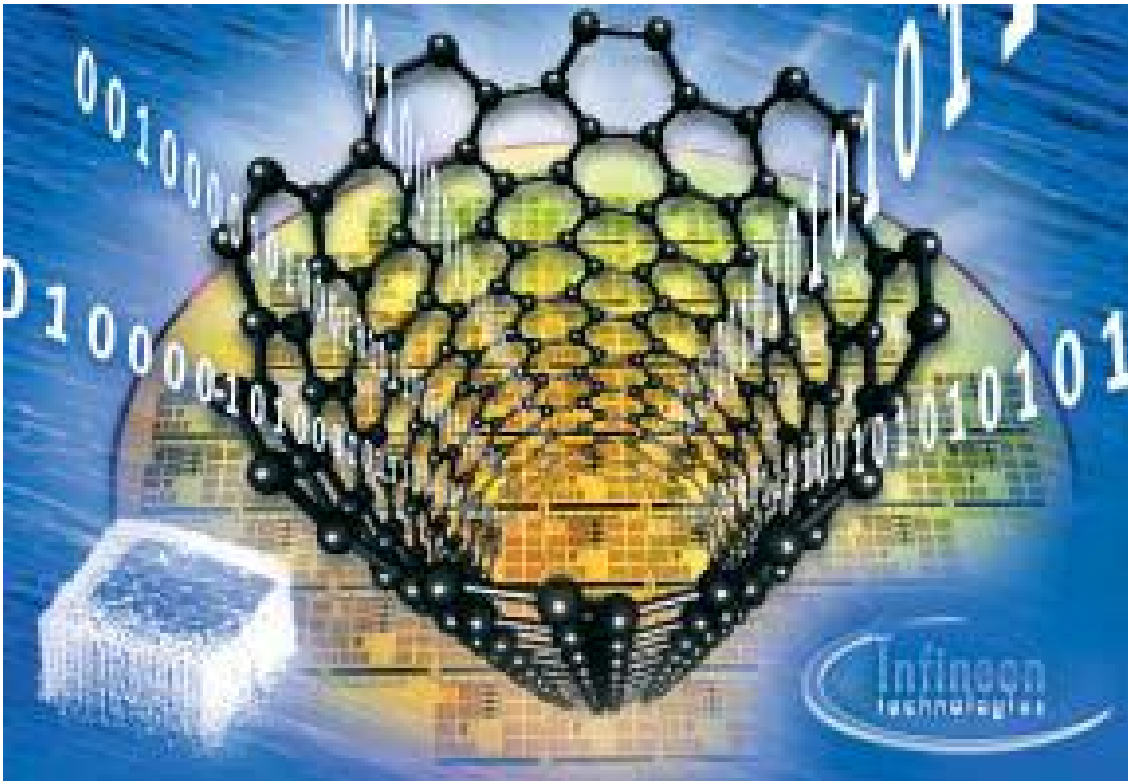


---

## II BÖLM

KONDENS OLUNMU MÜHTFZ KASI



AN ZOTROP  $ZnIn_2Se_4$  FOTOKRİSTALLARINDA  
RELAKSASİYA PROSESLƏRİ

A. Abdinov<sup>1</sup>, X.O. Sadiq<sup>2</sup>, N.M. Mehdiyev<sup>2</sup>, R.F. Babayeva<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Bakı Dövlət Universiteti, <sup>2</sup>Azərbaycan Dövlət Neft və Sənaye Universiteti

<sup>3</sup>Azərbaycan Dövlət İqtisad Universiteti

abdinov-axmed@yandex.ru, abdinov\_axmed@yahoo.com,

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

Qazda inma üsulu ilə gəyrdilmiş  $ZnIn_2Se_4$  fotorezistorlarında fotokeçiriciliyin stasionar və kinetik xarakteristikalarının üalanma intensivliyinin və temperaturun müxtəlif qiymətlərində tədqiqində rekombinasiya mərkəzlərinin təbii, parametrləri təyin olunmuş, mümkün yaranma mexanizmi aydınlaşdırılmışdır.

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

Anizotrop kristal quruluşu əmalik  $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$  sinif kristalları informasiyanı qəbul edən və saxlayan vasitələr üçün materiallar kimi həmişə tələb edilir [1, 2]. Tərkibin mürtəkkəbləməsi rəitində binar analoqlardan fərqli bir sıra hadisələr müəahidəsi, üçqat birləşmiş kristal qəfəsin müyyən üstün istiqamət üzrə sıxılması (buna tetraqonal sıxılma deyilir) və kation altqəfəfində iki ekvivalent olmayan atomun, həmçinin vakansiyanın iştirak etməsi ilə əlaqədardır. Sonuncu xəss və geniş homogenlik oblastına malik olma, bu materiallarda bir sıra “məxsusi” defektlərin yaranması və idarə olunması halisələrində bəlləşir [1]. Bu defekt səviyyələri həm tutma, həm də rekombinasiya mərkəzləri kimi fəaliyyət göstərən materialın fotohəssaslığını, rekombinasiya proseslərinin zaman parametrlərini formalaşdırır. Tədqiqə edilən  $ZnIn_2Se_4$  kristallarında lokal mərkəzlərin enerji spektrinin, parametrlərinin və tipinin təyini edilməsi, habelə onların idarə olunma imkanları fotokeçiriciliyin stasionar və kinetik xarakteristikalarının tədqiqi ilə həyata keçirilmişdir.

Fotoelektrik xəsslərin ölçmələri üçün  $ZnIn_2Se_4$  kristalları yod vasitəsi ilə qazda inma üsulu ilə alınmışdır və üçbucaqlı prizma formasına malikdir. Rentgen quruluş təhlili göstərir ki, bu üçüzlü prizmanın üzələri  $(1\bar{1}2)$ ,  $(001)$  və  $(\bar{1}12)$ -müstəvilərinə uyğun gəlir. Bu üzərdən nə təkmil gəyri ni tədqiqatlarda işıqlandırılan və kontaktlarla təchiz olunan  $(1\bar{1}2)$  üzüdür. Kristalın optik oxu bu üzə müstəvisi ilə  $37^\circ$  bucaq məlğətir.

$ZnIn_2Se_4$  fotorezistorlarının təbii gəyrdilmiş üzə  $1.1 + 2.3$  eV enerjili fotonlara uyğun həssaslıq zolağına malikdir. Optik udulmanın yüksək diklikləskin artması otaq temperaturunda  $1.85$  eV-ə uyğun gəlir və  $ZnIn_2Se_4$  monokristallarının düzənəli yarımkəçirici olmasını göstərir. Stasionar fotokeçiriciliyin spektral paylanması  $h < 1.8$  eV olduqda aqar səviyyələri ilə fotokeçiricilik,  $h\nu > 1.85$  eV isə fundamental udma kənarının dərəcəsi, parçalanmış valent zonasının altzonalarından bəvərən fotoaktiv udulma ilə əlaqələndirilir [1]. Stasionar fotokeçiricilik spektrində təyin olunan aqarların enerji mövqeyi  $1.70$  eV və  $1.32$  eV təkil edilir. Fotocəryanın temperaturdan, həm də yəcanla mədan və zamandan asılılıqları, habelə kombinə olunmuş işıqlanmada fotosiqnalın formalaşması həm də aqar səviyyələri, həm də yapıma mərkəzlərinin iştirakı ilə bəvərir [3]. Bu hadisələr  $ZnIn_2Se_4$  kristallarında qadağan olunmuş zonada rekombinasiya mərkəzlərinin rolunu oynayan iki tip lokal səviyyənin mövcudluğu ilə

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

laq lndirilir. Bu rekombinasiya m rk z l ri fotoelektronların tutulmasının effektiv k siyinin qiym tin gör f rql nirl r. De iyi tutma k siyi dem k olar ki, eyni olan, lakin s rb st elektronu tutmaq qabiliyy ti ( $S_{nr}$ ) z if olan m rk z l r  $r$ , c ld tutmaq xüsusiyy tin malik m rk z l ri is  $S$  m rk z l ri adlanır.  $S_{nr} < S_{ns}$ ;  $S_{pr} \geq S_{ps}$ . Lokal m rk z l rin parametrl ri d stini t yin etm k v rekombinasiya prosesinin idar olunması, fotokeçiriciliyin kinetikasi sasında aparılmışdır.

Ümumi halda  $ZnIn_2Se_4$  fotorezistorunu a a 1 temperaturda i qlandırdıqda yaranan fotoc r yanın zamandan asılılı ı- h y canla manın aradan götürülm si halında fotoc r yanın azalma relaksasiyası prosesind üç oblast f rql ndiril bil r:

- 1) ani ( $t_1 \sim mikrosaniy$  müdd tind ) fotoc r yanın azalması - sür tli relaksasiya
- 2) nisb t n kiçik sür tl ( $t_2 \cong millisaniy$  ) azalması - l ng relaksasiya.

3) uzunmüdd tli ( $t_3 \cong dqiq$  ) qaranlıq c r yanından  $10^4$  d f böyük olmaqla uzun müdd t (*saatlarla*) öz qiym tini hiyfz etm si. Bu qalıq fotoelektrik effekti (QF) adlanır.

Fotoc r yanın bel relaksasiyası  $ZnIn_2Se_4$  kristallarında rekombinasiya sxeminin mür kk bliyi v onun h cmind lokal m rk z l rin qeyri birçins paylanması n tic sind rekombinasiya ç p rl ri yaranması il laq lndirilm lidir. Ümumi halda fotoc r yanın zamandan asılılı ı  $i = i_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$  kimi yazıla bil r,  $\tau$  - xarakterik zamandır. Üçüncü oblastda  $\tau = 10^2 s$  t rtibind dir. Lakin mü yy n zamandan sonra eksponensiallıq pozulur,  $\tau$  -nun ani qiym ti artaraq  $10^5 san$  t kil edir. QF h y canla dırıcı ı ı m spektral t rkibind n asılıdır v m xsusi fotokeçiriciliyin spektral konturu il uy unluq t kil edir. A a 1 temperaturlarda  $\frac{\sigma_{QF}}{\sigma_q} = 10^4$  t rtibind dir v temperaturun artması il fotokeçiriciliyin sönm oblastında sür tl azalır.  $T > 280 K$  olduqda is QF aradan çıxır. QF aradan qaldırmaq üçün fotorezistora ya güclü elektrik sah si t tbiq olunmalı, ya da o  $\sim 1,0 mkm$  dal a uzunluqlu Q i iqla üalandırılmalıdır. Sonuncuda sönm spektri m xsusi fotokeçiriciliyin sönm spektri il uy unluq t kil edir, maksimumu  $\lambda = 1,2 mkm$ , qırmızı s rh ddi is  $2 mkm$  - uy un g lir.

Qeyd ed k ki, güclü elektrik sah si v Q i iql QF-ni yalnız qism n söndürür. Fotorezistorların ilkin v ziyy tl rin qaytarılması yalnız onları kiçik sah l rd 350 K temperatura q d r qızdırılması il mümkündür. QF mövcud n z riyy l r sasında izahı  $ZnIn_2Se_4$  kristallarınının keçiricilik üçün rekombinasiya ç p rl rinin mövcudlu u, h cmd makroskopik qeyri-bircinslikl rin olması il izah olunur. Bu rekombinasiya ç p rl rini aradan qaldırmaq üçün fotorezistoru m xsusi i qla üalandırmaq g r kdir. Bu halda QF üçün rait aradan qalxır v rekombinasiya prosesini idar ed n m rk z l rin parametrl rini v t bi tini t yin etm k mümkün olur.

Çoxm rk zli yarımkəçiricil rd fotoc r yanın relaksasiya yrisi mür kk bdir. Elektron tipli yarımkəçiricil rd de ik l rin relaksasiya müdd ti  $\tau_p \approx 10^{-9} \div 10^{-10} san$ , elektronlarınkı  $\tau_n \approx 10^{-6} san$  t rtibind olur. H y canla dırıcı impulsunun davametm müdd ti  $\Delta t$ ,  $\tau_{pi} < \Delta t < \tau_{ni}$  rtini öd yirs , impuls müdd tind de ik l r uy un m rk z l r t r find n tutulur. elektonların relaksasiyası is impuls qurtardıqdan sonra ba layır v m rk zin elektronu tutma xarakterini mü yy n edir. Davametm müdd ti  $\Delta t = 10^{-8} san$  olan -21 qaz lazerinin impulsları bu rti öd yir. Fotoc r yanın kinetikasına yapı ma s viyy rinin t sirini yox etm k üçün m xsusi fon i qlanmasından istifad olunmu dur. Bel rait  $ZnIn_2Se_4$  fotorezistorunda müxt lif m rk z l r vasit sil rekombinasiyanı izl m y imkan yaradaraq uy un relaksasiya müdd tl rini ( $\tau_i, i = s, r$ ) t yin etm y imkan verir. Fotoc r yanın ossiliqramından relaksasiya yrisi yarımlqarifmik miqyasda c ld v l ng olmaqla iki x tti oblastla xarakteriz olunur.

Fotocərəyanın kinetikasından tapılan  $\tau$  zaman müddəti rekombinasiya mərkəzlərinin dolmasının zəif dərəcəsi rəitində avtonom mənada ıyır, impuls müddətində tarazsız deıklər tutulduğundan, təyin olunan relaksasiya müddətləri uyğun olaraq  $S$  və  $r$  mərkəzlərinə aid olur[4]:

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

Ling komponentin amplitudu fotorezistorun fotohəssaslığını təyin edir,  $r$  və  $s$  mərkəzlərinin bəzilərində dolmasından, bu mərkəzlərin konsentrasiyaları nisbətində asılıdır. Cəld komponentin müəhidsi qısa impulslardan istifadə rəitində  $r$  və  $s$  mərkəzlərinin deıklərlə dolmasının göstəricisidir. Fotocərəyanın relaksasiyasını xarakterizə edən  $\tau_i$  kəmiyyətin qiyməti həmişə iqlənmə intensivliyindən, yəni məlğulən tarazsız yükda ıyıcıların miqdarından, həmdə temperaturdan, yəni rekombinasiya məliyyatını yerinə yetirən mərkəzlərin dolma dərəcəsindən, ionlaşma xarakterindən asılıdır. Müxtəlif üələnmə intensivliklərində  $ZnIn_2Se_4$  fotorezistorunda fotocərəyanın relaksasiyası həmişə, həmdə cəld rekombinasiya kanalının relaksasiya müddətləri intensivliyinin artması ilə azalır.  $\tau_s$  üçün relaksasiya müddətinin  $10^{-5} \text{ san}$ ,  $\tau_r$  üçün isə  $10^{-3} \text{ san}$  təkil etməsi uyğun rekombinasiya mərkəzlərinin əsas yükda ıyıcıları tutulma kəsiyyətinin kəskin fəqlənməsinin, rekombinasiya prosesinin isə pilləli kildə 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 məsallarını, onların qiymətlərinin görütulmanın effektiv kəsiyi adlanan  $S_{nr}$  və  $S_{ns}$  kəmiyyətləri təyin edilmişdir ( $S_{nr} = (2 + 4) \cdot 10^{-13} \text{ sm}^2$ ,  $S_{ns} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ sm}^2$ ). Deıklərin ling rekombinasiya mərkəzləri tərəfindən tutulma kəsiyi stasionar xarakteristikadan təyin olunan  $S_{nr}/S_{pr}$  nisbətində qiymətin görütəyin edilmişdir və ( $S_{pr} \sim 10^{-15} \text{ sm}^2$ ) tərtibinə uyğun gəlir. Tutulma kəsiyinin göstərilən qiymətlərini atomun ən kəsiyinin təxminə qiyməti ( $10^{-16} \text{ sm}^2$ ) ilə müqayisə deıklərin Kulon cazibə sahəsində, elektronların isə neytral mərkəzləri tərəfindən tutulmasını göstərir, yəni  $ZnIn_2Se_4$  fotokristallarında rekombinasiya mərkəzi rolu oynayan lokal səviyyəli rəli yüklü akseptorlardır. Fotokeçiriciliyin ling komponentinin müxtəlif temperaturlarda relaksasiyası fotokeçiriciliyin termik sönməsi ilə uzlaşır. Temperatur artdıqca  $\tau_r$  kiçilməsi ling  $r$  mərkəzləri ilə valent zona arasında deıkmübadiləsinin ehtimalının artması ilə əlaqələndirilir.

Təhlillərlə göstərilmişdir ki,  $ZnIn_2Se_4$  monokristallarında fotohəssaslı ı idarə edən  $r$  – mərkəzləri “antistruktur defektli r” adlandırılan və kation altqəfəsində  $Zn_{In}$  tipli, II qrup ionu ilə III qrup ionunun və zətməndə yaranan səviyyəli rəli, habelə halkogenin transagentlə mübadiləndə formalaşan  $[V_{Zn}:J_{Se}]$  tipli komplekslərlə əlaqədardır, donor tipli lokal səviyyəli r isə  $In_{Zn}$  və  $V_{Se}$  kimi yapılaşma mərkəzləri yaradaraq fotocərəyanın kinetikasını təhrif edir.

#### D B Y Y A T

1. . . . . , . . . . . Azerbaijan journal of Physics, 2013, v XIX 2, p.71-75
2. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , Fernelius N- . . . . . , 2003, 37, 4, 432-434.
3. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , « . . . . . », 1981, 264 .
4. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , 1985, 19, 9, 1642-1646

$A^{III} B^{VI}$

• • • , • • •

[babaeva-rena@yandex.ru](mailto:babaeva-rena@yandex.ru), [rovnaq.rzayev@mail.ru](mailto:rovnaq.rzayev@mail.ru)

3 6

,

•  
:

,

, 1950- • • • , • • • , • • •

( )

« - » , « - »

( ) .

