini müəyyənləşdirir.

Yarımkeçiricilərin sintezini 3 qrupa bölmək olar: düzxətli sintez metodları dolaylı yol ilə sintez metodları və qaz aparıcı reagentlər vasitəsi ilə qaz fazasında sintez. Vakuüm şəraitində

aparılan sintez 2 temperatur rejiminə bölünür. Qarşıya qoyulmuş məsələdən asılı olaraq tədqiqat işində düzxətli sintez metodundan istifadə etmişik. Bu metodun üstünlüyü sintezin prosesində stexometriyanı almağın çox asan olması, sintez üçün istifadə edilmiş cihazların mürəkkəb olmaması, alınan nümunənin yüksək təmizliyə malik olmasıdır. Bir temperaturu bir xətti sintez yalnız bircins tarazlıq şəraitində əmələ gələn birləşmələrdə istifadə olunur. Yəni tərkib təcrübi olaraq təzyiqdən asılı deyil və T-X diaqramını bilmək kifayətdir ki, müəyyən sistemi almaq üçün onun sintez rejimini seçəsen. Yuxarıda qeyd edilən sintez metodunun üstünlüklərindən biri də bu metodla perimetrik fazalar və birləşmələr almağın mümkün olmasıdır. Bu metodla yüksək ərimə temperaturuna malik olan birləşmələr və perimetrik fazaların disosiasiya təzyiqinə malik olan birləşmələri sintez etmək mümkündür.

Tədqiqat işində ilkin komponent olaraq 99,99 % təmizliyə malik *Tl*, 99,99 % *In*, 99,5% *Eu*, 99,99 % *S* elementləri götürülmüşdür. Sintez aparılması monokristalın yetişdirilmə kvars ampulalardan istifadə olunmuşdur. Ampulaları təmizləmək üçün onlara xrom qarışığı (bixromal kalini sulfat turşusunun $K_2Cr_2O_7 + H_2SO_4$) ya da HF plavikoy turşusu ilə təmizlənir. Təmizlənmiş ampulalara analitik tərzidə çəkilmiş komponentləri əlavə edib, ampula $1,33 \cdot 10^{-2}$ Pa təzyiqi alınana qədər vakuum şəraitini saxlanılır. Qeyd etmək lazımdır ki, $TlInSe_2$ və onun əsasında ərintilər almaq üçün sintez bir temperaturu silindrik formada olan diametri $(2,3-2,5) \cdot 10^{-2}$ m olan ovalaltı kvars ampulalardan istifadə etmişik. Ampulanın divarını qalınlığı $(0,1-0,2) \cdot 10^{-2}$ m və uzunluğu 0,15-1,20 m tərtibində olmuşdur.

Ərintini əritdikdən sonra onu vaxtaşırı qarışdıraraq ($\sim 3-4 \cdot 10^3$ san sürətlə) müəyyən temperaturda saxlanılır. Ondan sonra ampula maddə ilə bir yerdə 0.01-0.03 K/san sürəti ilə 100-150 K temperatura qədər soyudulur (Yəni sintez edilən maddənin ərimə temperaturundan aşağı). Sonra peç söndürülür və sintez olunan maddə söndürülmüş peçdə soyudulur.

$TlInS_2$ birləşmələrinin sintezi Bricmen Stokbarqer üsulu ilə aparılmışdır. Kvarts ampulalar uzunluğu 0,23-0,25 m və 0,05-0,1 m və diametri $(2,0-2,5) \cdot 10^{-2}$ m, $(5-10) \cdot 10^{-2}$ m vakuum şəraitində $10-15^\circ$ bucaq altında əyilmiş peçə yerləşdirilir. Elə yerləşdirmək lazımdır ki, ampulanın 1/3 hissəsi havada qalsın. Peçin qızdırma sürəti 0,16-0,20 K/san-dir. Nümunəni belə yerləşdirəndə halogenin buxarlarının bir hissəsi *Tl* və *In* ilə reaksiyaya girir, o biri hissəsi isə ampulanın soyuq hissəsində kondensasiya olunaraq təzədən reaksiya gedən hissəyə tökülür. Adətən halogen buxarının çoxluğu peçin isti hissəsində ampulada təzyiqi çoxaldır, nəticədə partlayışa şərait yaradır. Belə bir vəziyyəti aradan götürmək üçün biz ampulanın baş hissəsini diametrinin ölçüsü qədər irəli doğru əymişik. Belə bir hal halogen yığılması üçün müəyyən bir çökəklik əmələ gətirir. Bu da maye hala kondensasiya olunur və ampulanın içərisinə tökülür bilmir. Bu çökəklik peçin dibində $(2-3) \cdot 10^{-2}$ m məsafədədir. Belə bir vəziyyətdə halogen buxarlanır və reaksiya zonasına ampulada təzyiq aşağı düşəndə girir. Yəni halogen o hissəciklə reaksiyaya girir ki, hansı ki, reaksiya zonasında yerləşir. Komponentlərin bir-biri ilə əlaqəyə girmə reaksiyasında tədricən ampulanı peçin içərisinə yönəldirik. Ərintini periodik olaraq qarışdırmaq üçün ampulanı ox üzərində fırladaraq, ərintinin soyutması da söndürülmüş peçdə, ya da yavaş soyutma (0,016-0,05 K/san) proqramı ilə aparılırdı. Ərintini bu sürətlə 0,08-0,22 K/san soyutduqda xırda kristallik nümunələr əmələ gəlir. Digər tərəfdən sintez olunmuş kristalın ölçüləri soyutma sürətini azaltdıqda böyüyürlər. Təcrübə zamanı müəyyən temperaturlarda halogen atomlarının miqdarını nəzərə almaq lazımdır. Vakuumlaşmış ampulanı bir temperaturu elektrik peçə qoyuruq, təcrübənin davamlılığı empirik yolla müəyyən edilmişdir. Bu müddət 100-120 saat tərtibində olmuşdur. Əmələ gəlmiş birləşmələrin halogen tərkibini və strukturunu rentgen difraktometr üsulu ilə DRON-3 aparatında müəyyən olunmuşdur.

Mikrostruktur, diferensial-termik və rentgenofaza analizlərinin nəticələrinə əsasən $TlInS_2$ -

$TlEuS_2$ sistemlərinin hal diaqramları qurularaq bərk məhlul oblastı müəyyən olunmuşdur. $TlInS_2$ - $TlEuS_2$ -də otaq temperaturunda 9 mol.%-ə kimi, həll ola bilər. Hər iki sistemdə ilkin komponentlərin bərabər 1:1 nisbətlərində konqruent əriyən yeni dördqat birləşmələr Tl_2InEuS_4 və $Tl_2InEuSe_4$ alınır. Rentgenoqramların analizi göstərdi ki, $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlul birləşmələri ilkin $TlInS_2(Se_2)$ üçqat birləşmələri kimi tetraqonal sinqoniyada kristallaşırlar, lakin onların qəfəs parametrləri $TlInS_2(Se_2)$ -dən kəskin fərqlənirlər. Qəfəs parametrləri həllolma oblastlarında Veqard qanununa müvafiq olaraq tərkibdə $TlEuS_2(Se_2)$ birləşməsinin nisbi miqdarının artması ilə additivlik qanunu üzrə artır. $TlInS_2$ - $TlEuS_2$ sistemində bu oblast 0-9 mol.% $TlEuS_2$ -ni əhatə edir. Hər iki sistemdə göstərilən interval xaricində Veqard qanunundan kənara çıxmalar müşahidə olunmağa başlayır [8]. Rentgenoqramların təhlilindən aydın olur ki, $TlInS_2$ birləşməsindən $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlullarına keçdikcə tərkibdə yevropiumun nisbi miqdarının artması ilə elementar qəfəs parametrləri müəyyən həddə qədər xətti böyüyür. Bu da yevropium atomlarının ion radiuslarının indiumun ion radiusuna nisbətən daha böyük olmasından irəli gəlir. Tədqiq olunan tərkiblərdə ilkin komponent $TlInS_2$ birləşməsinə məxsus tetraqonal sinqoniya saxlanılır, elementar qəfəsdəki atomların sayı dəyişmir, bu da onu söyləməyə əsas verir ki, 0 ÷ 9 mol.% $TlEuS_2$ intervalında otaq temperaturunda $TlInS_2$ - $TlEuS_2$ sistemi mövcuddur. Rentgenoqramların tam təhlili göstərir ki, müəyyən həddə qədər bir elementar qəfəsə düşən atomların sayı da dəyişməz qalır və bu qənaətə gəlmək olar ki, $TlInS_2$ - $TlEuS_2$ sistemində otaq temperaturunda $TlInS_2$ tetraqonal qəfəsi əsasında 0 ÷ 9 mol.% $TlEuS_2$ intervalında $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ tərkibli bərk məhlullar mövcuddur.

ƏDƏBİYYAT

1. Годжаев Э.М. Структура, электронные и тепловые свойства сложных полупроводников на основе 5p и 4f элементов. Докт. дис. на соиск. ученой степени докт. физ.- мат. наук, Баку, ФИАН Аз.ССР, 1985, 341 с.
2. Бабанлы М.Б., Кулиев А.А. Исследование систем $TlGaSe_2$ - $TlGaTe_2$, $TlInSe_2$ - $TlInTe_2$. Азерб. хим. журн., 1977, №4, с.110-114
3. Зарбалиев М.М., Гахраманов Н.Ф., Сардарова Н.С., Гейдарова Г.А. Термоэлектрические свойства сплавов системы $TlInTe_2$ - $TlYbTe_2$. Технология и конструирование в электронной аппаратуре. Одесса. Украина, 2004, №2, с.62-64.
4. Зарбалиев М.М. Электрические свойства твердых растворов $TlIn_{1-x}Nd_xTe_2$ в слабых и сильных электрических полях. Физика. 1997. т.3. №3. с.30-34.
5. Зарбалиев М.М. Явление переноса заряда и тепла в системах $TlInS_2(Se_2, Te_2)$ - $TlLnS_2(Se_2, Te_2)$ / Дисс. на соиск. уч. степ. Докт. физ.-мат. наук. Баку, БГУ, 2001, - 284 с.
6. Годжаев Э.М., Зарбалиев М.М, Мамедов В.А., Оруджев К.Д., Гулиев Л.А. Взаимодействие в системе $TlInTe_2$ - $TlEuTe_2$. Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. 1981. Т.17. №10. с. 1767-1769.
7. Годжаев Э.М., Зарбалиев М.М, Оруджев К.Д., Мамедов В.А., Рзаева К.М. Исследование электрических свойств твердых растворов замещения в системе $TlInTe_2$ - $TlCeTe_2$. Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. 1980. Т.16. №7. с. 1296-1298.
8. Иванов-Шиц А.К., Демьянец Л.Н. Выращивание монокристаллов суперионных проводников // Кристаллография. 1995, т. 40, № 6, с. 1077-1112.