$A^{III} B^{VI}$

(0.30-4.50 ) (77-350 ),  
 $(5 \cdot 10^2)$ ,  
 $(N \leq 10^{-1} \cdot \%)$   
(InSe),  
( )  
( )  
( ) (250 )  
( )  
(  $10^3$  ) , n-InSe (  $10^4$  ) .  
(  $10^{-6}$  ) ( )  
0 1.  
( )  
(6÷7), ( )  
( ) ( )  
0 ( )  
( ) (U) ( )  
( ) ( )  
0,  
( )

).

n-InSe

U U , U -

( ).

0,

7÷1, 0.30÷1.45 1.10 0.35÷1.25 0.95 , -

( ).

)

( ; -

- ;

( ),

1. III .
2. « »,1968,-214 .
3. « »,1975,-219 .
4. « », 1991, -560 .
5. / ∴  
 , 1989, .42-44
6. « », 1970, -384 .
7. « », 1976, .10, .2, .209-232.
8. « », 1963-494 .



$CuIn_5S_8$

• • • • •  
• • • • •

vagif\_Salmanov @ yahoo.com

$CuIn_5S_8$ .

,  
,

,  
,

$CuIn_5S_8$

$CuInS_2 - In_2S_3$ , 25 %

$In_2S_3$

$Cu_3In_5S_9$ , 1085 °, 65 %

$In_2S_3$

(1090 °)

$CuIn_5S_8$ ,  $Cu_3In_5S_9$ , 800 °

$CuIn_5S_8$  [1]. [2]

$CuIn_5S_8$ .

300

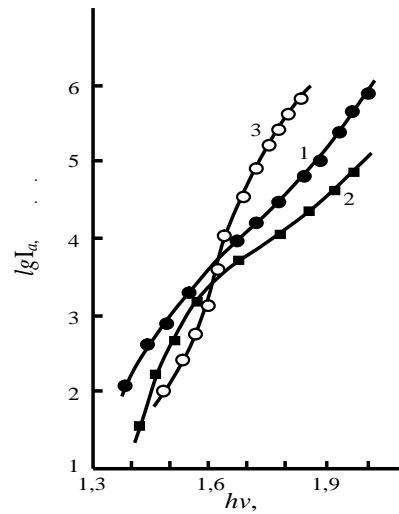
$CuIn_5S_8$  1 ( 1).

$h\nu = 0,6 \div 0,8$

[3].

300

$CuIn_5S_8$



Şəkil 1.  $\text{CuIn}_5\text{S}_9$  ( . . . ): 1 – 300 ; 2 – 86 (  $h\nu < 1,2$  ).  
) ; 3 – 86 (

15 – 25 %.

( . . . 1, 2).  
 $h\nu < 1,2$  ,

( . . . 1, 3).

$\text{CuIn}_5\text{S}_8$

$\text{CuIn}_5\text{S}_8$

1. . . . , . . . .  
 $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$  . . . , 2001, 303 .
2. A.H. Huseynov, V.M. Salmanov, L.H. Hasanova, A.Z. Mahammadov, R.M. Mamedov.  
Electrical and photoelectrical properties of defective semiconductor  $\text{CuIn}_5\text{S}_8$ .  
Cambridge Journal of Education and Science, 2. (14), v. VI, 2015, p. 510-521.
3. . . . , . . . .  
 $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$  .  
. . . , 1983, . 95-97.

**IQLANMANIN Al-TiW-PtSi/n-Si STRUKTURLARININ  
VOLT-AMPER XARAKTERİSTİKALARINA TƏSİR**

**.M. Əfəndiyeva, .Q. Əsgərov, L.K. Abdullayeva,**

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

*Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri İnstitutu*

[afandiyeva@mail.ru](mailto:afandiyeva@mail.ru)

*otki baryerli qatıqlı Al-TiW-PtSi/n-Si diodlarının elektrik xassələri otaq temperaturunda normal rəitdə, qaranlıq və müxtəlif işıqlandırma intensivliklərində: 10 mVt/sm<sup>2</sup>, 25 mVt/sm<sup>2</sup>, 40 mVt/sm<sup>2</sup>, 63 mVt/sm<sup>2</sup>, 100 mVt/sm<sup>2</sup> işıqlandırma intensivliklərində tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, qaranlıq və müxtəlif işıqlandırma intensivliklərində Al-TiW-PtSi/n-Si otki diodlarının düzün istiqamətində volt-ampere xarakteristikası praktiki olaraq iqlanma dərəcəsinə asılı deyil. İntensivliyin kəskinləşmə sahəsində volt-ampere xarakteristikasına təsiri özünü daha qabarıq büruzə verir. Bu işüklərin daınması zamanı tunel prosesinin üstünlüyü il izah edilir.*

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

Metal silisid-silisiyum kontaktlarında toxunma sərhədi yarımkəçirici altlıq daxilində yerləşdiyini görə, traf mühitin təsirinə, oksid layın yaranmasından qorunmuş olur. Bu baxımdan metal-silisiyum kontaktında metal silisidinin istifadə olunması cihazın keyfiyyətliyi, etibarlılığına təminat verir. [1, 3, 4]

Tədqiq olunan iqlanma Al-TiW-PtSi/n-Si otki diodlarının elektrik xassələri otaq temperaturunda qaranlıq və müxtəlif işıqlandırma intensivliklərində tədqiq edilmişdir. Bu məqsədlə işıqlandırma 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 yerləşən 14 dioddan ibarətdir. Yarımkəçirici altlıq kimi 0,7 Om sm xüsusi müqavimətli və (111) oriyentasiyalı n-tipi 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..

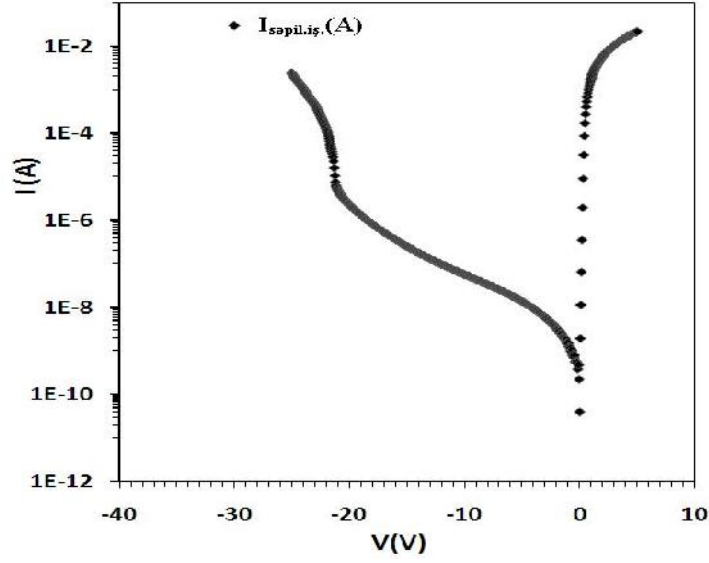
Al-TiW-PtSi/n-Si D-larının düzün və kəskin volt-ampere (-V) xarakteristikaları (VAX) geniş gərginlik intervalında ((-25÷5) V), otaq temperaturunda normal rəitdə iqlanmada (səpilmiş işıqlandırma) (kil 1), qaranlıqda və müxtəlif işıqlandırma intensivliklərində (10 mVt/sm<sup>2</sup>, 25 mVt/sm<sup>2</sup>, 40 mVt/sm<sup>2</sup>, 63 mVt/sm<sup>2</sup>, 100 mVt/sm<sup>2</sup>) (kil 2) tədqiq edilmişdir.

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

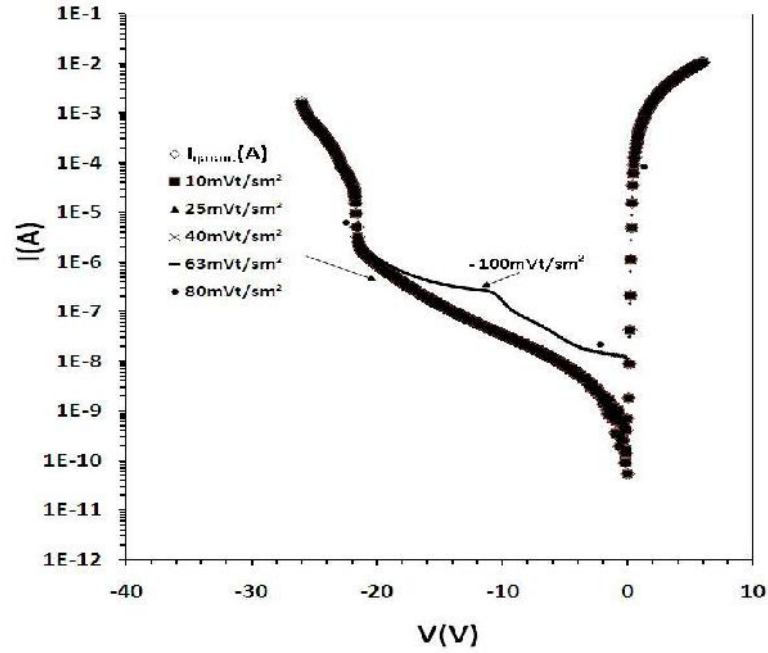
Kil 1 və 2-də görüldüyü kimi Al-TiW-PtSi/n-Si diodlarının düzün istiqamətində VAX yarıqları deməklərlər ki, iqlanma dərəcəsinə asılı deyil.

Gərginliyin böyük qiymətli rəitdə iqlanmanın intensivliyi artdıqda, kəskin cəryan da artır.

Al-TiW-PtSi/n-Si kontaktlarında otaq temperaturunda, qaranlıq və işıqlandırma volt-ampere xarakteristikasının analizi üklərin daınma prosesinin müəyyənlişmə baxımından da böyük həmiyyətli kəsb edir.



**kil 1.** Sahəsi  $8 \times 10^{-6} \text{sm}^2$  olan Al-TiW-PtSi/n-Si diodunun otaq temperaturunda normal rəitdə işləndirilmə zamanı (səpilmə) düzün volt-ampere xarakteristikaları



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

Termoemissiya nəzəriyyəsinin (TE) görə metal-yarımkəçirici kontaktında baryerdən keçən cərəyanın aşağıdakı kəldə 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 dərəcəli temperatur,  $n$ -ideallıq əmsali,  $R_s$  - 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,  $A^*$ -Richardson sabiti olub (111) orientasiyalı Si üçün  $264 \text{ A}^{-1}\text{cm}^2\text{K}^2$  bərabərdir [2, 3].  $\Phi_{Bo}$  -baryerin hündürlüyüdür.  $I_o$ -ın qiymətini  $\ln$ - $V$  yarisində ekstrapolyasiya edərək cərəyan oxu ilə kəsimindən hesablanır.

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

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

Al-TiW-PtSi/n-Si D-larının otaq temperaturunda adis pilmədə, qaranlıqda və müxtəlif iqlan intensivliklərində ( $10 \text{ mVt/sm}^2$ ,  $25 \text{ mVt/sm}^2$ ,  $40 \text{ mVt/sm}^2$ ,  $63 \text{ mVt/sm}^2$ ,  $100 \text{ mVt/sm}^2$ ) VAX-larının tədqiqi və yüklərin daınma mexanizminin analizi onu deməyə əsas verir ki, düzgünlükdə iqlanmanın intensivliyi cərəyan daınmasına bir o qədər təsir etmir. Kəşf edilmiş intensivlikdə  $100 \text{ mVt/cm}^2$  iqlanmada alınmış I-V əsillik yüklərin daınması zamanı tunel prosesinin üstünlüyü ilə əlaqədardır.

## D İ B İ Y Y A T

1. S.M.Sze. Physics of Semiconductor Devices, 2<sup>nd</sup> ed. Wiley, New York, 1981, p.850
2. . . . . : . . . . . , 1974, .264
3. . . . . , : . . . . . , 1990, .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, . Altındal., Journal of Alloys and Compounds, Vol.552, p.423–429, 2013

**TiFeS<sub>2</sub>**

, 1 . . . , 1 . . . , 1 . . . A . A ,  
2 . . . , 2 . . .

*I*

2

$R_i$ ,  $N_i$  ( ) .  $E$   $N_F$   $E_w$

(1D) TiFeS<sub>2</sub>

2/m

a=11,64Å, b=5,31Å, c=10,51Å =144,6°  
=6,83 Å, b=10,51Å, =5,31Å =98,6° [1]

FeS<sub>4</sub> « ».

[1] TiFeS<sub>2</sub>, TiFeS<sub>2</sub>

TiFeS<sub>2</sub>, TiFeS<sub>2</sub>

TiFeS<sub>2</sub> 90 -300

TiFeS<sub>2</sub> 99,999% . . .  
5 2 1 .

2 · 10<sup>3</sup> / .

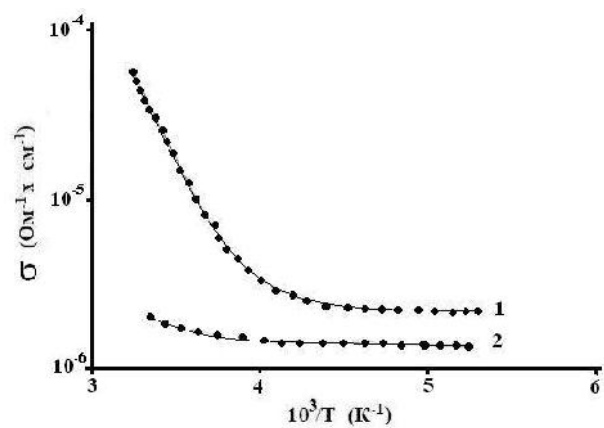
1,33 · 10<sup>-2</sup> .

673 – 723 1,5 - 3,0 / ( 7 –

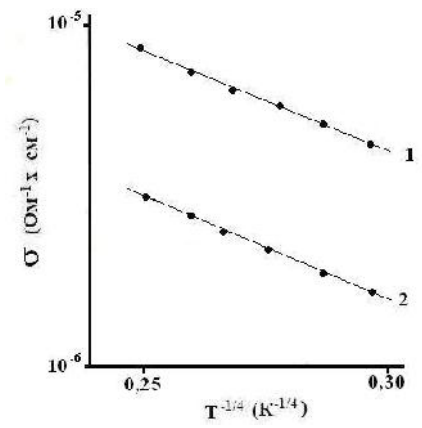
8 ) 750<sup>0</sup> 1 – 2 , 5 – 6 TiFeS<sub>2</sub>

1), (1.1), (1.2).  
1) : 1)  
= (- / ); 2)  
263 ,  
<260

« » TlFeS<sub>2</sub> (1.1).  
TlFeS<sub>2</sub> 260 « » ( ,  
=0,2 .  
( )  
238-



1. TlFeS<sub>2</sub> (σ<sub>||</sub>) (1)  
(σ<sub>⊥</sub>) (2) « ».



2. TlFeS<sub>2</sub> (σ<sub>⊥</sub> ,  
1), « » (σ<sub>||</sub> ,  
2).

lg ( )<sup>-1/4</sup>.  
(1):  
0=4,6·10<sup>6</sup> , =14 .  
IV . 2

[2 ! ]:

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

N<sub>F</sub> - , k - , - , - .  
(1) -<sup>3</sup>; 3) 200-238  
(... TlFeS<sub>2</sub>.

238 – 293 . 1 2 2  
TlFeS<sub>2</sub> « » - ( ).

2 . 3 =4,6·10<sup>6</sup>.  
: N<sub>F</sub>=1,48·10<sup>19</sup> ·<sup>-3</sup>.  
N<sub>F</sub>,

TlFeS<sub>2</sub>  
TlFeS<sub>2</sub>  
(//) ( ) « ».  
N<sub>F</sub>,

TlFeS<sub>2</sub>  
.

200 – 238 TlFeS<sub>2</sub> « » ( ) ( ) , 238 –260 –  
; 260 – 293 .  
- TlFeS<sub>2</sub>

[3]  
[3] 0,14 ÷ 0,4 ( / )<sup>1/2</sup>.  
β (2) (3) -

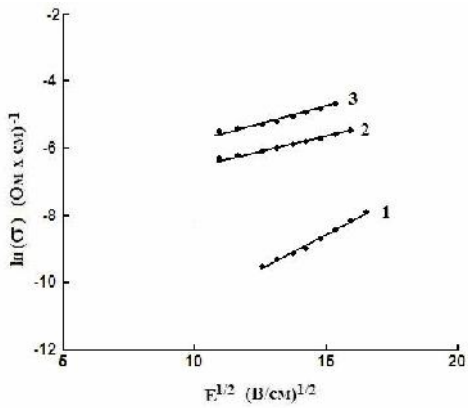
β - , :  
S =  $\frac{\sqrt{e^3}}{kT \sqrt{fVW_0}}$  (3)

k - , - , - , ε -  
, . . . ε = n<sup>2</sup> (n - )  
TlFeS<sub>2</sub> - ε=7.  
β, σ(E<sup>1/2</sup>)  
. 5.

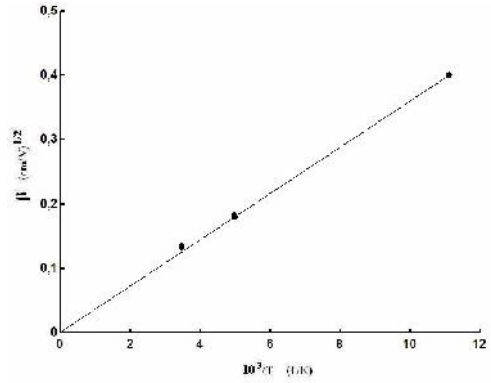
(4) N<sub>t</sub> ≈  $\frac{1}{(2x_m)^3} = (fVW_0 E e^{-1})^{3/2}$  (4)  
E<sub>c</sub>,  
N<sub>t</sub> TlFeS<sub>2</sub> , σ E, N<sub>t</sub> = 1,8 x 10<sup>10</sup> cm<sup>-3</sup>.



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



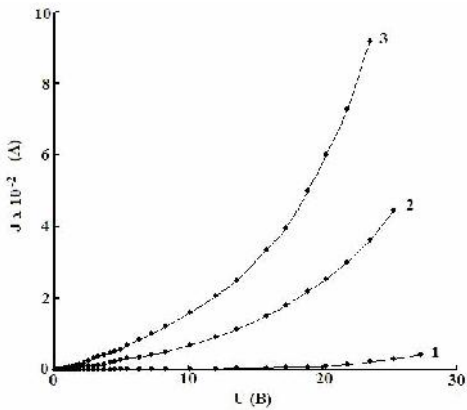
**3.**  
TlFeS<sub>2</sub>  
E  
, 1-90, 2-200 3-300  
« »



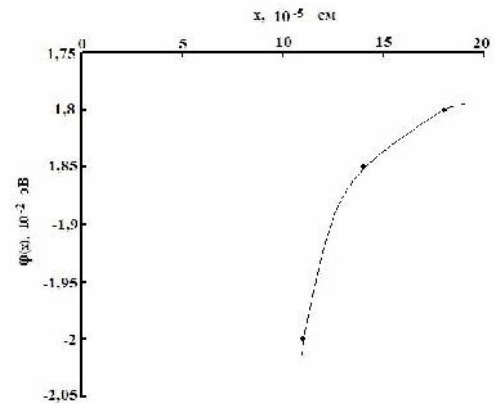
**4.**  
TlFeS<sub>2</sub> β.  
« »

6

TlFeS<sub>2</sub>



**5.**  
TlFeS<sub>2</sub>  
« »  
,  
1-90, 2-200, 3-300



**6.**  
TlFeS<sub>2</sub>.  
« »

,  
 $4 \cdot 10^{-7}$   $7,5 \cdot 10^{-3}$   $2,7 \cdot 10^2$  / ,  
 $9 \cdot 10^{-2}$  .  
:  
( $J \propto U^n$ ,  $n > 1$ ). (  $J \propto U$  )

( $J \propto U$ )

$n$

$eER(T)$

$R(T)$

( ),

[2],

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

$$\ln \sigma \sim \sqrt{E} \quad (4)$$

$$\sigma(E^{1/2}) = 0,14 \div 0,4 (E^{1/2})^{1/2} \quad (5)$$

$$\beta \sim 10^3 / E \quad (3)$$

[4]

$$\sigma \sim f(E),$$

TlFeS<sub>2</sub>.

(4)

E<sub>c</sub>,

$$N_f = 1,8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

N<sub>f</sub>

TlFeS<sub>2</sub>,

σ E,

$$\{ (x) - ( \dots ) \}$$

(6) (7)

TlFeS<sub>2</sub>,

. 7.

(8) [5]:

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

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

$$\} = \frac{1}{e} f(E_e) = \frac{kTs}{2e\sqrt{E}} \quad (8)$$

TlFeS<sub>2</sub>,

$$2,1 \cdot 10^{-4} \quad (m = 1,9 \cdot 10^{-4}) \quad (8)$$

$$\ll \lambda =$$

$$( \dots ) \quad (5) \quad ( \dots )$$

$$\sim = \frac{H^3 I}{\nu \nu_0 U_{kr}^2} \quad (9)$$

$H=0,65$  T,  $I=4,5 \cdot 10^{-4}$  A,  $U_{kr}=0,8$  V,  $\nu=1$ ,  $\nu=200$ ;  $v_0 \approx 8,85 \cdot 10^{12}$  F/m,  $\mu=25 \cdot 10^5$  TlFeS<sub>2</sub>.

(9)  $N_F$ ,  $E_a$ ,  $R$ ,  $N_t$  (  $\sigma \sim ( \dots )^{1/2}$  )

$\beta$ , TlFeS<sub>2</sub>,  $N_t$ ,  $\mu$

**E F-2013-9 (15)-46/03/1.**

1. TlFeSe<sub>2</sub> //  $\dots$ , 2000,  $\dots$ , 12,  $\dots$  2131-2135
2.  $\dots$ , 1979, 416  $\dots$
4.  $\dots$  : 1975,  $\dots$  2, 217  $\dots$
5.  $\dots$  :  $\dots$ , 1973, 385  $\dots$

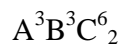
**(TlInSe<sub>2</sub>)<sub>1-x</sub>(TlGaTe<sub>2</sub>)<sub>x</sub> (  $x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$  )**

$\dots$ ,  $\dots$ ,  $\dots$ ,  $\dots$ ,  $\dots$ ,  $\dots$

$I$

2

$(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$  (  $x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$  ).  $25-10^6$   $300$  K



[1-8].

0,9; 1,0),

0,8; 0,9; 1,0)

$(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$  ( $x = 0; 0,1; 0,2; 0,8;$

$(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$  ( $x = 0; 0,1; 0,2;$

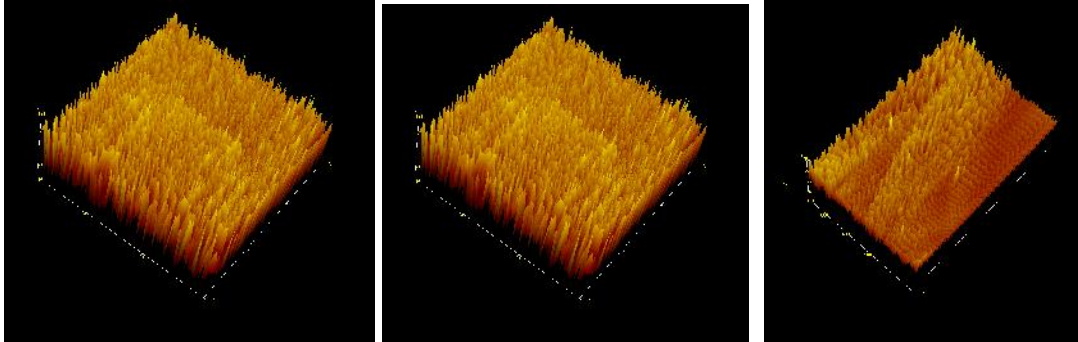
7-25.

(ACM).

( )

Solver Next

( .1)

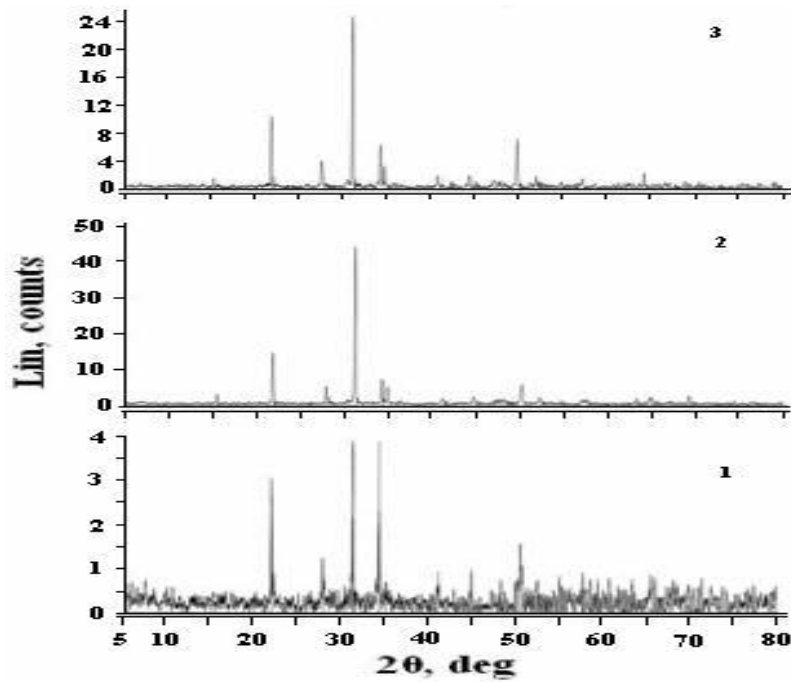


1. – 3D  
(TlInSe<sub>2</sub>)<sub>1-x</sub>(TlGaTe<sub>2</sub>)<sub>x</sub> (x = 0; 0,1; 0,2).

(TlGaTe<sub>2</sub>)<sub>x</sub> (x = 0; 0,1; 0,2)  
0,5° < 2θ < 80°

CuKα

(TlInSe<sub>2</sub>)<sub>1-x</sub>  
D8-ADVANCE BRUKER



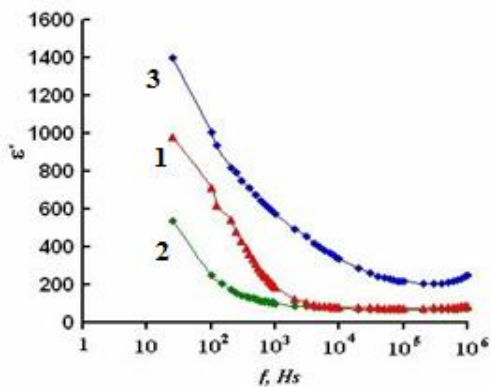
2.  
(TlInSe<sub>2</sub>)<sub>1-x</sub>(TlGaTe<sub>2</sub>)<sub>x</sub> (1- x = 0; 2- x = 0,1; 3- x = 0,2)

( ).

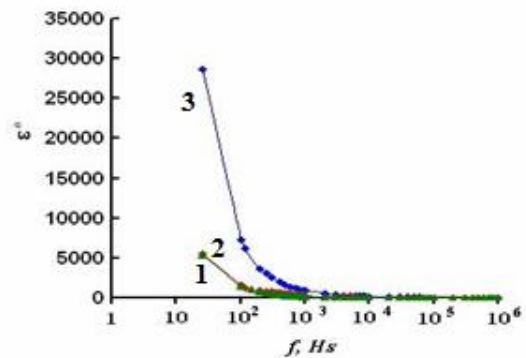
( ).

( ),  
 ( . 3),  
 $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$   $\sim 10^3$   $\sim 200$  25  
 . 4,

,  
 $= 0,2$ ,  
 $10^3$   
 $= 100$ .  
 $(f)$ ,  $(f)$ ,  $( )$ , .3-5  
 [9]  
 $(f)$



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

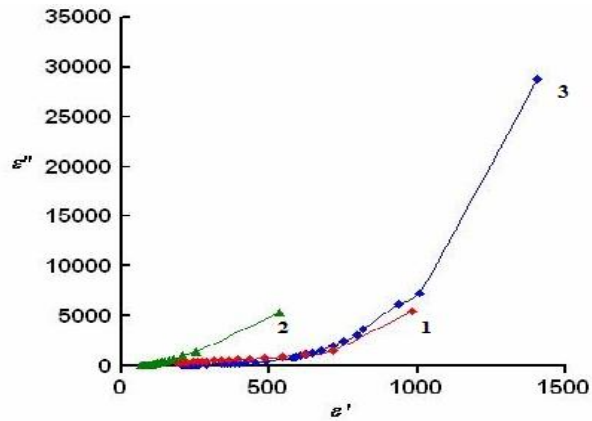


. 4.  $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$   
 $(x = 0; 0,1; 0,2)$

1.

2.

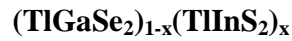
( ) ( . 5)



Şəkil 5.  $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$  ( $x=0, 0.1, 0.2$ )

E F-2013-9 (15)-46/03/1.

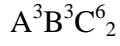
1. . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  
. . . . -  $\text{TlGaTe}_2$   
. . . . , **44**, 610 (2010).
2. . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  
. . . . , . . .  
 $\text{TlInSe}_2$   $\text{TlInTe}_2$ . , **45**, 1441 (2011).
3. . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  
. . . .  $\text{TlGaTe}_2$  , **45**, 1009  
(2011).
4. . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  
 $\text{TlGaTe}_2$ . , **53**, . 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  $\text{TlGaTe}_2$  Crystals. Jpn. J. Appl. Phys. **50** (2011) 05FC09.
6. . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  
. . . . , . . .  
 $\text{TlGaTe}_2$  - . . . , 2013, **47**, . 5, . 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, . 20-28.
8. . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  
. . . . , . . .  
TRANSACTIONS of Azerbaijan National Academy of Sciences (physics and astronomy) 2013, v. XXXIII, 2, . 57-65.
9. A.K. Jonscher Universal relaxation law. London (1996). 415 p.



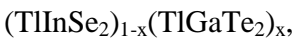
1 . . . , 1 . . . , 1 . . . , 1 . . . ,  
2 . . . , 2 . . . , 1 . . . , 1 . . .  
1 ,  
2

$(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$  ( $x = 0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$ ). 300 K

( Z ). ( Z )



[1-8].



$(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  : Tl - 99.999%, In - 99.9999%, Se - 99.99%, Ga - 99.999%, Te - 99.99%.  $10^{-3}$  Pa



0.15 mm/h.

700K,

$|Z|$

$f = 25-10^6$  Hz

cos

1V.

$Z(f) = |Z|$

$Z(f) = |Z| \sin$

(ACM)

( )

Solver Next

( ).

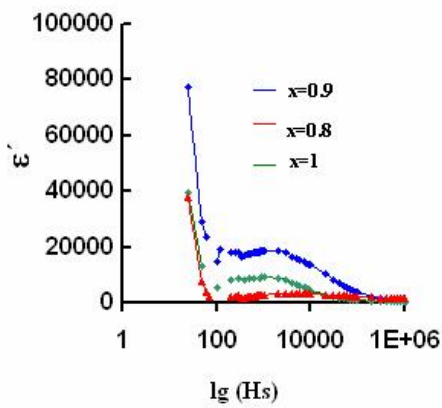
$(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$

( . 3),

$\sim 10^3$

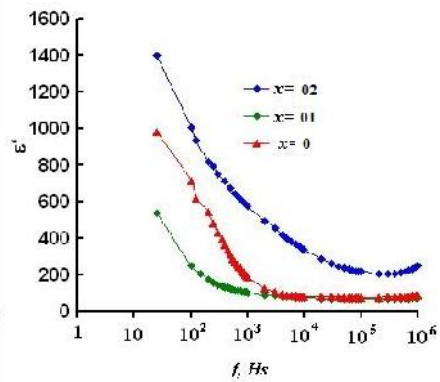
$\sim 200$

25



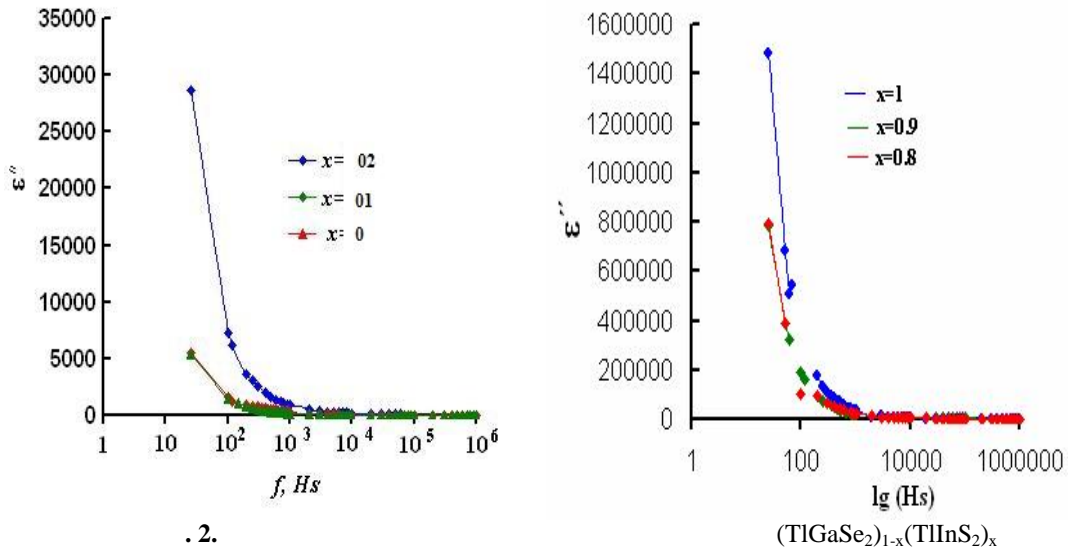
. 1.

=0; 0,1; 0,2 ( )



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

=1.0; 0.9; 0.8 (b).



2.  $(x=0; 0.1; 0.2)$  (a),  $(x=1.0; 0.9; 0.8)$  (b).

2,

=0.2,

$10^3$  Hz

=100.

$(f)$ ,  $(f)$ ,  $(f)$ , 1-3

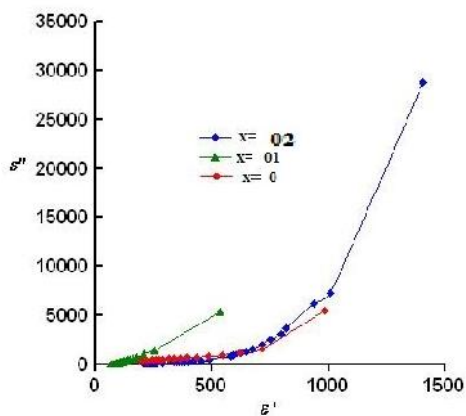
[9]

$(f)$

1.