***Eu* ATOMLARININ *TlInSe₂*-*TlEuSe₂* SİSTEM BƏRK MƏHLUL
KRİSTALLARINDA KEÇİRİCİLİYİN MEXANİZMİNƏ TƏSİRİ**

N.S. Sərdarova

Sumqayıt Dövlət Universiteti

naile.545@mail.ru

Elektron sənayesinin inkişafı praktik əhəmiyyətli yarımkeçirici materialların alınmasını və onların fiziki xassələrinin ətraflı öyrənilməsinə tələb edir. Bu məqsədlə tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Ədəbiyyatdan [1] məlumdur ki, bərk məhlulların ilkin komponentlərində maddənin elektrik və istilik xassələri ilə bağlı müşahidə olunmayan bir sıra effektlər onların əsasında alınmış mürəkkəb tərkibli bərk məhlul kristallarında müşahidə olunur.

Adətən mikrosoyuducu elementlərin hazırlanmasında daha çox bismut, sürmə və tellur komponentli halkogen bərk məhlul əsasında hazırlanmış termoevricilərdən istifadə olunur. Ədəbiyyatda termoelektrik materialların keyfiyyət əmsalını artırmaq məqsədilə onlara müəyyən faizli kənar element aşqarlarının vurulması təklif olunur. Bu məqsədlə lantanoid elementləri daha əhəmiyyətlidir. Ona görə də *TlInSe₂*-*TlEuSe₂* sistem bərk məhlul kristallarının monokristallarının alınması və onların fiziki xassələrinin tədqiqi praktik əhəmiyyət kəsb edir.

Ədəbiyyatdan [2] məlumdur ki, tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları hətta yüksək temperaturalarda belə öz yarımkeçirici xassələrini saxlayır, yüksək ərimə temperaturuna, böyük mexaniki gərginliyə, yüksək termoeffektliyə malik olurlar. Tərkibə daxil edilən və *In* atomları *TlInX₂^{VI}* və *TlIn X₂^{VI}* tipli birləşmələrdə üçvalentlidir və onların ion radiusları yaxındır.

Məsələn, indiumun ion radiusu $0,92 \text{ \AA}$, hantanoid qrupundan olan yevropiumun ion radiusu $0,91 \text{ \AA}$, disperziyumun ion radiusu $0,908 \text{ \AA}$, qadolimiumun ion radiusu $0,810 \text{ \AA}$, holmiunun ion radiusu $1,075 \text{ \AA}$ tərtibindədir. Ona görə də *TlInX₂^{VI}* tipli birləşmələrdə indium atomlarının tədricən lantanoid atomları ilə əvəz edilməsi yeni yarımkeçirici xassəli və daha geniş spektral xassələrə malik birləşmə və bərk məhlul əldə etmək mümkündür.

İşdə *TlInSe₂*-*TlEuSe₂* sisteminin birləşmə və bərk məhlul monokristalları zona əritmə üsulu ilə alınmış və kristalların monokristallığı rentgenoqrafik təhlillə müəyyən olunmuşdur.

Rentgenoqrafik təhlildən müəyyən olunmuşdur ki, alınan kristallar ilkin *TlInSe₂* birləşməsinə uyğun olaraq tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və qəfəs parametrləri tərkibində *Eu* atomlarının artması ilə artır və *TlIn_{1-x}Eu_xSe₂* bərk məhlul kristalları *TlInSe₂* birləşməsində indium atomlarının müəyyən qayda ilə *Eu* atomları ilə əvəz olunması ilə alınır.

Tədqiq olunan *TlInSe₂*-*TlEuSe₂* sistemi üçün uyğun konsentrasiya tərkibinin 0-15 mol % intervalı üçün hal diaqramı qurularaq müəyyən olunmuşdur ki, *TlEuSe₂* birləşməsinin maksimum həll olması 11 mol % tərtibindədir.

TlIn_{1-x}Eu_xSe₂ bərk məhlul kristallarının əsas xarakterik xüsusiyyəti kristal qəfəsində yüksək konsentrasiyalı vakant yerlərin olmasıdır. Belə tutulmamış yerlərin konsentrasiyası $\sim 10^{19}$ - 10^{20} sm^{-3} tərtibində olub, qadağan olunmuş zonada müxtəlif təbiətli lokal səviyyələr yaradır [3].

Tədqiq olunan kristalın yarımkəçirici xassələri bir sıra xarakterik parametrlərdən – qadağan olunmuş zonanın quruluşundan, yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmindən kəskin asılıdır. Belə xarakterik kəmiyyətlər tədqiq olunan materialı digər materiallarla müqayisə etməyə bu materialların tətbiq sahəsini müəyyənləşdirməyə imkan verir.

$TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul sisteminin istilik xassələrini xarakterizə edən istilikkeçirmə və termoelektrik kəmiyyətlər arasındakı əlaqəni müəyyən etmək məqsədilə bərk məhlul sisteminin müxtəlif tərkibləri üçün istilikkeçirmə, elektrikkeçiricilik termoelektrik hərəkət qüvvəsi 100-700 K temperatur intervalında tədqiq olunaraq bu birləşmələr üçün termoeffektivlik müəyyən olunmuşdur.

Qadağan olunmuş zonanın eni keçiriciliyin temperatur asılılığının yüksək temperatur intervalından təyin olunmuşdur. $\sigma(T)$ asılılığından müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə Eu atomlarının artması ilə nümunənin məxsusi keçiricilik oblastına uyğun qadağan olunmuş zolağın eni azalır, nəticədə dəşiklərin konsentrasiyası artır. Zona nəzəriyyəsinə görə qadağan olunmuş zonanın eninin azalması və elementar qəfəsin parametrlərinin artımı valent zonada uyğun səviyyələrin parçalanması ilə əlaqədardır. $T > 300K$ temperaturda yükdaşıyıcılar əsasən akustik fononlardan səpilir.

Müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun artması ilə əvvəlcə keçiriciliyin mütləq qiyməti artır və 500÷650 K intervalında maksimuma çatır və temperaturun sonrakı artımında məxsusi keçiriciliyin yaranması ilə tədricən azalır. Tədqiq olunan kristallar üçün termo e.h.q.-nın temperatur asılılığının mürəkkəb xarakteri kristalın qadağan olunmuş zonasında müəyyən xarakterli tutma mərkəzlərinin olması ilə əlaqədardır. Müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlullarının monokristallar nümunələrdə 100-600 K temperatur intervalında laylara paralel istiqamətdə istilik keçirmə əmsalının temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur. İstilikkeçirmə əmsalı stasionar rejimdə ölçülmüşdür. Müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun artması ilə hər üç tərkibli nümunə üçün istilikkeçirmə əmsalı azalır. İstilikkeçirmə əmsalının ədədi qiyməti də tərkibdən asılı olaraq dəyişir. İstilikkeçirmənin elektron komponentinin nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğuna görə tədqiq olunan kristallarda istilik enerjisinin fononlarla verildiyini qəbul etmək olar. Öyrənilən kristallarda fononların səpilməsində əsas rolu nöqtəvi defektlərdən üçfononlu səpilmə (u -proseslər), bərk məhlullarda isə həm qəfəsdən və həm də nöqtəvi defektlərdən səpilmə təşkil edir [4].

ƏDƏBİYYAT

1. Зейналов Г.И., Зарбалиев М.М., Сардарова Н.С. Электрические свойства сплавов системы $TlInS_2 - Tl - DyS_2$. //Российская АН Неорганические материалы, т.36, №8, 1999.
2. Зейналов Г.И., Курбанов М.М., Годжаев В.А., Сардарова Н.С. Изотермическая сжимаемость и некоторые параметры упругости сплавов системы $TlInS_2 - TlDyS_2$. //Российская АН Неорганические материалы, т.39, №4, 2003.
3. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л. «Наука», 1970, 302 с.
4. Sərdarova N.S. $TlInS_2(Se_2) - TlEuS_2(Se_2)$ sistemlərinin bərk məhlullarında yük və istilik daşınma. f.r.e.n. avtoreferatı, Bakı, 2007. –18 s.

TlInTe₂ KRİSTALININ SUPERİON KEÇİRİCİLİYİ

X. Fətəlizadə, Y.Q. Nurullayev, N.F. Qəhrəmanov

Bakı Dövlət Universiteti

Superion keçiricilərin əsas fərqləndirici xarakteristikası, onların termodinamik xüsusiyyətlərilə bağlı olub anomal yüksək ion keçiriciliyinə malik olmasıdır. Bərk cisimlərdə ion keçiriciliyi nöqtəvi defektlərin (məsələn diüynlər arası ionlar) miqrasiyası hesabına yarandığından, keçiriciliyi təyin edən əsas faktorlardan biri bu defektlərin konsentrasiyasıdır. Superion keçiricilərin termodinamik və kinetik xassələrini şərh etmək üçün müasir təsəvvürlərdə çoxlu sayda ideyalardan istifadə olunur. Superion keçiricilərin əsas fərqləndirici xarakteristikası, onların termodinamik xüsusiyyətlərilə bağlı və öz təbiətlərilə əlaqəli anomal yüksək ion keçiriciliyinə malik olmasıdır. Bərk cisimlərdə ion keçiriciliyi nöqtəvi defektlərin (məsələn diüynlər arası ionlar) miqrasiyası hesabına yarandığından, keçiriciliyi təyin edən əsas faktorlardan biri bu defektlərin konsentrasiyasıdır.