2.

$(f)$  (3)



3.  $\epsilon''$  -  $\epsilon'$  ( )  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  ( $x=0; 0,1; 0,2$ )

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

**E F-2013-9 (15)-46/03/1.**

1 . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  $\text{TlGaTe}_2$  . . . , **44**, 610 (2010).

2 . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  $\text{TlInSe}_2$   $\text{TlInTe}_2$ . , **45**, 1441 (2011).

3 . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  $\text{TlGaTe}_2$  , **45**, 1009 (2011).

4 . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  $\text{TlGaTe}_2$ . , **53**, . 8, 1488 (2011).

5 Rauf Sardarly, Oktay Samedov, Adil Abdullayev, Famin Salmanov, Andzej Urbanovic, Frederic Garet, and Jean-Louis Coutaz Superiorionic Conductivity in One-Dimensional Nanofibrous  $\text{TlGaTe}_2$  Crystals. Jpn. J. Appl. Phys. **50** (2011) 05FC09.

6 . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  $\text{TlGaTe}_2$  - . . . , 2013, **47**, . 5, . 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 . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . .  
. . . . . , . . . . . , . . . . . TRANSACTIONS of Azerbaijan National  
Academy of Sciences (physics and astronomy) 2013, v. XXXIII, No. 2, pp. 57-65.

9. A.K. Jonscher Universal relaxation law. London (1996). 415 p.

10. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . .

TlInS<sub>2</sub>

## *TlIn<sub>1-x</sub>Eu<sub>x</sub>S<sub>2</sub>* BİRKİM HLUL KRISTALINDA YÜKDA İYİCİLERİN

### S P L M M E X A N Z M L R

**N.S. Sardarova**

*Sumqayıt Dövlət Universiteti*

[naile.545@mail.ru](mailto:naile.545@mail.ru)

*TlInS<sub>2</sub>(Te<sub>2</sub>)* tipli birləşməli tetraqonal sinqoniyada kristallaşdıranlarda iki struktur vahidi mövcuddur. Bu tip birləşməli rəkimli kimyviçəhtəsəstruktur vahidi tetraedr hesab edilir və yalnız bu tetraedrlər arasında ikinci vahidin-səkkiztəplinin tiplinin və yaxud burulmuş kubun formalaşmasıbaşverir. *st* r M-X, *ist* r s d X-X laq ləri ion tipidəolub, bu birləşməli rəkimli kristallarının fəza formalaşmasında həlledici rol oynadıqı halda, digər struktur vahidindəki <sup>III</sup> – X laq ləri onların səsayarımkeçirici xassələrini müyyənləşdirir. Məhz bu səbəbdən baxılan birləşməli rəkimli kimyviçəhtəsəlaq ləri kəskin assimetrikliyi, kristallıq quruluşunda bir sıra xüsusiyyətləri və uyğun kristallıq qəfəslər çərçivəsində geniş diapazonda kimyviçəhtəsərkibin variasiyasının mümkünlüyü, nəticədə fiziki xassələrtoplusunun idarə olunması maraqlıdır. Bu birləşməli rəkimli geniş praktik tətbiqəmalikdir. Onlar səsayında alınan bərkim hüllərdən yaxın infraqırmızı üalanma, rentgen, qamma, neytron üalanmalarının detektorları, gün enerjisi çeviriciləri, termoelementlər, yaddaşlı çeviricilər və s. kimi cihazların hazırlanmasında istifadə olunur.

Tərkiblərin lantanoidlər daxil olan birləşməli bərkim hüllərlə yüksək temperaturda, böyük mexaniki bərklik, yuxarı temperaturalarda belə öz yarımkeçirici xassələrini saxlamaq, yüksək termoeffektliyi malik olmaq kimi xassələr malikdirlər. Ln və In atomları *TlLnX<sub>2</sub><sup>VI</sup>* və *TlLnX<sub>2</sub><sup>VI</sup>* tipli birləşməli rəkimli üçvalentlidirlər və onların ion radiusları yaxındır. Ona görə *TlLnX<sub>2</sub><sup>VI</sup>* tipli birləşməli rəkimli indium atomlarını tədricən lantanoid atomları ilə əvəz etməklə yarımkeçirici xassələrin daha geniş spektrinə malik birləşməli bərkim hüllərlə almaq mümkündür. Ədəbiyyatda [2] *TlLnX<sub>2</sub>-TlLnX<sub>2</sub>* sistemlərində qarışıqlıq təsiri dair bir sıra məlumatlar vardır, lakin onlar ümumi mənzərəni müyyənləşdirmək, lantanoidlərin 4f – səviyyələrinin dolması ardıcılığı və bir atomdan digərinə keçərkən xassələrin dəyişmə xarakterini təhlil etmək üçün kifayət deyildir.

Əldə edilən  $\text{TlInS}_2\text{-TlEuS}_2$  sistemlərinin birləşmə və bərkimlikləri alınmış, onların struktur formalaşmasının xüsusiyyətlərini, elektrik, istilik xassələrini müəyyənləndirilmiş, onlarda yük və istilikda keçirilmə hadisələrinin mexanizmi öyrənilmişdir.  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Eu}_x\text{S}_2$  bərkimliklərində yük və istilik keçirilmə hadisələri, birləşmələrin termoelektrik xassələrini tədqiq olunmuşdur.  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Eu}_x\text{S}_2$  bərkimliklərinin elektrofiziki xassələrini öyrənməkdə məqsəddə  $\text{TlInS}_2\text{-TlEuS}_2$  sistemi tədqiqatın birləşmə və bərkimliklərinin elektrik keçiriciliyinin xarakterini və s. pilmə mexanizmini müəyyənləndirməkdən ibarətdir.

Elektrik, maqnit sahələri, temperatur gradienti və s. xarici amillər kristalda tarazlıq, həmçinin qeyri-tarazlıq vəziyyətində yükdaşıyıcılara müəyyənləndirən göstərir. Müəyyənlənmişdir ki, kristalda yükdaşıyıcıların qeyri-tarazlıq prosesləri qəfəslərdə müxtəlif xarakterli defekt mərkəzlərinin qarılıqlı təsiri mexanizmindən kəskin asılıdır.

Qeyri-tarazlıq proseslərinin əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, onlar ideal kristallarda elektrik intensivliyi səli uzun müddət saxlanıla bilər, bəzən sözlənsə sonsuz keçiricilik yarana bilər. Bu o deməkdir ki, relaksasiya müddəti sonsuz böyük ola bilər. Lakin real kristallarda relaksasiya müddəti çox da böyük olmur. Bu kristallıq quruluşun periodikliyinə təhrif olunması ilə əlaqədardır. Bu təhriflər müxtəlif mənbəli ola bilər: atom və ya ionların istilik qəfəsləri, kristalda ionlaşma və ya neytral hallarda yerləşmə qəfəsləri, qəfəsin müxtəlif defektli (böyükünlü, sürüşmə, dislokasiya, kristallıq dəyişikliklərin sərbəstliyi və s.). Bu məsələnin hər birində yükdaşıyıcıları özvvəlki trayektoriyalarından meyl etdirən kəskin [3] Çoxlu sayda bəzi vəziyyətlərdə kristalın müəyyənlənən temperaturuna uyğun olaraq bütün sistemi tarazlıq halına yaxınlaşdırır.

Kifayət qədər yüksək temperaturlarda ( $kT \gg \hbar\tilde{\epsilon}_0$ ) atom qəfəsləri yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların sərbəstliyi əsas rolunu uzununa akustik fononlar oynayır. On qəfəsləri yarımkeçiricilərdə elektronların optik fononlarla qarılıqlı təsiri, onların akustik fononlarla qarılıqlı təsirindən çox güclü olur.

Elektronların optik fononlardan sərbəstliyi iki intervala bölünür. Aşağı temperaturlarda ( $\hbar\tilde{\epsilon}_0 \gg kT$ ) ( $\tilde{\epsilon}_0$  - optik fononların maksimal tezliyidir)  $\tau$  - relaksasiya müddəti  $\epsilon$  - enerjiden asılı deyil və  $r = \frac{1}{2}$  olur. Yüksək temperaturlarda, yəni  $\hbar\tilde{\epsilon}_0 \ll kT$  olduqda,  $r=1$  olur.

Aşağı temperatur oblastında akustik, eləcə də optik fononlar zəif həyvanlaşdır. Bu halda elektronların sərbəstliyi ionlaşmadan bəzi verir. ( $r=2$ ). Çox-çox kiçik temperaturlarda, hələ qəfəslər ionlaşma olduqda, elektronların neytral atomlardan sərbəstliyi əsas rol oynayır. Bu halda da  $\tau$  - relaksasiya müddəti  $\epsilon$  - enerjiden asılı olur və  $r = \frac{1}{2}$  olur. Yükdaşıyıcıların müxtəlif sərbəstliyi mexanizmlərinin birgətirildikdə relaksasiya müddətinin ( $\tau$ ) yükün enerjisindən ( $\nu$ ) asılılığı çox mürəkkəb olur və bu asılılığın nəzəri təhlili müəyyənləndirilməlidir.

Tədqiqat olunan üçqat birləşməli geniş zonalı yarımkeçiricilərin sinfinə aid edilir. Bu birləşməli yükdaşıyıcıların konsentrasiyası  $\sim 10^{19} \text{ sm}^{-3}$  tərtibində olduğundan onlar üçün dispersiya qanununu kvadratik hesab etmək olar. Qeyd edək ki, kəskin hallarda Holl yürüklüyü dreyf yürüklüyü ilə üst-üstə düşür və eyni fiziki mahiyyətə daşıyır. Əldə edilən (Holl məsələsi) və  $\tau$  (elektrik keçiriciliyi)-nin qiymətləndirilməsi, 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 gərək elektron qazı cırlaşmasın,  $R = \frac{1}{en}$  və ya  $R$ ,

$\frac{\hbar H}{c} \gg 1$ ,  $R_0 = \frac{1}{en}$  rəhbərliyi ödəyən güclü maqnit sahəsində ölçülür. Lakin bu iki rəhbərliyi

ödəməyən, onda  $R = \frac{A_r}{en}$ ;  $\sim = \frac{R\uparrow}{Ar}$  ifadələrindən istifadə etmək olar.

Bir tip yükdaşıyıcı olan yarımkəçiricilərin elektrik xassələrinin xüsusiyyətlərindən biri ondan ibarətdir ki, temperaturun artması ilə Hall əmsalı (R) artır, bu isə uyğun kəldir digər kinetik əmsallara təsir edir. Lakin R (T) temperatur gedişinin xarici görünüşünün oxarlına baxmayaraq bu hadisənin fiziki təbiəti qarşıdan olan keçidlərlə, qadağan olunmuş zonada yerləşən qarşıdan olan keçidlərlə, elektron qazının sıxlığının yox olması ilə, keçirici zonanın dibində nisbətən yuxarıda və ya valent zonanın tavanından nisbətən aşağıda yerləşən daha az zonanın təsirli ionlaşma atomlarından olan sərbəst elektronlarla, yükdaşıyıcıların dispersiyasının qeyri-kvadratik qanunu ilə əlaqədar ola bilər.

TlIn<sub>1-x</sub>EuS<sub>2</sub> tərkibli bərk maddələrin elektrik keçiriciliyi sırf yarımkəçirici xarakterə malikdir. Keçiriciliyin  $\lg \uparrow = f(10^3/T)$  asılılıqlarından müyyən olunmuşdur ki, ~600-670K temperaturda qarşıdan olan keçidlər «tükənir» və xüsusi keçiricilik oblası bəzən dəyişir.

Hall əmsalının temperatur asılılığından məlum olur ki, bu asılılıq elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı ilə yaxın uyğunluq təklif edir, belə ki, otaq temperaturundan ~500K temperaturdakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası dəyişməz qalır və yüksək temperatur oblasındakı  $\lg RT^{3/2} = f(\frac{1}{T})$  asılılığının (kil 2) meylinə görə hesablanmış qadağan olunmuş

zonaların eni bir-birilə ~0,03eV dəqiqliyi ilə üst-üstə düşür.

Hall yürüklüyünün temperatur asılılığına əsasən demək olar ki, yükdaşıyıcı əsasən akustik fononlardan sərbəstdir. Yürüklüyün temperatur asılılığı  $\sim \sim T^{3/2}$  qanunu ilə dəyişir, bu isə uzundalılıq akustik fononlardan sərbəst uyğun gəlir. Tədqiq olunan nümunədə 300-650K temperatur intervalında termo-e.h.q. temperaturun artması ilə vızlı mütləq qiymət artır və maksimuma çataraq, temperaturun sonrakı artması ilə azalır. Bu azalma xüsusi keçiricilik oblasının bəzən dəyişməsi ilə izah olunur.

TlIn<sub>1-x</sub>Eu<sub>x</sub>S<sub>2</sub> bərk maddələrinin elektrik keçiriciliyinin  $\ln \sigma = f(10^3/T)$  asılılığından müyyən olunmuşdur ki, ~610-650K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyi artır, sonra azalır və özünün minimum qiymətinə çatdıqdan sonra kəskin artır. Axırncı eksponensial artım xüsusi keçiricilik oblasının bəzən dəyişməsi ilə əlaqədardır.

Fikrimizcə, bunu onunla izah etmək olar ki, vızlı ~600K-də keçidlər qadağan olunmuş zonada yerləşən qarşıdan olan bəzən dəyişir və nəticədə bu sərbəst yükdaşıyıcıların keçidlər «tükənir». Yenidən keçidlərin bəzən dəyişməsi üçün daha böyük enerji tələb olunur, buna görə də qadağan olunmuş zonanın eni bəzən dəyişir və ondan böyük enerji tələb etmək üçün temperatur nisbətən artmalıdır. Mhz bu temperatur intervalında keçiricilik azalır və lazım olan enerji bəzən dəyişir olandan sonra xüsusi keçiricilik oblası bəzən dəyişir.

Hall əmsalının temperatur asılılığından görünür ki, R-in artması ~500K-də bəzən dəyişir. İndium atomlarını yevropium atomları ilə əvəz etdikdə Hall əmsalının artması daha yüksək temperatur oblasına doğru sürülür. Bütün hallarda R-in artması müyyən temperaturla qəddir davam edir, sonra isə kəskin azalma müşahidə edilir. Buna görə də R maksimumdan keçir və tərkibdə yevropiumun nisbi miqdarı artdıqca R-in maksimumu yüksək temperatur oblasına doğru sürülür.

Tədqiq olunan nümunədə müəhd olunan qeyri-adi effektlər müxtəlif səbəblərlə izah oluna bilər. Bu vəzə digər modelin mümkünlüyünün təhlili göstərir ki, bu halda keçiricilik

qada an olunmuş zonalarda olan a qar s viyy l rd n olan keçidl rli laq dardır. Holl msalının (R) maksimumdan keçm mexanizmini is valent zonanın tavanından  $\Delta E_n$  energetik m saf d yerl n akseptor s viyy l r m xsusi yükda ıyıcılar üçün “t l ” rolunu oynayır v Fermi s viyy l rinin bu zonaya daxil oldu u temperatur intervalında onların “tutulması» prosesi ba verir. Bu s viyy l rin kifay t q d r böyük konsentrasiyalarında a qar zonalar meydana çıxır v keçiricilik m hz bu zonalardan h yata keçirilir. Bu zaman konsentrasiyanın azalması ba verir v n tic d Holl msalının artmasına g tirib çıxarır. Temperaturun sonrakı artmasında is a qar s viyy l rin dolması ba verir v  $kT > v_g$  rti öd ndikd bu s viyy l rd n keçirici zonaya elektronların bura xılması ba layır. Bu da öz növb sind yükda ıyıcıların konsentrasiyasının artmasına, y ni keçiriciliyin artmasına, Holl msalının azalmasına s b b olur.

#### **D B Y Y A T**

1. . . , . . . , . . // . . . . 2003, .39. 4. .409-411.
2. . . // . . , 1997, .3 4. .35-38.
3. . . . . . 1974, -472 .

### **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](mailto: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]:

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

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  $\lambda_{T-F}$ , 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 it takes place in the alkali metal, then after simple transformations we have from (3):

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

where  $m^*$  is electron effective mass in metal. If we neglect the weak temperature dependence  $m^*$  and take under consideration that  $n_e = \text{const}$  in metals, then from (4) we can conclude on temperature independence of Thomas-Fermi screening radius.  $\lambda_{T-F}$  will also differ 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  $\lambda_{T-F}$  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  $\eta_e$  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  $T < 30K$ . That's why  $\eta_e$  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:

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

where in (6) and (7)  $\rho$ -is specific resistance in molten metals,  $E_F$  is Fermi energy in erg. The values  $\eta_e$  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  $\eta_e$  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  $\eta_{F-T} \approx \frac{\alpha_0}{4n_e^{2/3}}$  ( $\alpha_0=0,529 \cdot 10^{-10}$  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  $\text{cm}^3$ ;  $\rho$ -is specific resistance in molten metals. The electron viscosity calculated on (8) well agrees with its solution obtained from (7).

**Table 1.**

Electronic viscosity ( $\eta_e$ ), calculated by the formula

Metals	$E_F$ , eV [1]	$n_e \cdot 10^{-22}$ $\text{sm}^{-3}$ , [3]	$\eta_{liq} \cdot 10^6$ Om sm, [5]	$\eta_0 \cdot 10^3$ Pa s, [4]	$\eta_e \cdot 10^4$ Pa 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 .,Kondepudi D. Sovremennaya termodinamika. M., 2009, 460s.(in Russian)
4. Tablitsı fizicheskix velichin. Spravochnik, pod. red. akademika .K.Kikoina, M., 1976, 1008s. (in Russian)
5. Ubbelode A. Rasplavlennoe sostoyanie veshstva. M., 1982, 376s. (in Russian)

**D M R SASLI AMORF MAQNİTYUM AQRINTILIRN  
MAQNİT XASSLIRN XARİCİ MAQNİT SAHSİNİN  
T.M. Pənahov, N.V. Musazad**

Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti

“Metal və rəntgen fizikası” ETL-si

[m.ihesen1959@mail.ru](mailto:m.ihesen1959@mail.ru)

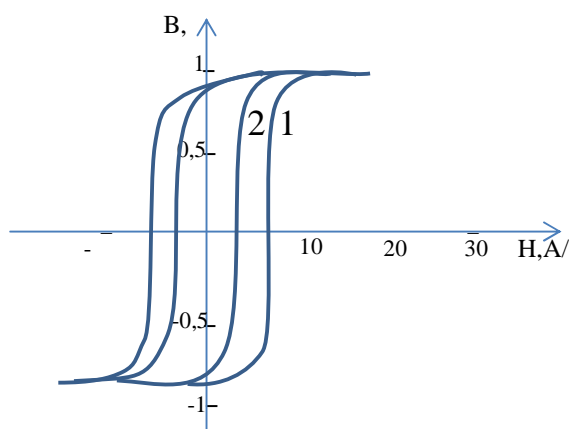
Termik və TME-la amorf kristallik rəntgen böyük maqnit xassli material almaq olar. Bu maddənin dərəcəli səsli Fe-Si-B rəntgeninin maqnit xassli rəntgen xarici maqnit sahəsinin, soyumanın, gəriliminin təsiri tədqiq edilmişdir.

Amorf nanokristallik rəntgen geniş perspektivi olan materiallardır. Onlar bir tərəfdən qeyri-adi fiziki xassli, digər tərəfdən praktik təbii imkanlarının genişliyi ilə diqqətə layiqdir. Bu maddənin maqnit xassli onların struktur xassli və kimyəvi tərkibi ilə sıxlaşdırılır. Xarici təsirin, termomaqnit və termoemaldan sonra bu maddənin böyük praktik həmiyyəti olan yeni xassli rəntgen qazanır. Bu təsirin yeni fiziki hadisənin yaranmasına, anizotropun xarakterinin və histerezis ilgəyinin dəyişməsinə səbəb olur. Maqnitlənməsi, maqnit kristallik anizotropu sıfır olan seçilmiş tərkibli amorf rəntgenin yüksək maqnit xassli rəntgen malik maqnit material almaq olur.

Dərəcəli səsli amorf maqnitium aqrəntgeninin maqnit xassli rəntgen Fe-Si-B tərkibli tədqiq edilmişdir. Bu tərkibli rəntgen maqnit və termomaqnit emalı təbii etməklə, maqnit striksiyasının və induksiyasının anizotropunu nəzərə almaqla yüksək həddə maqnit xarakteristikalı material almaq mümkündür. Bu rəntgen böyük maqnit striksiyasına malikdir, yəni maqnitlənmə mexanizmi bəzən təkil edir və onun xassli rəntgenin xarici təsirinə asılılıqlarını hərtərəfli araşdırma tələb edir.

Fe-səsli Fe-Si-B tərkibli rəntgen üzərində müxtəlif temperaturalarda, müxtəlif intensivlikli və tezlikli maqnit sahələrində təcrübələr aparılmışdır. Soyumanın və elastik gəriliminin maqnit materialının maqnit xassli rəntgen təsiri tədqiq edilmişdir.

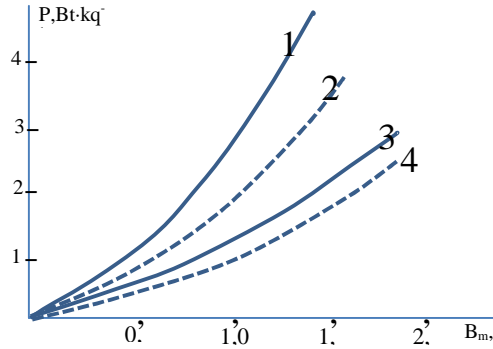
Şəkil 1-də TME-dən sonra dəyişən maqnit sahələrində statik histerezis ilgəyinin qrafiki verilmişdir. TME zamanı maqnit sahəsinin intensivliyi artdıqda ilgəy qalıq induksiyası böyüyür. Bu rəntgenin dəyişən maqnit sahəsində TME da biristiqamətli təsiri var və emal prosesində koersitiv qüvvənin azalması bəzən verir.



**k.1.** Fe-Si-B nümunəsinin TME-dən sonra 25A/m(1) və 1500A/m(2) dəyişən maqnit sahələrində histerezis yarıları

Maqnit induksiyanın artması ilə TME-in effektivliyi artır. Maqnit sahəsinin TME zamanı maqnit sahəsinin təsiri istiqamətində maqnitlənməyə gətirir. Maqnit sahəsinin təsiri istiqamətində maqnit anizotropiyasının dispersiyasının azalması prosesi gətirir. Domen quruluşu sabitdir. Maqnitlənmənin qeyri-bircinsliyi TME zamanı sahə istiqamətində istiqamətli nəzərdə tutulmuş bu nəticədə histerezis ilgəyinin qalıq induksiyanın artmasına səbəb olur.

TME-dan sonra rəntinin maqnit xassələrinə maqnit sahəsinin soyutmanın sürətli güclü təsiri göstərir. TME-dan sonra maqnit parametrlərinin tədqiqi zamanı soyutmanın müxtəlif sürətlərində, maqnit sahəsinin aparılan tədqiqatlar göstərir ki, saatda  $200\text{C}^0$  yavaş soyutmada materialın maqnit xassələri yüksəlir. Maqnit sahəsinin soyutmanın sürətli artıqda statik maqnit xassələrinin təsiri azalır. Maqnit sahəsinin aparılan tədqiqatlarda maqnit itkisinin soyutmadan müxtəlif cür asılılıqları müəhd olunur. Yüksək tezliklərdə böyük maqnit itkisi nisbətən sürətli soyutmada (dəqiqədə  $100\text{C}^0$ ), alçaq tezliklərdə soyutmanın ağırlıq sürətlərində (saatda  $200\text{C}^0$ ) müəhd olunur.



**k. 2.** Fe-Si-B rəntilentinin dəyişən maqnit sahəsinin maqnit itkisinin maqnit induksiyanında asılılıq 1.1-bənzər halda, 3-tabaldan sonra, 2,4-həftənin gərginlik altında

Lent nümunəsinin dartılması gərginlikdə maqnit sahəsinin yerli dirdikdə maqnit itkisinin müəyyən dərəcədə azalması müəhd olunur. Nə çox itki nümunənin gərginliyi halında müəhd olunur (k. 2). Nümunənin daxili gərginlik verdikdə maqnit sahələrinin böyük lokal paylanması baş verir və böyük maqnit striksiyası yaranır. Gərginlik dartılma istiqamətində maqnit striksiyasını yüksəldir. Nəticədə itki azalır. Tabalma zamanı daxili gərginliyi ləvətdikdə maqnit anizotropiyası yenidən maqnit itkisinin azalmasına səbəb olur. Tabaldan sonra koersitiv qüvvənin azalması müəhd olunur.

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

## D B YAT

1. T.M. P nahov, A. . sayeva. Metallik amorf materiallar. H. İliyev adına AHM, Elmi sənədlər məcmuəsi, 2010, səhifə 33-35.
2. T.M. P nahov, A. . sayeva, N.T. P nahov. Amorf maqnitium aq rəntilərin maqnit itkiləri, BDU, 2012

3. T.M. Pənahov, R.B. Vəliyev, A. Əliyeva, M. Mirzəliyev. Dəmir və kobalt əsaslı amorf qatımların quruluş və maqnit xassələrinin xüsusiyyətləri. H. Vəliyev adına AHM. Elmi əsərlər məcmuəsi, 2011, s. h. 30-35.

-  $d_{0,28}Hg_{0,72}Te$

.C.C      \*      \*\*      \*\*      \*\*

\*      ,      .      .      ,      .      .      ,      .      .      \*

\*\*

[geneticsster@gmail.com](mailto:geneticsster@gmail.com)

-  $d_xHg_{1-x}Te$

-  $d_{0,28}Hg_{0,72}Te$ .

[1, 2, 3]

( )

[1,2,3]

$d_{0,28}Hg_{0,72}Te$ .

$$N_d - N_a = 2 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{23}$$

-  $d_{0,28}Hg_{0,72}Te$

$$1,0 \cdot 10^{14}$$

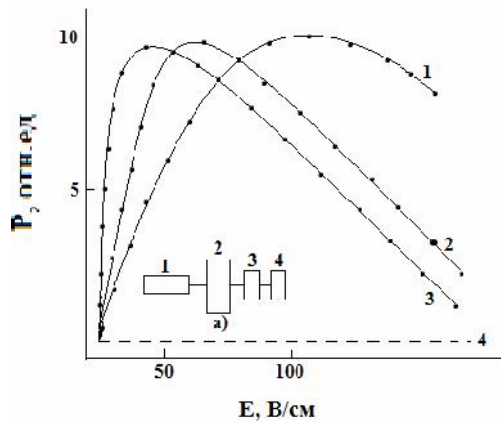
.1, .

-74.

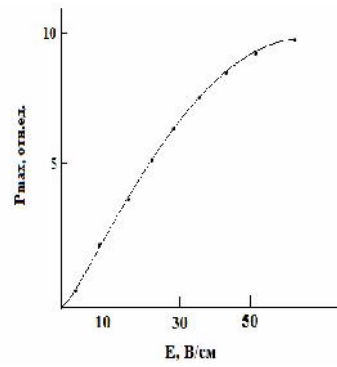
. (t = 25 ).

Ge<Au>,

.1  
d<sub>0,28</sub>Hg<sub>0,72</sub>Te,



1.



2.

, : 1-0,5; 2-1; 3-1,5; 4-  
a) ; 1- , 2-  
3- , 4- .

(H=0,6 )

( = 0)

.1

2.

- (  
)  
[5] [4].  
80  $\mu_n=1,5 \cdot 10^5$   $\text{cm}^2/\text{v} \cdot \text{s}$  [6].  $\mu_p=2,2 \cdot 10^3$   $\text{cm}^2/\text{v} \cdot \text{s}$  [6, 7].  
-  $\text{d}_{0,28}\text{Hg}_{0,72}\text{Te}$  “ ”  
1. JnSb  
- , 1977, .3, .2, .51-54  
2. , 1978,  
.12, .3, .480-489.  
3. -  
- , 1983, .17, .2, .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. III V .  
1987., 477 .  
7. . 1989, .50, .3, .480-  
483.

## VACANCY FORMATION ENERGY FOR CHARGED AND NEUTRAL STATES IN TlInS<sub>2</sub>

G.S. Orudzhev<sup>1,2</sup>, N.A. Ismayilova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Azerbaijan Technical University

<sup>2</sup>Institute of Physics (Innovation Sector)

[ismayilova\\_narmin\\_84@mail.ru](mailto:ismayilova_narmin_84@mail.ru)

For TlInS<sub>2</sub> 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-VI<sub>2</sub> 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 TlMeX<sub>2</sub> (where Me=In or Ga and X=S or Se) TlInS<sub>2</sub> has C2/c space group symmetry at room temperature [2]. The fundamental structural unit of a layer is the In<sub>4</sub>S<sub>6</sub> (Ga<sub>4</sub>S<sub>6</sub>) adamantane-like units linked together by bridging S atoms. The Tl atoms are in trigonal prismatic voids resulting from the combination of the In<sub>4</sub>S<sub>6</sub> (Ga<sub>4</sub>S<sub>6</sub>) polyhedra into a layer [3]. The cell structure of TlInS<sub>2</sub> shown in Fig.1. In the crystal structure of TlInS<sub>2</sub>, 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 TlInS<sub>2</sub> have been studied [4]

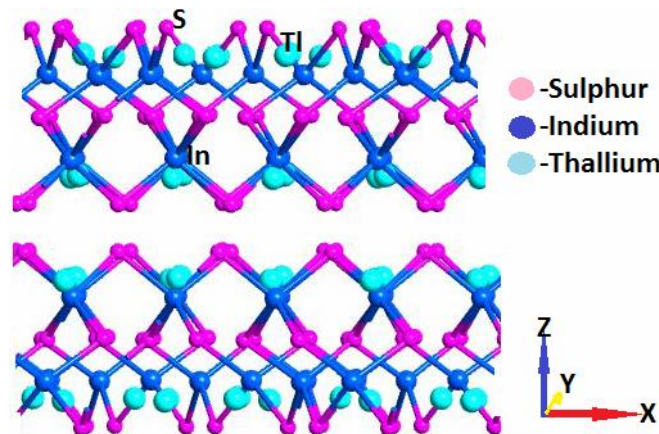


Fig.1 Cell structure of TlInS<sub>2</sub>

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 TlInS<sub>2</sub> ferroelectric 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 AtomistixToolKit software program (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 (6s<sup>2</sup>6p<sup>1</sup>), 3 for In (5s<sup>2</sup>5p<sup>1</sup>) and 6 for S (3s<sup>2</sup>3p<sup>4</sup>). The Perdew-Burke-Ernzerhof (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 TlInS<sub>2</sub> was relaxed and optimized with force and stress tolerances of 0.0001 eV/Å and 0.0001 eV/Å<sup>3</sup>, 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 TlInS<sub>2</sub> 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 TlInS<sub>2</sub> perfect crystal in the same supercell and  $\mu_a$  is the  $a$ -atoms chemical potential. First to determine the chemical potentials of atoms as  $E_{\text{tot}}$  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<sub>2</sub> negative for a stable compound.



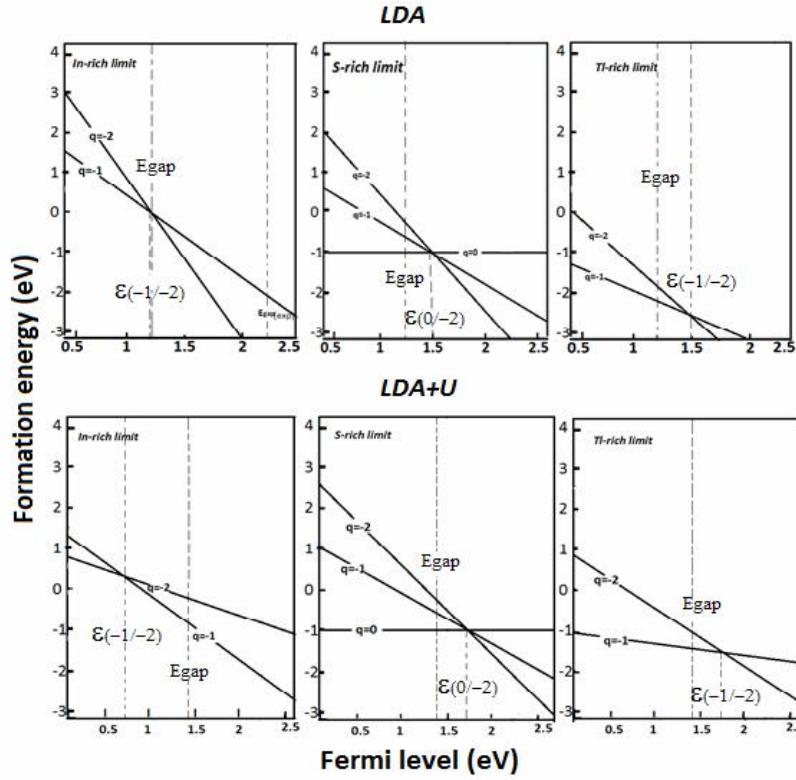
The calculated enthalpy of formation of  $\text{TlInS}_2$  is  $H_f(\text{TlInS}_2) = -2.983 \text{ eV}$ . Adding the value of enthalpy to chemical potential of atom forming the vacancy we gain the rich condition of this atom respectively. So rich conditions for each of the three atoms can be calculated 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 ( $q/q'$ ) is defined as the Fermi-level position for which the formation energies of charge states  $q$  and  $q'$  are equal. ( $q/q'$ ) can be obtained from;

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

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  $\text{TlInS}_2$ . 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 ( $q/q'$ ), charge state  $q$  is stable, while for Fermi-level positions above ( $q/q'$ ), 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  $\epsilon(-1/-2)$ . The  $q=-1$  state is more stable when  $E_F < (-1/-2)$ , and the  $q=-2$  is favorable when  $E_F > (-1/-2)$ . 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  $(0/-2)$  for S rich condition, where  $E_F < (0/-2)$  corresponds to more stable  $q=0$  state and the  $q=-2$  is favorable when  $E_F > (0/-2)$ . 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  $E_F < (-1/-2)$ , and the  $q=-2$  is favorable when  $E_F > (-1/-2)$  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., **B.26**.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  $\text{TlInS}_2$  and  $\text{TlGaSe}_2$  S S Babaev<sup>1</sup>, E Basaran<sup>2</sup>, T G Mammadov<sup>1</sup>, F A Mikailov<sup>1,2</sup>, F.M.Salehli<sup>3</sup>, MirHasan Yu Seyidov<sup>1,2</sup> 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  $\text{TlInS}_2$  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., **B 71**, 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  $\text{CuInSe}_2$  and  $\text{CuGaSe}_2$ . 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  $\text{CdMnTe}$ . 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  $\text{ZnO}$ . Phys. Rev., **B 76**, 165202 (2007).