Elektron sənayesinin inkişafı yarımkeçiricilər texnologiyasında sürətli inkişaf; müxtəlif təyinatlı elektron çeviriciləri, elektrik qidalandırıcı mikrobatareyaları, nanoelektronika üçün superkondensatorlar, ifrat yüksək tutumlu kondensatorlar (ionistorlar), yaddaş elementləri və müxtəlif təyinatlı cihazlara olan tələbləri daim artırır. Yarımkeçirici materialların müasir texnikanın müxtəlif sahələrində, o cümlədən nanotexnikada geniş praktiki tətbiqi, tərkibində müxtəlif xarakterli aşqarlar, radiasiya defeklləri və digər qeyri-bircinsliliklər olan kristalların öyrənilməsinə tələb edir. Ədəbiyyatdan [1, 2] məlumdur ki, kristallarda mövcud olan müxtəlif növ defektlər kristalın dielektrik xassələrinə və elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığına və o cümlədən kristalların ion keçiriciliyinə güclü təsir edir. Yüksək ion keçiriciliyinə malik olan bərk elektrolitlər bütövlükdə istilik elementlərin, qaz və maye sensorlarının, miniatur akkumulyatorların yaradılmasında əvəz olunmazdır. Məhz buna görə də belə maddələrin effektiv axtarılması kondensə olunmuş mühütlərdə və müasir texnologiyanın inkişafında sürətli ion köçürmələrinin öyrənilməsinə marağı daim artırır.

Hazırda yüksək ion keçiriciliyinə malik olan materiallar müxtəlif qurğularda funksional elektrodlar kimi istifadə olunur. Bu materiallardan müxtəlif sensorların tərkibində və günəş elementlərində kiçik ölçülü enerji tutumlu cərəyan mənbələri kimi istifadə olunur. Bu materialların tətbiq sahələrinin perspektivlərindən biri də istilik enerjisini elektrik enerjisinə çevirən qurğularda istifadə etməyin mümkünlüyüdür. Müasir mikroelektronikanın inkişafı eyni zamanda həm elektron, həm də ion keçiriciliyinə malik olan yeni yarımkeçirici materialların alınmasına ehtiyacı artırır. Çoxlu sayda mürəkkəb quruluşlu halkogenid birləşmələr nisbətən aşağı temperaturlu ion keçiriciliyinə malik olmalarına baxmayaraq, bu xassələr tədqiqatçılar tərəfindən az tədqiq olunmuşdur. Hazırkı dövrdə materialşünaslıq üçün vacib olan materialların həm elektron, həm də ion keçiriciliyinin eyni zamanda geniş temperatur intervalında öyrənilməsi aktualdır. Bu baxımdan superion birləşmələr daha perspektivlidir. Superion birləşmələr qeyri-nizamlı materiallar sinfinə aiddirlər. Ədəbiyyatdan [3] həmçinin məlumdur ki, şüalanma nəticəsində yaranan radiasiya defeklləri materialların nizamsızlığını artırır. Ona görə də ionlaşdırıcı şüaların maddələrin superion xassələrinə təsirinin öyrənilməsi radiasiya materialşünaslığı üçün xüsusi əhəmiyyətə malikdir.

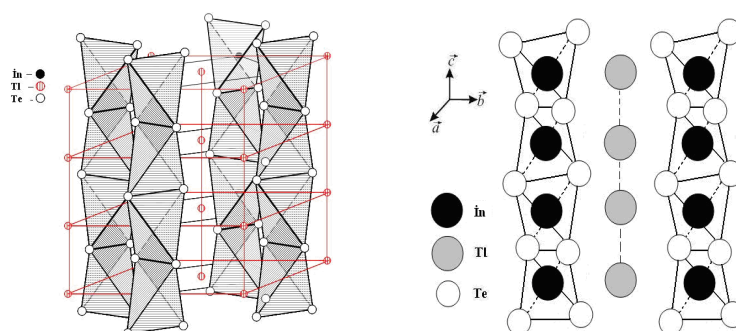
Tədqiqat işində TlInTe₂ kristalında elektron və ion keçiriciliyinin xüsusiyyətlərinə baxılmışdır. Hazırda çoxlu sayda yüksək ion keçiriciliyinə malik olan bərk elektrolitlər sintez olunaraq tədqiq olunmuşdur. Onlar bütövlükdə bərk cisim elektronikasında istilik elementlətinin, qaz və maye sensorlar, miniatur akkumulyatorların yaradılmasında əvəz olunmazdırlar. Superion keçiriciliyinin əmələ gəlməsi ən çox materialların struktur xüsusiyyətlərindən asılı olub ionların

yaxın energetik krystallografik vəziyyətlərdə hərəkət edə bilməsi üçün, elementar qəfəsdə yerdəyişən, potensial mobil ionların sayı ümumi ionların sayından çox olmalıdır. Həmçinin kristal qəfəsdə pozisiyaya görə nizamsızlaşma enerjisi və hərəkətə sərf olunan enerji kT tərtibində olmalıdır. Qonşu vəziyyətlər arasındakı energetik çəpər elə olmalıdır ki, kristal qəfəsdə boş olan yerlərdə, mobil ionların icazə verilmiş vəziyyətlərdə statik paylanması mümkün olsun [4].

Kristalda superion halının yaranması üçün aşağıdakı kristallokimyəvi şərtlərin olması vacibdir:

a) anion-kation arasındakı məsafə onların ion radiusları cəmindən böyük olmalıdır ki, onların qarşılıqlı yerdəyişməsi üçün imkanlar yaransın.

b) quruluşda yüksək polyarizasiyalı kationlar (Pb^{2+} , Bi^{3+} , Tl^{+} və başqaları) və ya yüksək polyarizasiyalı struktur elementləri olmalıdır. Yuxarıda deyilən tələbləri strukturunda bir və ya bir neçə atom növləri üçün yaxına təsir olmayan və qalan atomlar üçün uzağa təsir saxlanılan xüsusi kristallar üçün ödənilir. Belə birləşmələrə özünə məxsus nizamsız strukturlu kristallar kimi baxılır. Bərk elektrolitlərin ion keçiriciliyini müxtəlif ionların köçürülməsini bir, iki, üçvalentli kationlar (Ag^{+} , Cu^{+} , Li^{+} , Na^{+} , K^{+} , Rb^{+} , Tl^{+} , Cs^{+} , Ca_2^{+} , Zn_2^{+} , Mg_2^{+} , Pb_2^{+} , Al_3^{+} , Sc_3^{+} , Ce_3^{+} , Eu_3^{+}) və anionlar (F^{-} , Cl^{-} , Br^{-} , O_2^{-} , S_2^{-}) təmin edir. Materiallar var ki, onlarda yükdaşıyıcılar iki və ya üç nov ionlar və ion-elektron qarışıqlı keçiricilik ola bilər [4]. Superionların əsas fərqli cəhətlərindən biri, onlarda anomal yüksək ion keçiriciliyinin olmasıdır. Superionlarda ion keçiriciliyinin qiyməti ərintilər və elektrolitlər üçün xarakterik olan tərtibdə olur. Ona görə superionları bəzən bərk elektrolitlər adlandırırlar. Tədqiqat işində özünəməxsus hibrid xassələrə malik maddələrdən – maye ərintilər və ya qarışıqlar, mexaniki möhkəm və elastiki bərk cisimlərin nümayəndəsi tədqiq olunmuşdur. Superion kristallar adlandırdığımız nizamsız strukturlu kristallar, keyfiyyətcə fərqlənən iki müxtəlif fazada ola bilər. Kritik temperaturdan aşağı adi ion kristallara bənzər aparır (dielektrik faza), kritik temperaturdan yuxarıda isə xüsusi hala-superion halına (elektrolit halına) keçir. Yuxarıda deyilən halda olan bu kristallar superion keçiricilər adlanır. $TlInTe_2$ yarımkəçirici kristalı $A^3B^3C^6_2$ qrup birləşmələr sinfinə aid olub, D_{4h}^{18} tetraqonal fəza qrupunda kristallaşır (TlSe strukturu tipində). $TlInTe_2$ kristalının əsas xüsusiyyətləri ondan ibarətdir ki, onları tetraqonal c oxu istiqamətində dartılmış In–Te zənciri kimi təsəffür etmək olur. Bir valentli Tl^{+} atomları oktaedrlərdə Te atomları ilə əhatə olunub (şəkil 1).



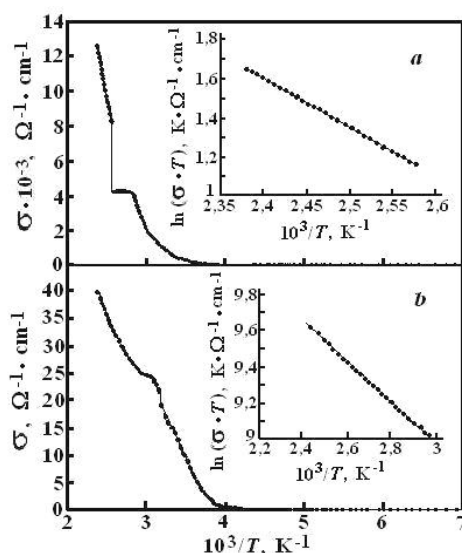
Şəkil 1. $TlInTe_2$ kristalının quruluşu

$TlInTe_2$ birləşməsinin elektrik keçiriciliyinin $\sigma(T)$ temperatur asılılığı şəkil 2-də verilmişdir. Şəkil 2(a)-ölçmə kristalın tetraqonal oxu istiqamətində $\sigma_{||}(T)$ və (b)- ona perpendikulyar $\sigma_{\perp}(T)$

istiqlamətindədir. Şək. 2(a) (şəkil üstü) görüldüyü kimi $\ln(\sigma \cdot T)/(1/T)$ asılılığında eksperimental nöqtələr bir düz xətt üzərində yığılırlar və ion keçiriciliyi aşağıdakı tənliklə təyin olunur [5]

$$\sigma T = \sigma_0 \exp(-\Delta E_a/kT) \quad (1)$$

burada ΔE_a –keçiriciliyin aktivləşmə enerjisidir. TlInTe₂ kristalı üçün həm aktivləşmə enerjisinin perpendikulyar və həmdə c-oxuna paralel istiqamətdə hesablanmış qiymətləri uyğun olaraq $\Delta E_{\perp} = 0.101 \text{ eV}$, $\Delta E_{\parallel} = 0.228 \text{ eV}$ bərabərdir. Məlumdur ki, elektrik keçiriciliyinin belə asılılığı, kritik temperaturdan yuxarı temperaturda ion keçiriciliyinin üstünlük təşkil etməsi ilə əlaqədardır. Şək.2 -də $T_{\text{kp}}^{\parallel} = 388 \text{ K}$ və $\sigma_{\perp}(T) T_{\text{kp}}^{\perp} = 333 \text{ K}$ temperaturlarında TlInTe₂ kristalında elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı dəyişməsinin müşahidə olunması, bu halda yüksək mobilliyə malik ionların sayının kəskin artması ilə bağlıdır. Yəni bu temperaturlarda superion halına faza keçidi baş verir.



Şəkil 2. TlInTe₂ kristalının elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı

TlInTe₂ kristalında düyünlər arası böyük boşluqların və aktivləşmə enerjisinin çox kiçik olması səbəbindən 320 K yuxarı temperaturda əhəmiyyətli dərəcədə ion keçiriciliyi alınır. Temperaturun artması ilə keçiriciliyin artması, TlInTe₂ kristalının tallium alt qəfəsində Tl⁺ ionlarının vakansiyalar üzrə diffuziyasına əsaslanır. Bu dəyişmə, TlInTe₂ kristalının Tl alt qəfəsinin nizamsızlaşması ilə “ərimə” müşahidə olunan faza keçidi nəticəsində baş verir. Bu cür keçiricilik superion keçiricilər üçün xarakterikdir [5].

Beləliklə, alınan nəticələr göstərir ki, TlInTe₂ kristalında, 320K-dən aşağı temperaturda keçiricilikdə, elektron keçiriciliyi üstünlük təşkil edir. Temperaturun sonrakı artması ilə (320K-dən yuxarı), Tl⁺ alt qəfəsində kationların nizamsızlığı hesabına, ion toplanmasının artması ilə əlaqədar olaraq keçiriciliyin sıçrayışlı artımı müşahidə olunur. Göstərilən temperatur intervalında ion keçiriciliyinin elektron keçiriciliyindən çox olması başlayır.

ƏDƏBİYYAT

1. Иванов-Шниц А.К. Особенности ионного переноса в сильно нестехиометрических фазах $M_{1-x}R_xF_{2+x}$ (M=Ba, Sr, Ca; R=La-Lu, Y) со структурой флюорита

- //Электроника твердоелектролитных систем, Под ред. М.В. Перфильева. Свердловск, 1991. с. 89-105.
2. Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П. и др. //ФТП, 2011, т. 45, в. 11, с. 1441-1445.
 3. Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П., Салманов Ф.Т. //ФТТ, 2011, т. 53, в. 8, с. 1488-1492.
 4. Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П. и др. //ФТТ, Актуальные проблемы физики твердого тела. Сборник докладов международной научной конференции. Минск, 2009, т. 3, с. 32-34.
 5. Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П., Салманов Ф.Т. //ФТТ, 2011, т. 53, в. 8, с. 1488-1492.

MÜXTƏLİF TƏRKİBLİ $TlInSe_2$ - $TlDySe_2$ BƏRK MƏHLUL

KRİSTALLARININ ALINMASI (x : 0,01; 0,02; 0,03)

L.F. Mürsəliyeva, N.F. Qəhrəmanov

Bakı Dövlət Universiteti

Yaddaşlı çevirmə hadisələri bərk cisim elektronokasında bu gündə öz aktivliyini itirməmişdir. Nadir torpaq elementlərinin iştirakı ilə alınan tallium halkolantonaoidləri və onların mürəkkəb analoqları fiziki xassələrinin geniş diapazonda dəyişə bilməsi baxımından maraqlı obyektlər olub yaddaş elementləri hazırlamaqda perspektivli materiallardır. Buna səbəb həmin materialların mikrosxemlərdə, avtomatik idarəetmə qurğularında və müxtəlif tipli çeviricilər hazırlanmasında geniş istifadə imkanlarının olmasıdır. Bu elementlər öz iş prinsipi çevirmə effekti hadisəsi ilə əlaqədar olan yarımkeçirici və yaxud mənfə müqavimətli cihazların elektrik dövrələrində istifadə olunduqda elektrik sxemləri xeyli dərəcədə sadələşir.

Bərk cisim elektronikasının muasir inkişafı yeni yarımkeçirici materialların alınmasını və onların fiziki xassələrinin hər tərəfli tədqiqini tələb edir. Belə yarımkeçirici materiallarından biri də halkogen əsaslı $TlInSe_2$ - $TlDySe_2$ sistem birləşmələridir [1, 2]. Məhz bu baxımdan bərk cisim elektronikasi üçün yüksək təmizliyə malik nümunələrin alınması vacibdir. Bu məqsədlə monokristalların yetişdirilməsində, tərkibdən monokristalların alınmasında maddələrin təmizlənməsi çox mühim məsələdir. Çünki tərkibə cüzi miqdarda daxil olan kənar komponentlər nümunənin fiziki xassələrini əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir. Yarımkeçirici monokristalların alınma texnologiyasında maddələrin təmizlənməsi, monokristalların yetişdirilməsi və s. kimi proseslər faza tarazlığına əsaslanır. Komponentlərin fazalar arasında paylanması əksər hallarda hər bir komponentin məhluldakı xassələri ilə müəyyən edilir. Məhz buna görə məhlulların termodinamikasının əsas qanunauyğunluqları, aşqar komponentlərin kiçik konsentrasiyaları oblastında onların özlərini aparması, faza tarazlığı və fazaların ayrılma sərhəddindəki hadisələrin mahiyyətinin araşdırılması çox mühümdür.

Ədəbiyyatda [3] məhlullardan kristallaşma zamanı maddələrin təmizliyini yüksəltmək, keyfiyyətli monokristallar yetişdirmək və onları aşqarlamaq əsas metodlardan biri kimi verilir. Mövcud olan tədqiqat metodlarından yarımkeçiricilərin sintezini 3 qrupa ayırmaq olar.

1. Düzxətli sintez üsulu
2. Dolaylı yolla sintez üsulu
3. Qaz aparıcı reagentlər vasitəsilə qaz fazasından sintez

**BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyinə həsr olunmuş
Beynəlxalq konfrans**

Vakuum şəraitində aparılan sintez 2 temperatur etapına bölünür. Adətən bir temperaturlu xətti sintez üsulu bircins tarazlıq şəraitində əmələ gələn birləşmələrdə istifadə olunur. Bu metodun aşağıdakı üstünlükləri vardır.

a) sintez prosesində stexometriyanı almaq çox asandır və bu halda komponentlərin itgisi olmur.

b) sintez üçün istifadə olunan cihazlar mürkkəb deyil.

c) alınan nümunənin yüksək təmizliyinə nail olmaq üçün kənar maddələr və komponentlərin artıqlığı lazım olmur. Bir temperaturlu bir xətti sintez üsulunda tərkib təcrübi olaraq təzyiqdən asılı olmur. Bu halda T-x diaqramını bilmək kifayətdir ki, müəyyən sistem almaq üçün onun sintez rejimini seçmək mümkün olsun. Qeyd olunan sintez metodunun üstünlüklərindən biri bu metodla perimetrik fazalar dissosiasiya təzyiyinə malik olan və yüksək ərimə temperaturuna malik birləşmələrin sintez oluna bilməsidir. Maddənin sintezi xüsusi formalı kvars ampulada, mövcud rejimdə aparılmışdır. Ampulaları təmizləmək üçün əvvəlcədən ampula xrom qarışıq məhlulu ilə (bixromal kalium sulfat turşusunun $K_2Cr_2O_7 + H_2SO_4$ ya da HF turşusu) doldurulub bir müddət saxlanılır. Ampula distillə olunmuş su ilə yuyulduqdan sonra quruducuda tam qurudulur. Tədqiqatda $TlInSe_2$ birləşmələrinin sintezi Bricmen Stokbarqer üsulu ilə aparılmışdır. $TlIn_{1-x}Dy_xSe_2$ almaq üçün sintez prosesində silindirik formada olan diametri $(2,3-2,5) \cdot 10^{-2} m$ olan kvars ampulalarından istifadə olunmuşdur. Ampulaların divarının qalınlığı $(0,1-0,2) \cdot 10^{-2} m$ və uzunluğu 15-25 sm olmuşdur. İçərisinə müxtəlif faizlə komponentlər tökülmüş kvars ampula xüsusi qaydada B-2 markalı ərintidən hazırlanmış peçə 10-15°lik bucaq altında maili vəziyyətdə yerləşdirilmişdir. Qarışıq əritdikdən sonra onu mütəmadi qarışdıraraq $T \approx 1200 K$ temperaturda saxlanılır. Sonra ampula maddə ilə bir yerdə ($\approx 1200 K$ temperaturda) 0,01-0,03 K/san sürəti ilə sintez edilən maddənin ərimə temperaturundan 150-200 K aşağı soyudulur və müəyyən müddət saxlanılır. Sintezi edilmiş maddə söndürülmüş peçdə tədricən soyudulur. Sintezi prosesində peçin qızdırılma sürəti 0,16-0,20 K/san tərtibi arasında olmuşdur. Sintezi zamanı ampulanı elə yerləşdirmək lazımdır ki, ampulanın $\frac{1}{3}$ hissəsi peçdən kənar qalsın. Nümunə belə yerləşdikdə tərkibdəki hallogen buxarının bir hissəsi Tl və In ilə reaksiyaya girir, o biri hissəsi isə ampulanın soyuq hissəsində kondensasiya olunaraq təzədən reaksiya gedən hissəyə tökülür. Adətən hallogen buxarının çoxluğu peçin isti hissəsində ampulada təzyiqin artmasına səbəb olur. Bu da partlayışa şərait yaradır. Belə bir vəziyyəti aradan qaldırmaq üçün ampulanın bir hissəsini diametrinin ölçüsü qədər irəli doğru əyilir. Belə bir hal hallogen yığılması üçün müəyyən bir çökəklik yaradır. Bu halda hallogen maye hala kondensasiya olunur və ampulanın içərisinə, maddənin üzərinə tökülə bilmir. Bu çökəklik peçin dibində $(2-3) \cdot 10^{-2} m$ məsafədədir. Belə bir vəziyyətdə hallogen buxarlanır və reaksiya zonasında təzyiq aşağı düşür. Yəni hallogen reaksiya zonasında yerləşən hissəciklərlə reaksiyaya girir. Belə halda ampulanı soyutmağa ehtiyac olmur. Komponentlərin bir biri ilə əlaqəyə girmə reaksiyasında tədricən ampula peçin içərisinə yönəldilir. Ərintini periodik olaraq qarışdırmaq üçün xüsusi mexanizimlə ampula ox üzərində fırladılır və ərintinin soyudulması söndürülmüş peçdə xüsusi proqramla aparılır. Ərintidə 0,08-0,22 K/san sürətlə soyudulduqda xırda kristallik nümunələr əmələ gəlir. Soyutma sürətini azaltdıqda sintez olunmuş kristalın ölçülərini böyütmək mümkündür. $TlIn_{1-x}Ln_xX_2$ bərk məhlulların ərintilərinin sintezində aşağıdakı amillər nəzərə alınmışdır.