TiFeS<sub>2</sub> və TiFeSe<sub>2</sub> Birləşmələrinin Rentgenoqrafik

Və Diferensial-Termik Analizləri

E.B. Şərofov<sup>1,2</sup>, C. Şəmayilov<sup>3</sup>, R.N. Mehdiyeva<sup>4</sup>,

S.H. Cabarov<sup>3</sup>, M.N. Mirzəyev<sup>2</sup>, E.M. Kərimova<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Birləşmə Nüvə Tədqiqatları İnstitutu, Joliot Kuri 141980 Dubna, Rusiya

<sup>2</sup>Milli Nüvə Tədqiqatları Mərkəzi, <sup>3</sup>Abdullayev adına Fizika İnstitutu, AMEA

<sup>4</sup>Radiyasiya Problemləri İnstitutu, AMEA

Tədqiqat olunan *vd* TiFeS<sub>2</sub> və TiFeSe<sub>2</sub> nümunələrinin rentgenoqrafik və diferensial-termik analizləri aparılmışdır. Rentgenoqrafik analizlər göstərir ki, normal rəitdə bu birləşmələrin strukturları monoklin simmetriyaya malik C2/m fəza qrupuna malikdir. Diferensial-termik analiz metodu ilə TiFeS<sub>2</sub> və TiFeSe<sub>2</sub> kristalları 20-650 °C temperatur intervallarında tədqiq edilmişdir. TiFeS<sub>2</sub> kristalından fərqli olaraq TiFeSe<sub>2</sub> kristalında müəahid olunan effektin temperaturun yüksək qiymətində ruürümsi bu kristalda kovalent rabitənin daha üstünlük təkil etməsi ilə izah olunur.

Kondens olunmuş hal fizikasının və materialünəsləşmənin müasir inkişafı yeni funksionla materialların axtarışına zərmin yaradır. Yarımkəçirici və kvant elektronikasının əsas nailiyyətləri, nanotexnologiya, optoelektronika, hesablama texnikası, avtomatlaşdırma, rabitə, idarəetmə və saytları və digər istiqamətlərin təkmilləşməsinə təkil edən müasir müəahid birləşmə yarımkəçirici materialların axtarışında və təraflı tədqiqatlarla bəlihdır. Yarımkəçirici kristallar arasında xüsusi yeri fiziki xassələrinin müxtəlif kristalloqrafik istiqamətlərdə güclü anizotropluğu ilə seçilən laylı və zncirvari qurulu lu yarımkəçirici rə tutur. Belə kristal maddələrin tipik nümayəndələrindən biri d TMeX<sub>2</sub> ümumi formuluna (Me-3d metal, X = S, Se, Te) daxil olan unikal xassəli TiFeS<sub>2</sub> və TiFeSe<sub>2</sub> tərkiibli yarımkəçirici birləşmələrdir. Aparılan tədqiqatların nəticələri göstərir ki, belə laylı və zncirvari qurulu lü kristallar fotoelektrik çeviricilərin, spektr analizatorlarının, rentgendetektorların və tenzorezistorların hazırlanmasında perspektivli materiallar hesab olunurlar. TMeX<sub>2</sub> ümumi formullu birləşmələrdə kiçikölçülü qurulu ləri ilə laylı-zncirvar olmaqla, tərkiibli daxil olan 3d metalından asılı olaraq antiferro-, ferro- və ferrimaqnit xassə nümayəndədir [1-5].

TiFeS<sub>2</sub> və TiFeSe<sub>2</sub> birləşmələrinin maqnit xassələrinin təhlil analizində onun Neel temperaturu, kvazibirölçülü antiferromaqnit xassəli olduğunu söyləməyi imkan verir [6, 7]. Neyron diffraksiyası metodu ilə, əlaqəli temperatur oblastı geniş tədqiq edilmiş, kristal və maqnit qurulu ləri müəahid edilmişdir. Yüksək təzyiqlərdə aparılan tədqiqatlar göstərir ki, 5 GPa-a qədər maqnit fəza müəahid edilmir [8].

Bu birləşmələrdə Fe ionu, təpələrdə S(Se) ionları yerləşən tetraedrlərin (FeS<sub>4</sub>(Se<sub>4</sub>)) zncirvari düzülüşündən ibarət monoklin qurulu əmalikdir, Ti ionları isə kristal qurulu un prizmatik bo luqlarında yerləşir. Bu tetraedrlərlə xəttilə zncir mənfi gətirən kristalın *c* oxuna paralel yerləşir, demir ionları arasında mübadilə qarılıqlı laq kristalın *a* oxu istiqamətindədir. gərki maqnit ionu biri-birindən iki anionla ayrılırsa, belə qarılıqlı təsir enerjisi kation-anion-kation qarılıqlı təsir enerjisindən tərtib kiçik olmalıdır. Bu halda – Fe – S – Ti – S – Fe – zncirində mübadilə enerjisi, tetraedrlərdən ibarət zncir boyunca yerləşən – Fe – S – Fe – qarılıqlı təsir enerjisindən iki tərtib kiçikdir [9, 10].

Baxmayaraq ki, TiFeS<sub>2</sub> və TiFeSe<sub>2</sub> birləşmələrinin struktur xassələri əlaqəli temperaturlarda və yüksək təzyiqlərdə kifayət qədər tədqiq edilmişdir, yüksək temperatur oblastında struktur və

termik xassələrin tədqiqatına ehtiyac vardır. Tədqiq edilən  $\text{TlFeS}_2$  və  $\text{TlFeSe}_2$  nümunələrinin rentgenoqrafik və diferensial-termik analizləri aparılmışdır.

$\text{TlFeS}_2$  və  $\text{TlFeSe}_2$  tərkibli toz halında polikristal nümunələri standart metodla sintez edilmişdir [5]. Rentgenoqrafik analizlər göstərir ki, normal rəhbərlik bu birləşmələrin strukturları monoklin simmetriyaya malik  $C2/m$  fəza qrupuna malikdir. Qəfəslərin parametrlərinin qiymətləri:  $\text{TlFeS}_2$  üçün  $a = 11.646(1) \text{ \AA}$ ,  $b = 5.308(2) \text{ \AA}$ ,  $c = 6.831(3) \text{ \AA}$ ,  $\beta = 116.7^\circ$ ,  $Z = 4$ ,  $V = 377.14(6) \text{ \AA}^3$ ;  $\text{TlFeSe}_2$  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  $\text{TlFeS}_2$  kristalının təcrübədə nəzərdə tutulan kütləsi  $20\div 650^\circ\text{C}$  temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. İkinci mərhələdə kütlə dəyişməsi  $65^\circ\text{C}$  kimi stabil,  $65\text{-}190^\circ\text{C}$  intervalında azalma,  $200\div 350^\circ\text{C}$  intervalında artma və  $350^\circ\text{C}$ -dən sonra isostatsionar olaraq azalma müşahidə olunur. Temperatur fərq  $46^\circ\text{C}$ , mərkəzi piki  $239.46^\circ\text{C}$ , sahəsi  $1748.603 \text{ mJ}$  və entalpiyası  $25.14 \text{ J/q}$  olan effektiv enerji mübadiləsinə təyin etmək üçün spektrin zaman görə diferensialından alınan diferensial-termik analiz yarisində enerji mübadiləsinə tədqiq edilir. Temperaturun  $460^\circ\text{C}$ ,  $530^\circ\text{C}$  və  $570^\circ\text{C}$  qiymətlərində diferensial-termik analiz yarisində spektrində olan kiçik enerji dəyişmələri müşahidə olunur.

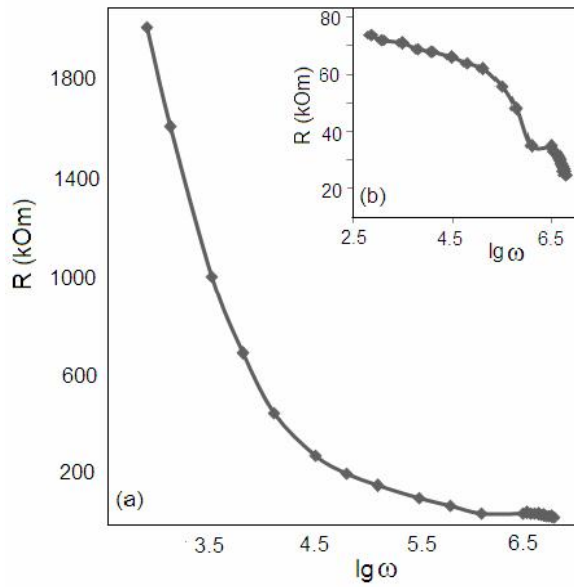
$\text{TlFeSe}_2$  kristalının təcrübədə nəzərdə tutulan kütləsi  $20\text{-}650^\circ\text{C}$  temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. Kütlə dəyişməsi  $225^\circ\text{C}$  kimi stabil,  $225\text{-}445^\circ\text{C}$  intervalında artma və  $445^\circ\text{C}$ -dən sonra isostatsionar olaraq azalma müşahidə olunur. Umumiyyətlə mərkəzi piki  $307.80^\circ\text{C}$  olan effektiv izah etmək olar.  $\text{TlFeS}_2$  kristalından fərqli olaraq  $\text{TlFeSe}_2$  kristalında müşahidə olunan effektiv temperaturun yüksək qiymətində də enerji mübadiləsinə təyin etmək üçün spektrin zaman görə diferensialından alınan diferensial-termik analiz yarisində enerji mübadiləsinə tədqiq edilir. Temperaturun  $500^\circ\text{C}$  qiymətində diferensial-termik analiz yarisində kiçik enerji dəyişmələri müşahidə olunur.

#### DƏRİS NƏZƏRİ

1. A. Kutoglu. Naturwissenschaften B, 61 (3), 125 (1974).
2. M. Rosenberg, A. Knulle, H. Sabrowsky, C. Platte. Phys. Chem. Sol., 43(2), 87 (1982).
3. . . . . , 53(1), 131 (2008).
4. Z. Seidov, H.A. Krug von Nidda, J. Hemberger et al. Phys. Rev. B, 65, 014433 (2001).
5. . . . . ( , , , 2012).
6. . . . . , 12, 5 (2014).
7. . . . . , N.T. Dang, . . . . . , 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. . . . . , 48 (11), 1484 (2014).
10. . . . . , 48 (9), 1265 (2014).
11. R.F. Speyer, Thermal Analysis of Materials (Marcel Dekker, New York, 1994).

... , ... \* , ...  
 $H$  ,  
 \* ,  
 . . .  
 . . .  
 ( ( ) )  
 ,  
 1 ,  
 $100^0$  .  
 LRC, ( 25 -1 )  
 [1].

p .1.



.1.

( )

a

( )

[2,3],

(100 - 1 )

[2,3].

( ),

—

)

(

$R$ )

(  $d$ ,

$d_s$

$s$ ,

$S$ ,

:

$$C = \frac{W_0 S}{d}, C_s = \frac{V_s V_0 S}{d_s}$$

$R( )$

:

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

. 1

(p . 1. )

(p . 1. )

20%.

$10^5$

- 10<sup>5</sup> .
1. / . . . , . . . , . . . , . . . , . . .  
. ANAS, Transactions, 2015, N2, p. 51-54
  2. / . . . , . . . , . . . , 2012, 57,  
.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

$10^2-10^{10}$   
\* , . . . , . . .  
\* .

[mnlebedeva@gmail.com](mailto:mnlebedeva@gmail.com)

$(4,5 \cdot 10^{10} / )$  .  
 $10^6$  .  $\rho = 1,53$   
:

[1].  
 $2/m, = 1170$ .  
:  $= 17.74 \text{Å}$ ,  $= 17.9 \text{Å}$ ,  $= 7.4 \text{Å}$ ,  
 $\text{AlO}_4$   $\text{SiO}_4$ , ,  
0.6 0.4 - (  
) 0.4 0.4 - ( ).  
- Na+, K+, Mg+, Ca+,

H<sub>2</sub>O-

H<sub>2</sub>O,  
[2-4],

[5]

[6].

12

(0.1Tor)

[7]

20 · 10<sup>6</sup>  
( )

10<sup>-5</sup>

10<sup>6</sup>

[8]

C2/m,

: a=1.761nm, b=1.780nm, c=0.741nm, =115.2 ;

Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — 11.36%, SiO<sub>2</sub> — 67.84%, Na<sub>2</sub>O — 1.25%, MgO — 0.49%, P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> — 0.11%,  
SO<sub>3</sub> — 0.03%, K<sub>2</sub>O — 3.01%, CaO — 0.29%, TiO<sub>2</sub> — 0.08%, MnO — 0.078%, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — 1.19%,  
KJ — 11.64%.

SnO<sub>2</sub>



25 -1 ).  
85%.  
7-20 ( LRC,  
7-20 R ,  
[8],  
C .

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

$\epsilon_s$  ,  $\epsilon_{\infty}$  .  
=10<sup>-5</sup> .

1/4 1/2 ,  
 $I_{min}$  Z ( )  
d

= +j ,  
0 ) ( =∞

(tg =0)

$$\} _v = \frac{\} _0}{\sqrt{V - \left(\frac{\} _0}{\} \right)^2}}$$

0- ; =2 -

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

---

$$S = \frac{2f}{\dots}$$

$$\frac{1}{\dots^2} = \frac{1}{\dots^2} + \frac{1}{\dots^2},$$

:

$$\frac{\text{tg}(Sd)}{sd} = \frac{\text{tg} \frac{2ft_0}{\dots}}{2fd} \quad (1)$$

$$d - \dots, \dots, 0 - \dots \quad (1)$$

2

(1)

(1)

$$\frac{\text{tg}x}{x} = \frac{\dots}{d},$$

$$s \cdot d.$$

$$s \cdot d$$

:

$$v = \frac{1 + \left(\frac{S}{2f}\right)^2}{1 + \left(\frac{\dots}{\dots}\right)^2} \quad (2)$$

$$\lambda_{\text{xp}} -$$

T 1

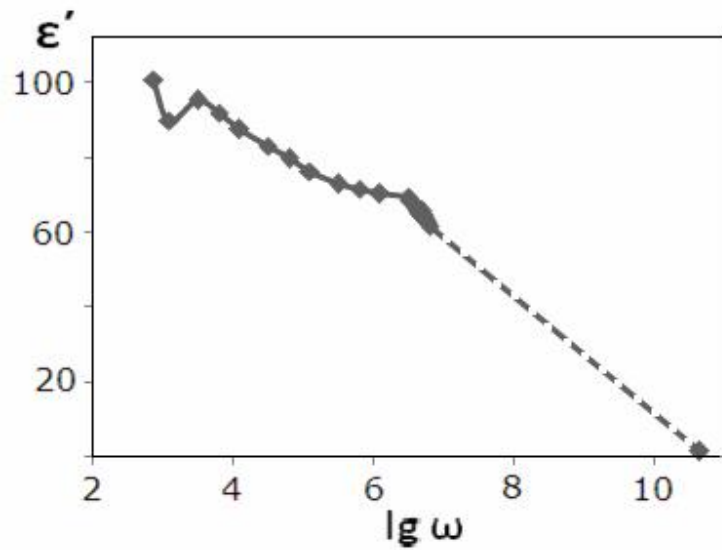
;

$$4.5 \cdot 10^{10} /$$

**1.**

mm	l mm	d mm	$\lambda_0$ mm	mm	tg d/ d	d		
40	1.5	7.7	10.8	46	-6.29	1.67	0.217	1.53

P .1



1.

$$10^2 - 10^6 \text{ / } 4,5 \cdot 10^{10} = 10^{10} \text{ / } 1,53$$

$$= 4,5 \cdot 10^{10} \text{ / } 10^2 - 10^6 \text{ / } 10^6 - 10^{10}$$

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 <sup>1</sup>H NMR Study of Zeolite Chabazite, Phys. Chem. Minerals, **25** (1998) 262-287.
4. . . . , . . . , . . . , . . . , . . . , . . .

- , J.of  
Qafqaz University, 31 (2011) 72-75.
5. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . ,  
. . . . . , 6 (2004) 26-27.
  6. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . ,  
- . . . . . ,  
, **10** 1 (2003) 354-357.
  7. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . ,  
. . . . . .2013, .5, .31 – 37.
  8. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . (1977)  
448.

**ASPE+xh cm%TIInSe<sub>2</sub> V ASPE+xh cm%TIInSe<sub>2</sub>+yh cm%Al  
KOMPOZİTLƏRİN DİRİLMİ TERMOST MULLA DIRİLMİ**

**DEPOLYARLARLA MA SPEKTRİNİN TƏDQIQ**

**X.R. HƏM DOVA**

Azərbaycan Texniki Universiteti

[yubaba66@hotmail.com](mailto:yubaba66@hotmail.com)

*Tədqiqat olunan ASPE+xh cm%TIInSe<sub>2</sub> və ASPE+xh cm%TIInSe<sub>2</sub>+yh cm%Al tip kompozitlərin 300-550K temperatur intervalında termostimulla dırılmış depolyarlarla məspektrinin tədqiqinin nəticələri barədə məlumat verilir. Müəyyən edilmişdir ki, göstərilən tip kompozitlərin TSD spektrləri meydana çıxan depolyarlarla məpikləri həmm polietilen və TIInSe<sub>2</sub> komponentlərinin, həmm dəfəzalaarası polyarlarla məntiqəsində həmmi yüklərsahsində yaranan yüklərin təhlilində çıxmasına müvafiq temperaturlarda bə verilir. Alüminium nanohissəciklərinin kompozitlərin xassələri TSD spektrlərinin təsiri göstərməmişdir ki, spektrdə meydana çıxan piklərin intensivlikləri artır sayları azalır, lakin ümumi xarakterləri saxlanılır.*

ASPE+xh cm%TIInSe<sub>2</sub> və ASPE+xh cm%TIInSe<sub>2</sub>+yh cm%Al kompozitlərinin alınmasına, dielektrik, elektret və radiotermoluminessensiya xassələrinin tədqiqi xüsusi diqqət yetirilmiş onlarda TSD spektrini tədqiq olunmayıb [1-3].