1. Tərkibində selenin 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 prosesinə göstərə biləcəyi təsir;

**BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyinə həsr olunmuş
Beynəlxalq konfrans**

Ərintilərin sintezi və nümunələr müəyyən stexiometrik nisbətdə götürülmüş ilkin komponentlərin əridilməsi yolu ilə yerinə yetirilmişdir. Tələb olunan materialların miqdarından aslı olaraq alınan nümunələr 10÷20 qram tərtibində olmuşdur. Bu məqsədlə ilkin komponent olaraq 99,994% təmizliyə malik Tl 99,999% In, 99,5% Dy, 99,999% Selen götürülmüşdür. Tl, In və Se kifayət qədər təmizliyə malik olduğu halda Dy-də təmizlik dərəcəsi nisbətən aşağıdır. Dy-də olan aşqarların müəyyən hissəsini serium yarımqrupundan olan qonşu elementlər təşkil edir. Bir qayda olaraq bu elementlər Dy-un xassələrinin dəyişməsinə səbəb olmur, lakin bu kənar elementlərin miqdarı artıq olduqda baş verəcək dəyişikliyi nəzərə almaq lazımdır. Müəyyən olunmuşdur ki, 5-6 dəfə zona təmizlənməsi ilə 1200 K temperaturda bu elementlərin təmizlik dərəcəsini 99,8%-ə çatdırmaq olur. Tərkibindən aslı olaraq bu temperaturda ampulalar 5÷ 10 saat müddətində saxlanılmışdır. Bundan sonra 80-120 K/saat sürətlə otaq temperaturuna qədər soyudulmuşdur.

Mikrostruktur, diferensial-termik və rentgeno faza analizlərinin nəticələrinə əsasən TlInSe₂-TlDySe₂ sistemlərinin hal diaqramları qurulmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, ilkin komponentlər TlInSe₂ əsasında bərk məhlul oblastında müşahidə olunur. TlInSe₂ otaq temperaturunda 9 mol%-ə kimi TlDySe₂ isə 11 mol%-ə kimi həll ola bilər. Rentgenoqramların təhlili göstərdiki, TlInDySe₂ bərk məhlulları ilkin TlInSe₂ üçqat birləşmələri kimi tetroqonal sinqoniyada kristallaşırlar. Nadir torpaq elementlərinin iştirakı ilə alınan tallium halkolantatları və onların mürəkkəb analoqları, fiziki xassələrinin geniş diapazonda dəyişə bilməsi baxımından perspektivli obyektlərdir. Aşağıdakı cədvəldə TlIn_{1-x}Dy_xSe₂ bərk məhlullarının sintez rejimi göstərilib.

halkolantatları və onların mürəkkəb analoqları, fiziki xassələrinin geniş diapazonda dəyişə bilməsi baxımından prespektivli obyektlərdir.

Aşağıdakı cədvəldə TlIn_{1-x}Dy_xSe₂ bərk məhlullarının sintez rejimi göstərilib.

Tərkib	1200 K-ə qədər qızma sürəti(k/saat)	1200 K-də saxlanma müddəti(saət)	Otaq temperaturuna qədər soyuma sürəti(k/saat)
TlIn _{0,99} Dy _{0,01} Se ₂	100	6	80
TlIn _{0,98} Dy _{0,02} Se ₂	100	8	80
TlIn _{0,97} Dy _{0,03} Se ₂	100	10	80

Alınan kristalların elektrk keçiriciliyi 80-400K temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur.

ƏDƏBİYYAT

1. Sərdarova N.S. TlInS₂(Se₂)-TlEuS₂(Se₂) sistemlərinin bərk məhlullarında yük və istilik daşınma. F.r.e.n. dərəcəsi almaq üçün dissertasiya. Bakı 2006.
2. Sardarly R.M., Samedov O.A., Sadykhov I.Sh. et al. Relaxor properties and the mechanism of conduction in TlInS₂ crystals exposed to gamma irradiation // Physics of the Solid State, 2005, v. 47, № 9, p. 1729-1733.
3. Годжаев Э.М. Получение и исследование электрофизических свойств новых сложных полупроводниковых халькогенидов. Дисс. на соиск. Уч. канд. физ. мат. наук. Баку 1972.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКА КАСКАДНЫХ СОЛНЕЧНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ A^3B^5

А.М. Аллахвердиев

Азербайджанский Государственный Педагогический Университет

Aygunibrahimli@yahoo.com

Из анализа температурных зависимости КПД каскадных солнечных элементов следует что ширина запрещенной зоны, обеспечивающая максимум КПД меняется с температурой. При $T > 450K$ оптимальными становятся значения $s=1,9эВ$, $c=1,4эВ$.

Характеристики фотоэлементов образующий каскад зависят от близости параметров решетки материалов гетеро структур. Поэтому лишь немногие соединения A^3B^5 удовлетворяют требованиям, предъявляемым к материалам каскадных солнечных элементов (КСЭ). Только два бинарных соединения GaAs и InP могут использоваться для создания активной области фотоэлементов КСЭ и служить подложкой для получения твердых растворов.

Для получения монокристаллических КСЭ с минимальным рассогласованием решетки всех слоев структуры могут быть использованы твердые растворы $Al_xGa_{1-x}As$ и $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$, изо периодические с InP, который одновременно является материалом верхнего ФЭ. Для монокристаллических КСЭ предельный расчетный КПД составляет 40% ($AM\ 2,3$, $K_c=1000$). Монокристаллический КСЭ могут быть получены в системе $Al-Ga-As$, в которых материалом нижнего ФЭ является $GaAs$, а в верхнем ФЭ используются твердые растворы $Al_xGa_{1-x}As$ с $s=1,8эВ$. Нижние фотоэлементы могут быть получены на основе твердых растворов $Ga_xIn_{1-x}As$, $GaAs_xSb_{1-x}$ (подложка $GaAs$), а верхние ФЭ-на основе твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ или $Al_xGa_{1-x}As$ изо периодических с GaAs.

Как известно, применение концентраторов приводит к нагреву фотоэлементов, поэтому необходимо оценить поведение каскадных солнечных элементов при высоких температурах.

В расчетах КПД КСЭ [1, 2] не учитывалось изменение с температурой диффузионной длины, так как по оценкам [3], им можно пренебречь а температурная зависимость ширины запрещенной зоны принималась одинаковой для всех E_g

Напряжение холостого хода и фактор заполнения нагрузочной характеристики с ростом температуры уменьшается быстрее для ФЭ каскада с меньшими значениями E_g благодаря более быстрому росту с температурой обратного тока.

Такое поведение параметров КСЭ приводит к температурным зависимостям КПД каскада.

Как показывает расчёты с ростом температуры оптимальные значения параметров КСЭ изменяются.

Так, КПД КСЭ с $s=1,7эВ$, $c=1,0эВ$ остается максимальным до 400К, при $T > 400K$ максимальный КПД имеет КСЭ с $s=1,8эВ$, $c=1,2эВ$, а при $T > 450K$ максимальный КПД достигается в КСЭ с $s=1,9эВ$, $c=1,4эВ$. Отметим, что здесь имеется в виду ширина запрещенной зоны материала при $T=300K$ В последнем случае КСЭ может быть реализован полностью на основе системы $Al_xGa_{1-x}As$.

Из расчетов следует, что ширина запрещенной зоны, обеспечивающая максимум КПД верхнего ФЭ меняется с температурой от 1,43 эВ при 300К до 1,64эВ при 600К.

Однако значение, при котором достигается максимальное значение КПД КСЭ, с изменением температуры остается постоянным, если нижний ФЭ создан на основе материала с неизменной E_g , например на базе GaAs.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С. Антощенко, М.Б.Кагал и др. Письма ЖТФ, 8,3,1982
2. В.М.Андреев и др. ЖТР, 53, 211, 1983
3. J.J.Vysocki, P. Rappaport. J. Appl. Phys 31.571, 1960

КВАНТОВЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$

Х.В. Алигулиева, Н.А. Абдуллаев*

Институт физики Национальной Академии Наук Азербайджана,

*abnadir@physics.ab.az

Получены поликристаллические тонкие плёнки твёрдого раствора $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$. Исследован транспорт электронов в широкой области температур 1,4-300К и магнитных полей вплоть до 8 Тл. Предполагается, что наблюдаемые локализация носителей заряда в электропроводности при низких температурах ($T < 8K$) и резкий рост магнитосопротивления при магнитных полях $B < 1T$ обусловлены квантовыми интерференционными поправками к проводимости, а именно электрон-электронным взаимодействием и слабой антилокализацией, соответственно. Оценена длина сбая фазы.

1. Введение

Соединения группы $A_2^V B_3^{VI}$ продолжают оставаться в центре внимания исследователей уже длительное время. Этот интерес обусловлен с одной стороны тем, что материалы этой группы характеризуются относительно высокими значениями термоэлектрической добротности $zT \sim 1$ ($zT = S^2 \sigma T / \chi$, где S - коэффициент Зеебека, σ - проводимость, T - температура, χ - коэффициент теплопроводности), а с другой стороны тем, что в последнее время они позиционируются как топологические изоляторы [1-4]. Обычно величины S , σ , χ взаимосвязаны, однако согласно [5-7] значительного увеличения термоэлектрической добротности можно получить в низкоразмерных системах на основе этих материалов, в которых эти параметры могут варьироваться более независимо. Например, в квазидвумерной слоистой системе с квантовыми ямами, сверхрешётках [5,6] или в одномерном проводнике или квантовой нити [7].

В последние годы интенсивно исследуется транспорт носителей заряда в тонких плёнках соединений группы $A_2^V B_3^{VI}$. С точки зрения исследования свойств топологических изоляторов, представляется важным, что вклад объемных носителей заряда в транспорт может быть значительно снижен в тонких пленках. Подтверждением этому являются данные недавних работ по транспорту носителей заряда на тонких плёнках Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [8-12]. Кроме того, согласно [13], термоэлектрические устройства на основе тонких пленок Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 позволяют достичь существенного охлаждения до 32 К и прокачивания теплового потока

до 700 Вт/см². Локальное охлаждение или нагрев происходит приблизительно в $2 \cdot 10^4$ раз быстрее, чем в устройствах, созданных на основе объемных материалов. Использование тонких плёнок является также более предпочтительным из соображений миниатюризации приборов на основе этих кристаллов.

Одной из главных целей настоящей работы было выяснение вопроса о том, насколько сохранится топологическая защищённость поверхностных состояний в тонких плёнках менее совершенных по структуре, чем полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Выбор именно такого состава для исследований с одной стороны обусловлен тем, что имеющиеся в литературе данные [14,15] указывают на то, что в системе твердых растворов $\text{Bi}_2(\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x)_3$ наибольшей термоэлектрической эффективностью обладает состав $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$. С другой стороны, известно, что твёрдые составы по структуре более разупорядочены, чем материнские составы $\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$.

2. Экспериментальные результаты

Пленки твёрдого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ были получены методом «горячей стенки» термическим испарением синтезированного вещества в вакууме 10^{-5} мм рт. ст. на подложки из оксидного силикатного стекла. Температура подложки поддерживалась около 300°C. Толщина полученных пленок варьировалась в пределах 500–600 нм. Термический отжиг полученных плёнок проводился в вакууме при температуре 200°C в течении 1 часа. Высокое качество полученных тонких плёнок подтверждается данными рентгеновской дифракции и рамановского рассеяния.

Ниже приводятся данные проведенных нами исследований электропроводности, магнитосопротивления и эффекта Холла в отожженных образцах плёнок $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$. Температурные зависимости сопротивления исследовались в широкой области температур 1.4–300К и в магнитных полях вплоть до 8 Тл. Измерения проводились по стандартной четырехзондовой схеме на переменном токе частоты 20.5 Гц методом фазового детектирования. Точечные контакты наносились при помощи серебряной пасты.

В отожженной при 200°C тонкой плёнке $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0,9}\text{Se}_{0,1})_3$ температурная зависимость удельного сопротивления (рис. 1) имеет «металлический» ход, как и в объёмных монокристаллах [16]: с уменьшением температуры величина удельного сопротивления уменьшается.

Интересным является то обстоятельство, что при низких температурах (ниже 8 К) с понижением температуры величина удельного сопротивления несколько возрастает (вставка на рис. 1). Данные исследований эффекта Холла при температурах 1,4К и 5К свидетельствуют о том, что концентрация носителей заряда с температурой не меняется. Таким образом, исключается версия о «вымораживании» мелких примесных центров. Необходимо отметить, что аналогичный рост сопротивления с понижением температуры наблюдался и в других работах при низкотемпературных исследованиях различных тонких плёнок $\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [8-12]. Подобное температурное поведение удельного сопротивления характерно при доминировании в области низких температур квантовых интерференционных поправок к проводимости, обусловленных слабой локализацией или электрон-электронным взаимодействием [17]. Поскольку в случае слабой локализации при приложении поперечного магнитного поля должно было бы наблюдаться отрицательное магнитосопротивление (а у нас, как будет показано ниже, наблюдается положительное магнитосопротивление), мы считаем, что наблюдаемая локализация носителей заряда обусловлена электрон-электронным взаимодействием. Анализ температурной зависимости удельного сопротивления при

температурах $T < 8\text{K}$ показал (вставка на рис. 1), что имеет место логарифмическая зависимость сопротивления от температуры $\rho(T) \sim \ln T$, характерная для двумерного случая [17].

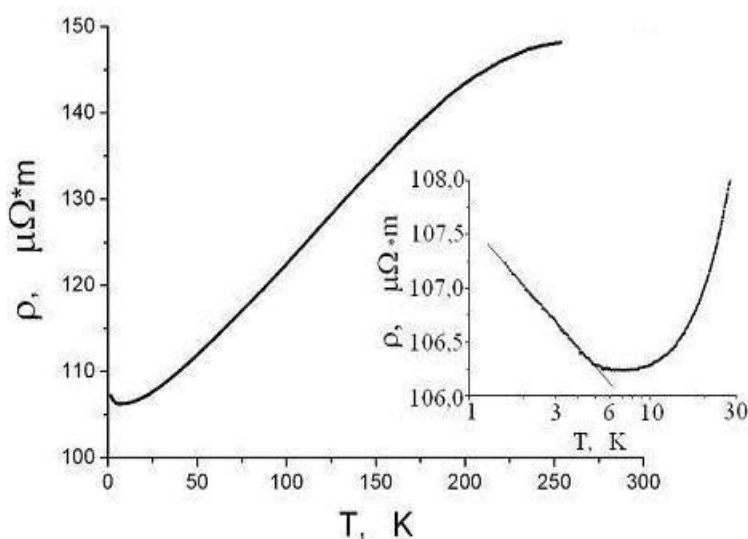


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления в отожжённой плёнке $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$; на вставке – то же при низких температурах.

Нами также были проведены исследования гальваномагнитных эффектов (магнитосопротивление и эффект Холла) в отожжённых тонких плёнках $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$. Из холловских измерений следует, что образцы $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$ имеют проводимость n -типа, концентрация электронов в образце №1 (данные которого приведены на рисунках настоящей статьи) $n \sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$, холловская подвижность носителей заряда при $T \sim 4,2\text{K}$ равна примерно $\mu \sim 100 \text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$. Необходимо отметить, что в объёмных монокристаллах подвижность носителей заряда при низких температурах была более, чем на порядок величины больше - $\mu \sim (3 \div 5) \cdot 10^3 \text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ [16].

Особый интерес представляют данные полевых исследований магнитосопротивления (рис.2, а). При малых магнитных полях (до 1 Т) наблюдается резкий рост сопротивления с ростом магнитного поля, а при магнитных полях больших 1 Т наблюдается стандартная, лоренцевская, квадратичная зависимость, свойственная полевой зависимости магнитосопротивления в объёмных монокристаллах. Такой резкий рост сопротивления с ростом магнитного поля в слабых магнитных полях характерен для эффекта слабой антилокализации [17]. Наблюдение эффекта слабой антилокализации (САЛ) не является неожиданным, поскольку для соединений группы $\text{A}_2\text{V}_3\text{VI}$ характерно наличие сильного спин-орбитального взаимодействия. Однако, необходимо отметить, что САЛ в объёмных монокристаллах не наблюдается и она характерна только для тонких плёнок [8-12, 18, 19]. Поэтому естественно предположить, что наблюдаемая в тонких плёнках САЛ является проявлением интерференционных эффектов в электронных приповерхностных состояниях топологического изолятора (ТИ).

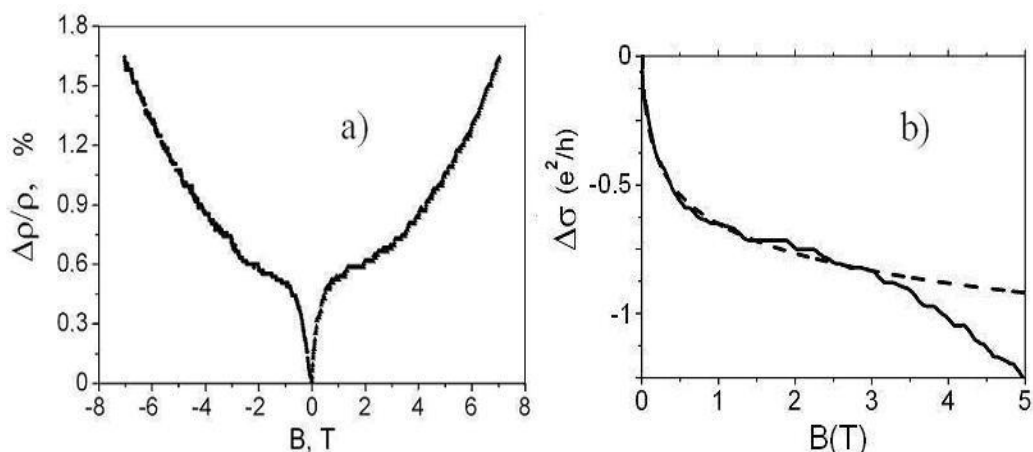


Рис. 2. а) полевая зависимость магнитосопротивления в отожжённой плёнке $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$; б) полевая зависимость магнитопроводности, пунктир – расчётная кривая

3. Обсуждение

Важной особенностью поверхностных состояний топологических изоляторов является линейная зависимость их энергии от волнового вектора, проявляющаяся в спектре в виде двух конусов, касающихся в единственной точке и формирующих конус Дирака, подобно тому, как это имеет место в графене. Однако, в отличие от графена, в ТИ каждому квазиимпульсу на конусе Дирака соответствует только одно состояние со строго определённым направлением спина. Именно эта особенность зонной структуры ТИ является причиной того, что носители в таких поляризованных по спину состояниях практически не рассеиваются на дефектах поверхности. Это объясняется тем, что обратное рассеяние носителей заряда в такой зоне на немагнитных примесях запрещено симметрией относительно инверсии времени. Приложенное внешнее магнитное поле снимает запрет на обратное рассеяние, что согласно теории [1,20], приводит к эффекту САЛ.

Наблюдаемый эффект САЛ связывался с проявлением поверхностных состояний ТИ соединений $\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$ во многих предыдущих работах при исследованиях транспорта носителей заряда в магнитном поле. Например, в тонких плёнках Bi_2Se_3 [8-11], в тонких плёнках [12] и чешуйках (microflakes) [18] Bi_2Te_3 , в нанонитях Sb_2Te_3 [19] и др. В работе [9] исследована зависимость эффекта САЛ от толщин плёнок Bi_2Se_3 , меняющихся более, чем на три порядка величины (от 3 нм до 4 мкм). Показано, что наибольший эффект САЛ наблюдается в тонких образцах и с увеличением толщины образца эффект САЛ уменьшается. То, что САЛ обусловлен доминирующим вкладом поверхностных состояний топологического изолятора, подтверждается также экспериментами по влиянию легирования тонких плёнок Bi_2Se_3 магнитными примесями (Cr) различной концентрации [10]. Энергетический спектр сильного ТИ, к которым относятся соединения группы $\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$, топологически защищен от возмущений, которые не нарушают симметрию по отношению к обращению времени, например, к немагнитному беспорядку. Введение магнитных примесей нарушают симметрию по отношению к обращению знака времени, что в конечном итоге с увеличением концентрации магнитных примесей приводит к кроссоверу от САЛ к слабой локализации (СЛ). Авторы [12] показали, что легирование немагнитными примесями Au тонких плёнок Bi_2Te_3 не влияет на САЛ, однако легирование магнитными примесями Fe различной концентрации приводит к постепенному исчезновению САЛ. Кроме того, данные [12] по исследованиям угловой зависимости

магнитопроводимости выявили двумерный характер эффекта САЛ. Таким образом, есть все основания считать, что наблюдение САЛ указывает на доминирующий вклад в электронный транспорт топологических поверхностных состояний.