Termostimulla dırılmış depolyarlarla məspektri ə ədəki qaydada tədqiq edilib. Qalınlığı 4,5 mm olan kompozitlərin vakuumda buxarlanma yolu ilə 50 mm diametrlə alüminium kontakt çökürülür. Sonrakı mərhələdə, polyarlarla mə temperaturunda, müəyyən müddət gərginliyini sabit qalması, yəni elektretin alınması təmin edilir. Elektrik sahəsinin təsiri altında istilik hərəkətinə görə kompozitdə dipolların nizamlanması bə verilir. Bu həmm temperaturda çevik olan dipollara aiddir. Bunun nəticəsində elektret yükünün həmm ionlaşması bə verilir. Bu halda nümunələrin polimerin ümumi temperaturundan çox kiçik temperaturlara qədər soyudulur və xarici sahənin təsiri kəsilir. Bu halda dipolların dezoriyentasiyası və həmmi elektrik yüklərinin

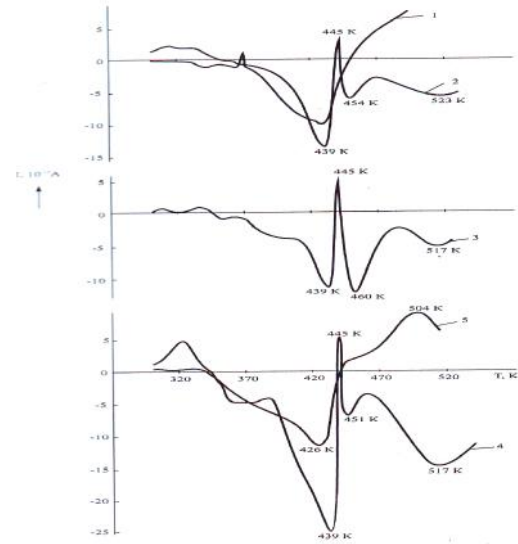
şəkilin siyahısında, bunun da nəticəsində depolymerdə sabit daxili polyarlaşma baş verir. Bərk kompozitlərdə bu, otaq temperaturunda çox böyük, bir neçə il relaksasiya müddətini xarakterizə olunur. Alınmış nümunələr termokamerasına yerləşdirilərək sabit  $3 \text{ d r/d q}$  sürətlə qızdırılır. Bu, ölçmə dövründə termik depolyarlaşmaya və polyarlaşma nümunələrə qoşulan elektrotlarda İc r yanının yaranmasına səbəb olur.

ASPE+xh cm% TIInSe<sub>2</sub> və ASPE+xh cm% TIInSe<sub>2</sub>+yh cm% Al kompozitlərinin TSD spektrləri temperaturun xəttili artması ilə 293-543K intervalında tədqiq edilmişdir. Yarımkeçirici təvəllül kompozit materialların TSD spektrlərinin tədqiqinin nəticələri əkil 1-də verilmişdir. Burada 1-ci yeri təmiz polietilen üçün və 2, 3, 4, 5 yeri rəsmi müxtəlif tərkibli ASPE+xh cm% TIInSe<sub>2</sub> (x=1; 3; 5; 10) tərkibli nümunələr üçün TSD spektrləridir. Bu kompozitlər üçün xarakterik əlamətdür ki, 1,3,5% TIInSe<sub>2</sub> təvəllül nümunələrdə 445K-də aydın ifadə olunmuş dərin inversiya piki müəhd edilir.

Bundan təvəllül, 500-520 K temperatur intervalında yüksək temperaturlu geniş pik də müəhd edilir. Bu tərkibli rəsmi üçün üç minimuma da malikdir. Birinci minimum 432-439K, ikincisi 450-460K, üçüncüsü isə 517-523K temperatur intervallarında yerləşir. Tərkibində TIInSe<sub>2</sub>-nin miqdarı 10h cm% olan nümunədə bir-birindən kəmiş (homo və heteroyüklü) iki maksimum müəhd edilir. 426K-dəki minimum göstərilən tip digər kompozitlərdə və polimerin özündə müəhd edilir.

İkinci maksimumu kompozitlərin üçüncü minimumuna müvafiq temperaturda müəhd edilir. TSD spektrlərini təhlil edərək polimerin tərkibində 1-5h cm% TIInSe<sub>2</sub> təvəllül olan kompozitlərdə daha dərin tutma mərkəzlərinin yaranması qənaətinə gəlmək olar. Bu halda təclimə injeksiya etmə yüklərinin təhlili (maksimum intensivliyinin və sahəsinin artması) və onların məskunlaşması (temperatur yerləşməsi

yüksək temperaturlu oblastada sürür) 445K-də, böyük pikin fonunda müəhd edilən inversiya pikinin meydana çıxmasını əlaqələndirmək olar: elektrikləmə zamanı təbii prosesində hətmi yüklərsahəsinə TIInSe<sub>2</sub> ilə polimerin sərhdində fazalararası polyarlaşma (FP) baş verir. Bu polyarlaşmanın istiqamətini hətmi yüklərin sahəsinin kəmiş yönəlir. Bu halda, depolyarlaşmada TSD spektrində fazalararası polyarlaşma ilə əlaqəli olan inversiya c r yanının yaranır. Təklif etdiyimiz bu izahat Maksvel-Vaqner effekti ilə yaxşı uzlaşır. Bu model əsasən qeyri-bircins materiallarda yüklərin toplanması, amorf və kristallik fazaların keçiriciliklərinin fərqli olması ilə əlaqədardır. Belə materialın elektrikləmə zamanı da ıyıcılar təvəllül fazalararası sərhd yaxınlığında, yəni kəmiş, keçiriciliyi daha böyük olan maddə yaxınlığında toplanır. Lokal c r yanlarının fərqli olması, TSD c r yanını yox edildikdə yüklərin dissipasiyasına gətirir, çünki bu halda c r yanları artıq kəmiş istiqamətli rəsmi. Qeyd olunmalıdır ki, bu maksimum, hər əydən və TIInSe<sub>2</sub> hissəciklərinin sərhdində rəsmi yüklərin relaksasiyası ilə əlaqədardır, çünki təvəllül miqdarının artması ilə pikin intensivliyi artır. TSD c r yanının inversiyası digər polimerlərdə və kompozitlərdə müəhd edilir. Bu hadisələrin izahı barədə



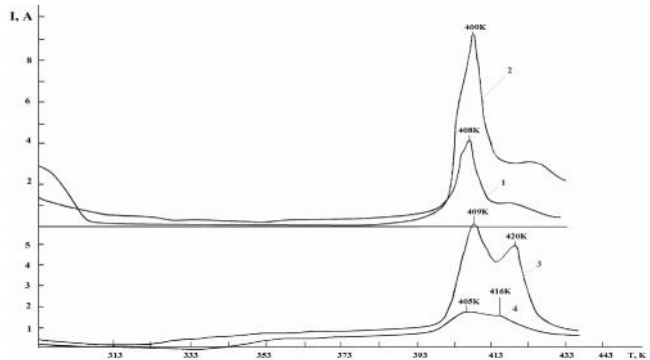
**əkil 1.** ASPE+x h cm% TIInSe<sub>2</sub> kompozitlərinin termostimulla dırılmış depolyarlaşma spektrləri (1- =0; 2- =1; 3- =3; 4- =5; 5- =10).

fərqli mülahizələr mövcuddur. İnci inversiya pikinin temperatur və zərərli təndən, sənə halından, polimer matrisasının və doldurucunun hallarından, poliyarların təbii təndən və digər faktorlardan asılı olaraq, TSD yarılrından müəhd edilən kəsi aralıqların polimerlərdə mövcud olan dipolların yenidən düzülməsi ilə əlaqələndirilir. Bizim qənaətimiz görə 432-439K və 450-460K temperatur intervallarında müəhd olunan maksimumlar polimerlərdə relaksasiya ilə əlaqədar müəhd edilən maksimumun hissəlidir. Dar intervalda meydana çıxan inversiya, çox ehtimal ki, fazalararası poliyarla məvəhəmi yük sahəli rind həmin yüklərin həddindən çox poliyarla məsi ilə TlInSe<sub>2</sub>-nin keçiriciliyinin azalması ilə əlaqədar ola bilər. Belənticə yəgəlməklə ki, –relaksasiya prosesinin temperatur halına, kompozit daxilində olan TlInSe<sub>2</sub>-nin həmi miqdarı təsir ed bilər. 517-523K temperatur intervalında müəhd 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 dəqiyyəti hesablaşmaq üçün, bəzi hallarda ikiqat təbəqənin yaranması təsvirində istifadə edilir. Polimer qarışıqlarında və kompozitlərdə fazalararası qalınlığı

$$d_m^2 = \frac{2V_1 V_2 V_0 kT}{n \cdot e^2}$$

düsturu ilə hesablaşmaq olur. Burada  $V_1$  və  $V_2$  fazaların dielektrik nüfuzluqları,  $V_0$  - dielektrik sabiti,  $n$  - yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (polimerlərdə üçün  $n = 10^{21} \text{m}^{-3}$ ),  $e$  - elektronun yükü,  $k$  - Bolsman sabiti,  $T$  - mütləq temperaturdur. Verilən düsturla hesablaşmaq göstərir ki,  $d_m$ -in qiyməti 0.4-1.2mkm tərtibindədir. Beləliklə, ASPE+xh cm% TlInSe<sub>2</sub> kompozitləri arasında alınmış 273K temperaturda kristallaşmış elektret təbəqələrinin TSD cərəyanlarının xüsusiyyətlərinin tədqiqinin nəticələri göstərir ki, TSD yarılrından bir sıra depolyarlaşma pikləri meydana çıxır. Həmin piklər həm ayrı-ayrı komponentlərin (PE və TlInSe<sub>2</sub>), həmdə fazalararası poliyarlaşma nəticəsində həmi yüklərsahəsində yaranan yüklərin tələlərdən çıxmasına uyğun temperaturlarda müəhd edilir. 445K temperaturda kompozit nümunələrinin TSD yarılrından 3-5K yarımənli inversion pikəkarlanmışdır. TlInSe<sub>2</sub> əlavəli kompozitlərin 515-520K temperaturda TSD spektrlərində elektret yüklərinin yeni stabil mərkəzləri ilə bəli depolyarlaşma pikləkar olunmuşdur. Polietilen kompozitlərdə p-keçiricili və 50-63mkm dispersli TlInSe<sub>2</sub> doldurucuları struktur formalaşdırma rolunu oynayrlar. Alüminium nanohissəcikli, göstərilən tip kompozitlərin TSD spektrlərinin tədqiqinin nəticələri kəil 2-də verilmişdir.

ASPE+5h cm% TlInSe<sub>2</sub>+5h cm% Al,  
ASPE+7h cm% TlInSe<sub>2</sub>+3h cm% Al,  
ASPE+3h cm% TlInSe<sub>2</sub>+7h cm% Al,  
ASPE+10h cm% TlInSe<sub>2</sub>+10h cm% Al kompozitləri tədqiq edilmişdir. kəil 2-də görünür ki, ASPE+7h cm% TlInSe<sub>2</sub>+3h cm% Al kompoziti üçün I(t) spektrində 408K temperaturda nəzər çarpan maksimum, 413K temperaturda zəif minimum müəhd edilmişdir. 298-393K temperatur intervalında cərəyan sabit



**kəil 2.** ASPE+xh cm% TlInSe<sub>2</sub>+yh cm% Al kompozitlərinin termostimulla dırılmış depolyarlaşma spektrləri, 1- =7, =3; 2- =5, =5; 3- =3, =7; 4 - x=10, y=10

qalır, daha sonra 4.2A- qədər artır və sonra isə sifra yaxınlaşır. Həmçinin ASPE+5h cm% TlInSe<sub>2</sub>+5h cm%Al kompozitin TSD spektrində 409K temperaturda göz çarpan maksimum müəhd edilmişdir. Bu temperaturda cəryan 9.5A- çatır və temperaturun artması ilə azalır. 415K-də cəryanın azalması və zif strukturu müəhd edilir. Bu kompozit üçün 273-397K intervalında 0.5A-də cəryan sabit qalmışdır. ASPE+3h cm% TlInSe<sub>2</sub>+7h cm%Al kompozitin TSD spektrində 409K temperatur-da (6.2A) və 42K temperatur-da (4.9A) iki göz çarpan maksimum müəhd edilmişdir. Bu maksimumlar arasında 413K temperaturda (3.5A) dərmin minimum müəhd edilmişdir. Qeyd edək ki, bu kompozit üçün 273-400K temperatur intervalında cəryan 0.4A qiymətə qədər sabit qalır. ASPE+10h cm% TlInSe<sub>2</sub>+10h cm%Al kompoziti üçün I(t) yarisində 405-416K temperatur intervalında zif maksimum müəhd edilmişdir və 273 - 403 geni temperatur intervalında cəryan sabit qalmışdır.

### **D B İYAT**

1. . . . .  
*+TlIn<sub>0,98</sub>Ce<sub>0,02</sub>Se<sub>2</sub> //* , , 2013, 49(4),  
c.1-6
2. Qodjaev E.M., Ahmadova Kh.R., Safarova S. ., 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+TlInSe<sub>2</sub> Composite Materials //Open Journal of Inorganic Non-metallic Materials, 2015, 5, p. 11-19

### **TERMOMAQN TEMAL YOLU L AMORF MAQN TYUM AQ MATER ALLARDA NANOKR STALL K QURULU UN FORMALA MASI**

**T.M. P nahov, V. . hm dov**

*Azərbaycan Memarlıq və İnat Universiteti, Fizika kafedrası*

[valik.ahmadov@gmail.com](mailto:valik.ahmadov@gmail.com)

*d funksional xass l rinin yeni s viyy sin g tir n termomaqnit v termomexaniki emalın amorf v nanokristallik maqnityum aq rıntil rin qurulu u v maqnit xass l rin t siri öyr nilmi dir. Amorf v nanokristallik maqnit rıntil r bir t r fd n maqnit xass l rinin r ngar ngliyi v qeyri-adiliyi, dig r t r fd n praktiki istifad sinin yeni imkanlara malik olması ilə laq dar özl rini yeni perspektiv materiallar kimi göst rirl r. Maqnityum aq nanokristallik rıntil r d mir saslı amorf rıntil rin kristalla ması yolu ilə alınmışdır. Ba qa sözl amorf qurulu , nanokristallik halın yaradılması üçün aralıq hal kimi istifadə edilmişdir.*

Nanokristallik rıntil r optimal termik emaldan sonra n yax ı kristallik (permalloy) v kobalt sasında amorf rıntil rl eyne histerezis maqnit xass l rin v iki d f d n bir q d r böyük doyma induksiyasına malikdir. Bu madd l rin maqnit xass l ri onların qurulu xüsusiyyətləri v kimyvi t r kibi nd n h miyyətlid r c d asılıdır. Onların praktiki mühüm xass l rinin

formalaşmasında həmişə termomaqnit (sabit və dəyişən sahələr) və termomekaniki emal kimi təsirlər mühüm rol oynayır. Bu təsirlərgətirilmiş anizotropiyanın xarakterinin dəyişməsi, histerezis ilgəyinin sürüşməsi və s. kimi yeni fiziki hadisələr gətirir. Bu hadisələrin öyrənilməsinin inkişafı, həmişə praktiki maraqlıdır, yəni aktualdır.

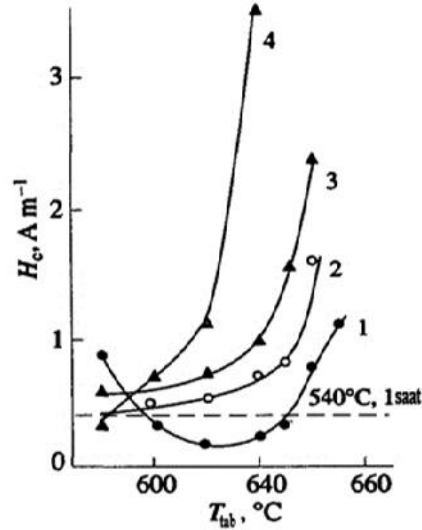
Amorf fazanın kristallaşmasının inkişafı prosesində nanokristallik quruluşun formalaşması ilk növbədə amorf rəntinin tərkibi ilə təyin edilir. Rəntinin tərkibi seçilmişdir ki, o kristallaşma mərkəzlərinin yaranmasının yüksək sürətini və kristalların böyüməsinin maksimum ləngiməsinə təmin etsin [1]. Bu rəntin ödənməsi təqribən 10 nm ölçülü nanokristallik quruluşun formalaşmasına səbəb olur. Dənələrin qeyri-adi kiçikliyi ona gətirir ki, dənə birdomenli olur. Həmçinin nanokristallik rəntilə amorf rəntilə müqayisədə stabil quruluşa və daha yüksək termostabil maqnit xassələrinə malikdir.