Теоретически магнитополевая зависимость магнитопроводимости в случае сильного спин-орбитального взаимодействия ($\tau_\phi \gg \tau_{so}, \tau_e$) в двумерном приближении для слабых полей описывается формулой Хиками-Ларкин-Нагаока [21]:

$$\Delta\sigma(B) = \frac{1}{2} \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_\phi}{B}\right) \right] \quad (1)$$

здесь $\tau_{so}, \tau_e, \tau_\phi$ – соответственно, времена спин-орбитального взаимодействия, упругого рассеяния и сбоя фазы, e – заряд электрона, \hbar – приведённая постоянная Планка, характеристическое поле $B_\phi = \hbar/4el_\phi$, l_ϕ – длина сбоя фазы.

Нами была проведена подгонка экспериментальных данных формулой (1) с использованием двух подгоночных параметров: коэффициента A перед всей формулой и поля B_ϕ . Результаты подгонки приведены на рисунке 2,б. Как видно из рисунка, рассчитанная из (1) теоретическая кривая (пунктирная линия) хорошо согласуется с экспериментальными данными при значениях параметров $A=1,1$ и характеристического поля $B_\phi = 0,004T$. Оцененная длина сбоя фазы оказывается равной $l_\phi = 200nm$. Несмотря на то, что эта величина сравнима с толщиной плёнки $L \sim 500nm$, необходимо учитывать, что глубина локализации поверхностных состояний ТИ $a < 10nm$. Поэтому условие $l_\phi \gg a$ выполняется достаточно строго.

Если проанализировать полученные нами экспериментальные данные по температурной и магнитополевой зависимости сопротивления в отожжённых тонких плёнках $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ выявляется очевидная дилемма, которая отмечена и в работах [8-12,18,19]. Отрицательный провал в магнитопроводимости (рис. 2,б) интерпретируется как проявление в квантовом транспорте топологических поверхностных состояний, которые обладают иммунитетом от локализации и проявляют слабую антилокализацию. Однако, измеренное удельное сопротивление логарифмически возрастает с уменьшением температуры (вставка на рис.1), что характерно для эффектов локализации в обычных разупорядоченных металлах [17].

Авторы последней работы [19] представили формулу для проводимости безмассовых и массивных дираковских фермионов как функции магнитного поля и температуры, учитывая одновременно и электрон-электронное взаимодействие и квантовую интерференцию. Формула устраняет указанную выше дилемму, показывая, что в температурной зависимости проводимости при низких температурах доминирует электрон-электронное взаимодействие, а магнитопроводимость определяется главным образом квантовой интерференцией от спин-орбитального взаимодействия. Для экспериментального подтверждения локализации электронов в низкотемпературном транспорте нами предполагаются проведение исследований методом туннельной микроскопии при низких температурах.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что термический отжиг в вакууме при температуре 200С приводит к значительной кристаллизации тонких плёнок $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$, что подтверждается данными рентгеновской дифракции и комбинационного рассеяния света. В отожженных тонких плёнках $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$ наблюдается такой же «металлический» ход температурной зависимости удельного сопротивления, как и в объёмных монокристаллах, с существенными отличиями в низкотемпературной области.

Логарифмический рост сопротивления с понижением температуры при низких температурах (ниже 8К), обусловлен доминирующим вкладом электрон-электронного рассеяния в процессы низкотемпературного транспорта электронов.

Наблюдающийся резкий рост магнитосопротивления с возрастанием величины магнитного поля в слабых полях (до 1 Т) при низких температурах (Т=5К) обусловлен эффектом слабой антилокализации, характерным для систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Наблюдение слабой антилокализации указывает на доминирование топологических поверхностных состояний в электронном транспорте в магнитных полях при низких температурах.

Важным, на наш взгляд, является тот факт, что в полученных нами тонких плёнках, менее совершенных по структуре, чем полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, сохраняется топологическая защищённость поверхностных состояний.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской республики – грант № EIF-2012-2(6)-39/01/1.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Fu and C. L. Kane. Phys. Rev. B **76**, 045302 (2007)
2. M. Z. Hasan, and C. L. Kane. Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010)
3. X. L. Qi, and S. C. Zhang. Physics Today **63**, 33 (2010)
4. J. E. Moore. Nature **464**, 194 (2010)
5. L.D. Hicks, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **47**, 12727 (1993)
6. L.D. Hicks, T.C. Harman, M.S. Dresselhaus. Appl. Phys. Lett., **63**, 3230 (1993)
7. L.D. Hicks, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **47**, 16631 (1993).
8. J. Chen, H.J. Qin, F. Yang, J. Liu, T. Guan, F.M. Qu, G.H. Zhang, J.R. Shi, X.C. Xie, C.L. Yang, K. H.Wu, Y.Q. Li, and L. Lu, Phys. Rev. Lett. **105**, 176602 (2010)
9. Y. S. Kim, M. Brahlek, N. Bansal, E. Edrey, G. A. Kapilevich, K. Iida, M. Tanimura, Y. Horibe, S.W. Cheong, and S. Oh, Phys. Rev. B **84**, 073109 (2011)
10. M. Liu, C.Z. Chang, Z. Zhang, Y. Zhang, W. Ruan, K. He, L.L. Wang, X. Chen, J.F. Jia, S.C. Zhang, Q.K. Xue, X.C. Ma, and Y. Wang, Phys. Rev. B **83**, 165440 (2011)
11. Y. Takagaki, B. Jenichen, U. Jahn, M. Ramsteiner, and K.-J. Friedland, Phys. Rev. B **85**, 115314 (2012)
12. H. He, G. Wang, T. Zhang, I.K. Sou, G. K. L. Wong, J.N. Wang, H. Z. Lu, S.Q. Shen, and F.C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **106**, 166805 (2011)
13. R. Venkatasubramanian, E. Sivola, T. Colpitts, B. O'Quinn, Nature **413**, 597 (2001)
14. В.А. Кутасов, Л.Н. Лукьянова, П.П. Константинов. ФТТ, **42**, 1985 (2000)

15. Л.В. Прокофьева, Д.А. Пшенай-Северин, П.П. Константинов, А.А. Шабалдин. ФТП, **43**, 1009 (2009)
16. Н.А. Абдуллаев, С.Ш. Кахраманов, Т.Г. Керимова, К.М. Мустафаева, С.А. Немов. ФТП, **43**, 156 (2009)
17. А.А. Абрикосов. Основы теории металлов, М:Наука, (1987)
18. S. P. Chiu, and J. J. Lin. Phys. Rev. B. **87**, 035112 (2013)
19. B. Hamdou, J. Gooth, A. Dorn, E. Pippel, and K. Nielsch. Appl. Phys. Lett., **102**, 223110 (2013)
20. G. Bergmann. Phys. Rep. **107**, 1 (1984)
21. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka. Progress of Theoretical Physics **63**, 70 (1980)
22. H.Z. Lu and S.Q. Shen. Phys. Rev. Lett. **112**, 146601 (2014)

ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В КРИСТАЛЛАХ SnMnTe

Н.М. Ахундова, С.З. Джафарова, Г.З. Багиева, М.М. Тагиев

Азербайджанский Государственный Экономический Университет

akhundovanaila@rambler.ru

Исследованы электрические свойства кристаллов SnMnTe в интервале 77÷300К. Выяснено, что зависимости электрических параметров от температуры и концентрации марганца удовлетворительно объясняются моделью двух валентных зон, разделенных энергетическим зазором.

Халькогениды четвертой группы периодической системы широко используются при изготовлении термо- и фотоэлектрических преобразователей различного назначения. При этом, одним из основных способов повышения термоэлектрической эффективности материала является создание твердых растворов на его основе. В этом отношении твердые растворы $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, являющиеся полумагнитными полупроводниками представляют определенный интерес.

В данной работе получены монокристаллы $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0,04$) и исследованы их электрические свойства в интервале ~77÷300К. Монокристаллы выращивались методом Бриджмена [1]. Монокристалличность и однофазность слитков подтверждены рентгеновским методом. Из слитков кристаллов на электроискровой установке были вырезаны для измерений образцы в виде параллелепипедов размерами 3х6х12 мм. Удаление нарушенного слоя, образующегося на торцах боковых поверхностей образцов при резке, осуществлялось химическим травлением. Электрические параметры (электропроводность σ , коэффициенты термоэдс α и Холла R) измеряли на постоянном токе зондовым методом вдоль слитка.

Зависимости электропроводности σ и коэффициентов термоэдс α и Холла R от концентрации марганца и температуры представлены в таблице.

Таблица.

Электрические параметры кристаллов Sn_{1-x}Mn_xTe

Состав x	при 77К			при 300К		
	$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	$\alpha, \text{мкВ/К}$	$R, \text{см}^3/\text{Кл}$	$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	$\alpha, \text{мкВ/К}$	$R, \text{см}^3/\text{Кл}$
0	15238	16,9	0,02	6184	15,4	0,02
0,0025	16771	27,2	0,02	6785	33,3	0,02
0,005	16566	24,7	0,02	6876	30,2	0,02
0,01	10833	23,6	0,02	5213	34,2	0,02
0,02	10667	15,1	0,02	5375	26,9	0,02
0,04	5675	19,2	0,02	3250	38,3	0,02

Из таблицы следует, что коэффициент термоэдс α при 77 и 300К растет с повышением концентрации марганца, образуя максимум, затем уменьшается. При этом значения α при 77 и 300К для образцов, содержащих атомы Mn, всегда больше, чем для SnTe. На кривой температурной зависимости α образца SnTe при $\sim 180\text{К}$ наблюдается минимум, который с ростом концентрации Mn сдвигается в сторону низких температур. При больших концентрациях Mn коэффициент термоэдс монотонно возрастает с увеличением температуры.

Зависимости электропроводности от температуры для всех образцов имеют металлический характер, т.е. с ростом температуры уменьшаются. При этом концентрация дырок в образцах, определяемая из постоянной Холла при $\sim 77\text{ К}$ ($p = 1/eR$) составляет $\sim (2,0-3,1) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и с температурой почти не меняется.

В [2] показано, что данные температурных зависимостей σ , α и R в приготовленных методом горячей прессовки образцах SnTe, удается объяснить моделью двух валентных зон, разделенных зазором при наличии межзонного рассеяния.

При температуре $\sim 77\text{ К}$ для образцов Sn_{1-x}Mn_xTe можно пользоваться теорией для полупроводника с одним типом носителей тока. В этом случае эффективная масса носителей может быть вычислена соответствующими формулами. Вычисленные таким образом эффективные массы легких дырок составляли $0,40 \div 0,45 m_0$.

Представленные в таблице экспериментальные данные, в основном, согласуются с моделью двух валентных зон, разделенных энергетическим зазором $\Delta\epsilon$, без перекрытия с зоной проводимости.

Можно принимать, что с ростом температуры, за счет смещения края второй зоны, вклад тяжелых дырок с эффективной массой $\sim 3,3 m_0$ [2] в проводимость растет и поэтому происходит рост коэффициента термоэдс.

Малые концентрации марганца, распределяясь в кристаллах как примесные атомы, приводят к росту концентрации дырок и, соответственно, электропроводности. При концентрациях марганца больше $x=0,005$ происходит замещение ими атомов олова. Так как соединение Sn_{1-x}Mn_xTe кристаллизуется с вакансиями в подрешетке олова, введенные атомы марганца, в первую очередь, будут размещаться в этих вакансиях. Это приведет к уменьшению концентрации вакансий, т.е. концентрации дырок и, соответственно, электропроводности. Как и в случае Pb_{1-x}Mn_xTe [3], в Sn_{1-x}Mn_xTe с ростом концентрации Mn зона легких дырок приближается к зоне тяжелых дырок. Поэтому с ростом концентрации марганца в составе Sn_{1-x}Mn_xTe вклад тяжелых дырок в электропроводность

и термоэдс увеличивается Это приводит к росту коэффициента термоэдс и уменьшению электропроводности.

Таким образом, температурные и концентрационные зависимости электрических параметров монокристаллов удовлетворительно объясняются моделью двух валентных зон, разделенных энергетическим зазором. При этом с ростом температуры и концентрации марганца в составе, зона легких дырок приближается к зоне тяжелых дырок и вклад последних в электрические параметры увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. З.Ф.Агаев, Э.М.Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов Выращивание и электрические свойства кристаллов твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$, Неорган. материалы, **39**, №5, (2003), 543-545.
2. В.И.Кайданов, И.А.Черняк, Б.А.Ефимова, Исследование зонной структуры и механизма рассеяния носителей тока в теллуриде олова, ФТП, **1**, в.6, (1967), 869-879.
3. Б.А.Акимов, Н.А.Львова, Л.И.Рябова, Кинетика фотопроводимости в твердых растворах $Pb_{1-x}Mn_xTe$ (In) при изменении их состава, ФТП, **30**, в.9, (1996), 1647-1652.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОЖНОЛЕГИРОВАННЫХ ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ $Bi_{85}Sb_{15}$ С ПРИМЕСЯМИ Pb-Te-Gd

М.М. Тагиев, Н.М. Ахундова

Азербайджанский Государственный Экономический Университет

mail_tagiyev@mail.ru

Твердые растворы систем висмут-сурьма, помимо интересных электрических свойств, являются перспективными материалами для создания низкотемпературных термо- и магнитотермоэлектрических преобразователей. Особенно перспективными в этом направлении являются экструдированные материалы на основе систем Bi-Sb.

Экструдированные образцы $Bi_{85}Sb_{15}$ с примесями свинца и теллура были получены по технологии, описанной в [1,2]. Исследованы электрических и тепловых свойств одинарно- и сложнолегированных экструдированных образцов твердых растворов на основе систем Bi-Sb и Bi-Sb-Gd-Te.

Выяснено, что примеси гадолиния создают донорные центры в $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$. До 0,01 ат.% примесные атомы гадолиния, распределяясь в образцах $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ равномерно, приводят к росту концентрации электронов в них, и следовательно, росту σ и уменьшению α и R_x . Выше 0,01 ат.% атомы гадолиния в $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$, создают электронейтральные группы, состоящие из нескольких атомов. Подобные зависимости σ , α и R_x от концентрации Gd сохраняются и после термообработку. С ростом температуры до $\sim 200\div 250K$ σ нелегированных и легированных гадолинием образцов растет и проходит через пологий максимум. Исключение составляет только образцы с 0,005-0,01 ат.% Gd, в которых $\sigma(T)$ во всем интервале температур носит металлический характер. По знаку α и

R_x чистые образцы и образцы, легированные Gd в интервале температур 80-300К, обладают n- типом проводимости.

С ростом концентрации акцепторных примесей Pb электропроводность образцов $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ сильно падает [2]. При малых концентрациях Pb (до ~0,005 ат.%) образцы $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ при ~80К остаются чисто примесными с одним типом носителей заряда (электроны). Поэтому, в них, за счет уменьшения концентрации электронов, значения коэффициентов α и R_x по сравнению с нелегированным образцом несколько увеличиваются. С дальнейшим ростом концентрации Pb, из-за сильной компенсации донорных центров, образцы приближаются к состоянию собственной проводимости при ~80 К, что сопровождается уменьшением значений α и R_x . При концентрации 0,05 ат.% Pb в образце $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ преобладает дырочная проводимость при ~80 К, вследствие чего знаков α и R_x становятся положительными. В образцах $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ с 0,05 ат. % Pb с повышением температуры при отсутствии магнитного поля при ~130÷140 К происходит инверсия знаков α и R_x от положительного к отрицательному. В образцах $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ с 0,01ат.% Pb инверсия знака α и R_x от отрицательного к положительному при магнитном поле больше 24×10^4 А/м и $9,6 \times 10^4$ А/м соответственно происходит при температурах ~90 и 100 К. Это обусловлено тем, что с ростом температуры в образцах превалирует собственная проводимость. С целью установления закономерностей влияния двойного легирования на электрические свойства твердого раствора $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ и выявления возможности повышения термоэлектрической эффективности этим методом, в работе исследовано влияние примесей Gd на электрические свойства образцов $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ с примесью 0,0001, 0,0005 и 0,001 ат.% Te [3]. В нелегированных с Gd образцах количество теллура, а в образцах, легированных 0,0001; 0,005; 0,001 ат. % Te, количество Gd изменялось в интервале 0,0001÷0,1 ат.%. Выяснено, что закономерности изменения электрофизических свойств образцов $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$, легированных предварительно атомами Te, при введении примесей Gd (т.е. при сложном легировании) определяется, в первую очередь, образованием электронейтральных комплексов типа Gd-Te. При введении в $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ <0,001ат.% Te> примеси Gd, с ростом последнего электропроводность образцов монотонно уменьшается. Данные о зависимости α и R_x показывают, что это обусловлено с уменьшением концентрации электронов. Такие зависимости σ , α и R_x от концентрации Gd наблюдаются и в образцах $Bi_{85}Sb_{15}$ с 0,0001 и 0,0005 ат.% Te.

Введение модифицирующих добавок ZrO_2 в твердый раствор $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ увеличивает плотность дислокаций и одновременно повышает однородность их распределения по образцу. Некоторое уменьшение коэффициентов α и R_x в образцах содержащих ZrO_2 в количестве ~3 мас. %, дает основание предположить, что дислокации, вызванные добавлением модификатора, играют роль донорных центров в $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$.

Беспримесные образцы $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ обладают электронным типом проводимости как при ~77К, так и при высоких температурах [4]. Атомы свинца, создавая в $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ акцепторные центры, приводят к уменьшению концентрации электронов в зоне проводимости. Вследствие этого, с ростом концентрации Pb электропроводность падает. При малых концентрациях Pb образцы при ~77К остаются чисто примесными с одним типом носителей заряда (электроны). Поэтому до ~0,005 ат.% Pb за счет уменьшения концентрации электронов значения α и R_x , по сравнению с нелегированным образцом, несколько увеличиваются. С дальнейшим ростом концентрации Pb, из-за сильной компенсации донорных центров, образцы приближаются к состоянию собственной

проводимости при ~ 77 К, что сопровождается уменьшением значений σ , α , R_x и χ . При концентрациях Pb 0,01 -0,05 ат.% в образце преобладает дырочная проводимость при ~ 77 К, вследствие чего знаки α и R_x становятся положительными.

Подвижность электронов в $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ при ~ 77 К на порядок превышает подвижность дырок [5]. Вследствие этого, в образцах с модификатором, в которых за счет равномерного распределения дислокаций подвижность электронов больше, чем в образцах без модификатора, влияние Pb на коэффициенты α и R_x несколько ослаблено и инверсия знака этих коэффициентов происходит при более высоких концентрациях Pb.

При введении модифицирующих добавок ZrO_2 как в чистые, так и легированные акцепторными и донорными примесями экструдированные образцы твердого раствора $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ происходит упорядочение структуры матрицы относительно расположения дислокационных дефектов [6]. Такое упорядочение в структуре ведет к ослаблению рассеяния электронов и фононов.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.М.Тагиев, Ф.С.Самедов, З.Ф.Агаев. Высокоэффективный экструдированный материал на основе $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ для низкотемпературных электрических охладителей. Прикладная физика. **2** (1999) 123-125.
2. М.М.Тагиев, Д.Ш.Абдинов. Магнитотермоэлектрические свойства экструдированных образцов твердого раствора $Bi_{85}Sb_{15}$, легированного свинцом. *Неорганические материалы*, **31** (1995) 1405-1407.
3. М.Хансен, К.Андерко. Структура двойных сплавов, М.: «Металлургиздат», (1962) 608.
4. Н.Б.Брандт, Е.А.Свистова, М.В.Семенова. Электронные переходы у сплавов висмут-сурьма с высокой концентрацией сурьмы в сильных магнитных полях. *ЖЭТФ*, **59** (1970) 434-444.
5. Н.Б.Брандт, С.М.Чудинов, В.Г.Караваев. Исследование бесщелевого состояния индуцированного полем в сплавах Bi-Sb. *ЖЭТФ*, **70** (1976) 2296-2317.
6. Ф.С.Самедов, М.М.Тагиев, Д.Ш.Абдинов. Влияние отжига на электрические свойства экструдированных образцов твердого раствора $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$. *Неорганические материалы*, **33** (1997) 1460-1462.