Amorf və nanokristallik rəntilərin maqnit xassələrinin formalaşmasına müxtəlif təbii 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 termomekanikiyolu ilə gətirilmiş maqnit anizotropiya amorf və nanokristallik rəntilərin müxtəlif sistemlərinin maqnit xassələrinin özünü müxtəlif şəkildə göstərir.

Ədəbi  $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$  amorf rəntisinin yüksək 580-670°C temperaturda sürətlə (bir neçə saniyə) kristallaşması nəticəsində nanokristallik halıalma mümkün olduğunu göstərilmişdir. Bəzən icmalda rənti amorf haldadır, kristallaşma zamanı isə yüksək maqnit xassələrinə malik nanokristallik maqnitium aq rəntiyə çevrilir. Rənti iki kristallaşma temperaturuna malikdir: 510°C-dən yuxarıda nanokristallar əmələ gəlir, 570°C-dən yuxarıda onların niobium ilzənin təfəvvüzü kristallaşmağa verir. Adətən rəntinin optimal maqnit parametrinin alınması üçün 520-560°C temperaturlarda bir saat müddətində rənti bəzələnir. Əgər bu prosesi daha yüksək temperaturlarda qısa müddətdə apararsaq niobium ilzənin oblastların kristallaşması ləngiyir. Bəzən minimal temperaturu üçün 580°C götürülmüşdür.

Şəkil 1-də görüldüyü kimi 580°C bəzələnmiş temperaturunda 10-30 saniyə saxlama, nə nəvi yolla 540°C temperaturda 1 saat təbəlma 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 bələməsidir.

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 təbəlma zamanı alınan koersitiv qüvvənin qiymətinə nəvi üsulla alınan qiymətdən kiçikdir (620°C temperaturda iki dəfə). Daha qısa saxlama (1 saniyə)  $H_C$  koersitiv qüvvənin ağıl qiymətli intervalını 670°C temperaturla qədr genişləndirir.



**Şəkil 1.** Qüvvənin  $T_{tab}$  təbəlma müddətindən asılılığı. Saxlama müddəti: 1-5 san, 2-10 san, 3-20 san, 4-60 san; təbəlma temperaturu 540°C, 1 saat.

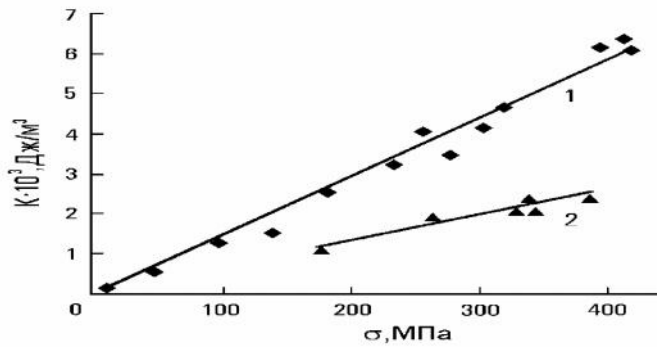


660°C temperaturda 1 saat və 540°C temperaturda 1 saat biirilmiş nümunələrin elektronogrammaları göstərir ki [2], birinci halda kristalların ölçüsü daha kiçikdir. Kristalların ölçülərinin görülməsinin tədqiqi göstərir ki, 660°C temperaturda biirilmiş rəntidən tez-tez rast gəlinən ölçü 5-6 nm, 540°C temperaturda biirilmiş rəntidən isə 8-10 nm-dir. Adətən daha uzun müddət saxlamalar zamanı biirilmiş temperaturu yüksək olduqca dənizin ölçüsü də böyük olur. Lakin bu halda vəziyyət tamamilə kəskin deyil. Güman etmək olar ki, bu kristallaşmanın sürətlə baş verməsi ilə əlaqədardır. Kristallik qurulu dağılımı rəntidən daha təkmilləşdirir.

Fe<sub>73,5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13,5</sub>B<sub>9</sub> amorf rəntisinin kristallaşması zamanı alınmış nümunələrdə nanokristalların ölçülərinin tənzimlənməsinin daha bir üsulu ilkin deformasiya və ya temperaturu tabıq almadır. Müəyyən edilmişdir ki, ilkin deformasiya (yayma) və ya temperaturu (350-450°C) biirilmiş kristallaşma rəntisinin möhkəmlik xassələrinə quruluuna təsir göstərir. Sonra bu rəntinin vakuumda 540°C temperaturda 1 saat müddətində tabıq alınmışdır. Bu rəntidən dənizin ölçülərinin görülməsinin tədqiqi göstərir ki, n tez-tez rast gəlinən ölçü 6-8 nm-dir. Enin maqnit anizotropiyanın yaradılması termomexaniki emal adlanan dartılma altında biirilmiş ilk dəfə [3] i nde Fe<sub>73,5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13,5</sub>B<sub>9</sub> rəntilərinin təbiiq edilmişdir. Biirilmiş zamanı nümunəyə dartıcı gərginlik təbiiq edilmişdir. Biirilmiş temperaturu və yük optimal maqnit xassələrinə nail olmaq üçün təcrübə olaraq seçilir. Nanokristallik rəntidən temperaturun, biirilmiş müddətinin və yükün miqdarının artması zamanı gətirilmiş enin anizotropiya sabiti də artır.

Termomexaniki emal zamanı gətirilmiş enin anizotropiya sabiti kobalt əsasında amorf rəntilərin nisbətən 4 dəfə böyükdür. Termomexaniki emal əmir əsasında rəntidən o zaman effektivlidir ki, rənti nanokristallik hala keçmişdir və kiçik maqnitostriksiya malikdir.

Belə ki, əmir əsasında amorf rəntidən enin anizotropiya yaranmışdır. Termomexaniki emalı nanokristallaşdırıcı biirilmiş il bir-ildirdikdə (1 rejimi) temomexaniki emalın effektivliyi nanokristallaşdırıcı biirilmiş dən sonra aparılan temomexaniki emala (2 rejimi) nisbətən daha da artır (kil 2). 530°C temperaturda 1 saat müddətində  $\sigma=320$  MPa yükü 1 rejimi üzrə emal zamanı anizotropiya sabiti maksimal qiymətin bir neçə dəfəyə çatır, 2 rejimi üzrə isə maksimal qiymət bir saata çatır. 1 rejimi üzrə emal zamanı nümunənin uzanması müəhd edilmişdir. 1 və 2 rejimləri üzrə emal zamanı K anizotropiya sabitinin maksimal qiymətindəki böyük fərq amorf materialın kristallaşması zamanı təbiiq edilən yükün kristallik quruluuna formalaşmasına təsir göstərməsinin nəticəsidir.



**kil 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 biirilmiş, sonra 530°C temperaturda 1 saat termomexaniki emal).

#### D B YAT

1. . . . .

Fe<sub>73,5</sub>-Co-Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13,5</sub>B<sub>9</sub>// . – 2006.

– . 102. – 5. – C. 539–544.

2.  $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$  // . – 2003. – . 96. – 1. – . 37–41.
3.  $FeCuNbSiB$  // . – 2006. – . 102.  
– 5. – . 290–295.

**FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> və FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> Birləşmələri Rəndə Tərməstimulla Müdaxilə  
Depolyarlaşdırma Prosesləri**

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

*Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti*

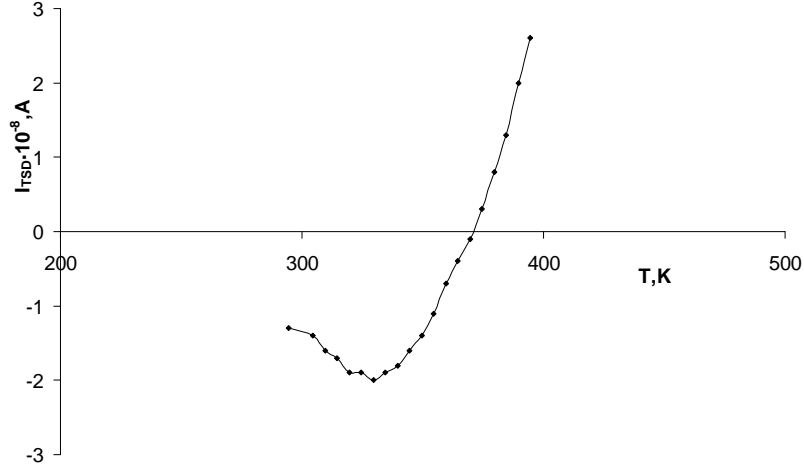
*AMEA Kataliz və Qeyri-üzvi Kimya İnstitutu\**

[namiq7@bk.ru](mailto:namiq7@bk.ru)

*FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> və FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> birləşmələri rəndə tərməstimulla müdaxilə proseslərinin tədqiqatı üçün lokal s-viyyəli rəndə enerjisi, onların konsentrasiyası və tutulma kəmərləri hesablanmışdır. TSD proseslərinin iştirakının dərəcəsi nümunə qızarkən dəyişən s-viyyəli rəndə alma kinetikasının müərkəbi xarakteri ilə bağlıdır.*

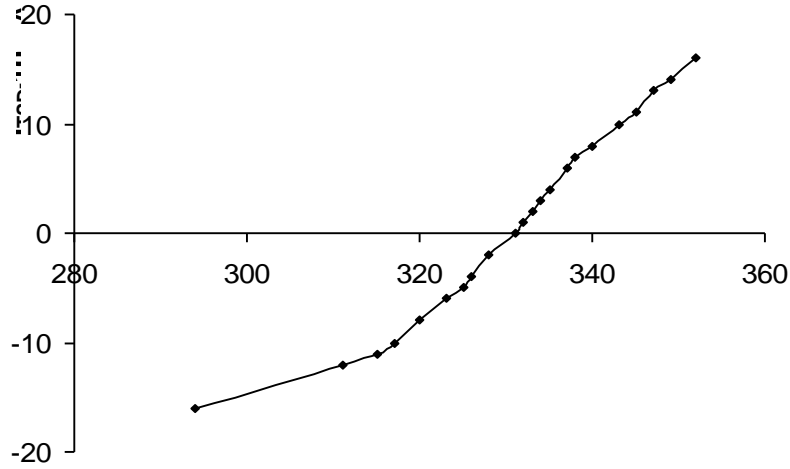
Müasir bərk cisimlər elektronikasının funksional imkanlarını genişləndirən sənəmənlərdən biri kimi AB<sub>2</sub>X<sub>4</sub> (burada A-Mn, Fe, Co, Ni; B- Ga, In; X-S, Se,Te) tipli birləşmələri göstərmək olar. Bu birləşmələrin atom tərkibində və atomlar arasındakı qarılıqlı təsirdən asılı olaraq onların fiziki xassələrinin güclü sürət dəyişməsi baş verir. Bu birləşmələrin arasında lazerlər, işıq modulyatorları, fotodetektorlar, termorezistorlar, düzəndiricilər və s. funksional qurular yaratmaq perspektivlidir. AB<sub>2</sub>X<sub>4</sub> tipli birləşmələr sinfinə aid olan FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> birləşməsi stexiometrik miqdarda yüksək təmizlikli (99,999%) elementlər birləşməsidir. Rentgenoqrafik metodla analiz nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> kristal qəfəsinin parametri  $a=5,54\text{Å}$  olan kubik quruluşa malik olur [1]. FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> birləşməsinin monokristalını isə Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla müəyyən edilmişdir ki, FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> monokristal qəfəsinin parametri  $a=4,18\text{Å}$ ;  $c=19,47\text{Å}$ ;  $c/a=4,65$  olan heksaqonal quruluşa kristallaşır [2]. FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> birləşməsi və FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> monokristalının bəzi fiziki xassələri [3-6] ilə rəndə tədqiq edilmişdir. Hazırkı işdə FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> və FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> birləşmələri rəndə tərməstimulla müdaxilə prosesləri (TSD) proseslərinin tədqiqatı nəticələri verilmişdir.

Kil 1-də FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> kristalı üçün 80V polyarlaşdırma gərginliyində TSD prosesinin yığılması təsvir edilmişdir. TDC spektrində inversiya pikinin uyğun temperatur maksimumu 330 K - bərabərdir. Başlanğıcda inversiya pikində daxil olmaqla proseslərin iştirakı mənfidir. 367 K temperaturda TSD proseslərinin iştirakı dərəcəsi müsbət olur və temperatur artdıqca proseslərin qiyməti artmaqda davam edir.



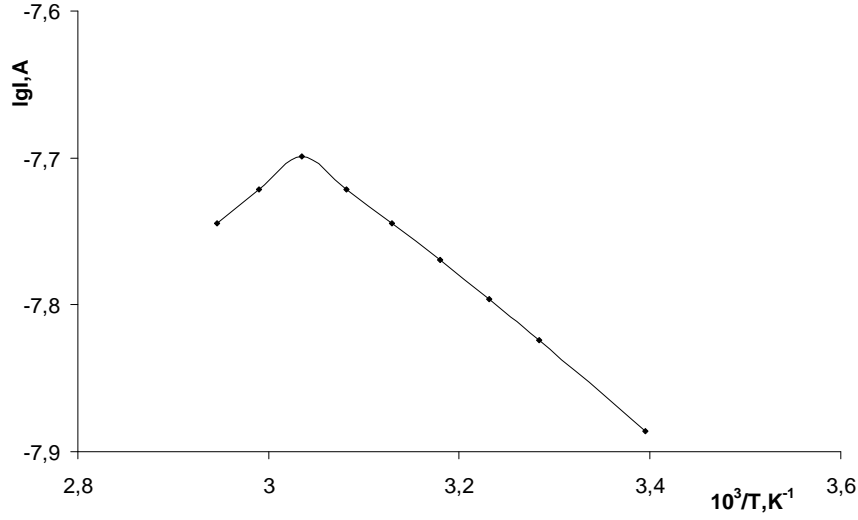
**Şəkil 1.** FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> kristalı üçün 80V polyarlaşdırma gərginliyində TSD cərəyanının temperatur asılılığı.

Şəkil 2-də FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> laylı monokristallı üçün 20V polyarlaşdırma gərginliyində TSD cərəyanının temperatur asılılığı təsvir edilmişdir. Şəkiləndən görünür ki, başlanğıcda temperatur artdıqca cərəyanın intensivliyi «-» olmaqla qiyməti yavaşca artmağa başlayır, 316 K temperaturdan başlayaraq isə temperatur yüksəldikcə cərəyanın qiyməti bir qədər sürətlə artır. 330 K temperaturda isə TSD cərəyanının intensivliyi rəqəmsal müsbət olur və temperatur yüksəldikcə cərəyanın qiyməti daha yüksəlmişkdə davam edir.



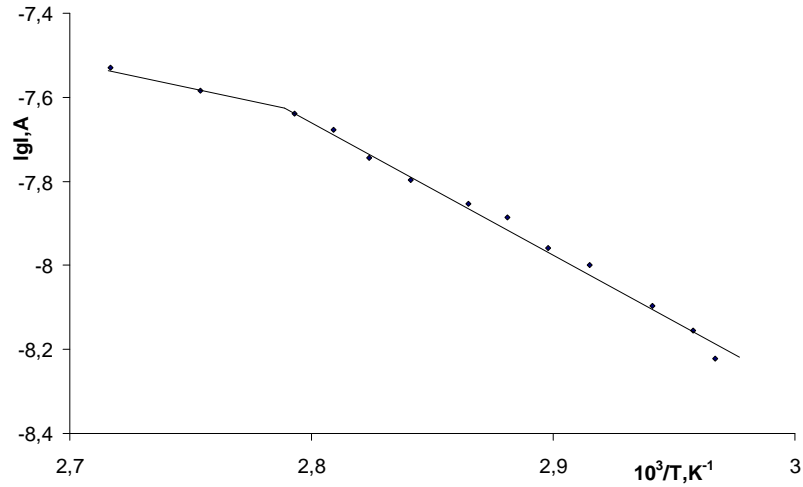
**Şəkil 2.** FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> monokristallı üçün 20V polyarlaşdırma gərginliyində TSD cərəyanının temperatur asılılığı.

Şəkil 3-də FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> kristalı üçün 80 V polyarlaşdırma gərginliyində 330 K temperatürə uyğun TSD cərəyan pikinin başlanğıc hissəsinin temperaturdan asılılığı yarisində  $(I \sim 10^3/T)$  tənliyinin aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır və  $E_t = 0,16$  eV bərabər olur.



**Fig. 3.** FeGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> kristalı üçün 80V polyarla məqərinliyində 330K temperatura üçün TSD cərəyan pikinin başlanıç hissəsinin temperaturdan asılılığı.

Fig. 4-də FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> monokristalı üçün TSD cərəyan pikinin başlanıç hissəsinin temperaturdan asılılığı  $lgI \sim 10^3/T$  miqyasında göstərilmişdir. Yərinin düz xətt hissəsinin aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır və  $E_t = 0,63$  eV qiyməti tapılmışdır.



**Fig. 4.** FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> monokristalı üçün TSD cərəyan pikinin başlanıç hissəsinin temperaturdan asılılığı.

Tədqiq olunan kristallar üçün təhlilin yerləşmə dərəcəsinin TSD-də cərəyanın başlanıç artımı hissəsinin temperaturdan asılılığından (Qarlıq-Qibson metodu) [7] təyin edilmişdir. Sürətli yapılaşma şərtləri üçün təhlilin konsentrasiyası və tutulma ənsikliyi əlaqədəki düsturlardan təyin edilir [8]:

$$N_t = \frac{e^{-N_c n_{10} E_t}}{r} \quad (1)$$

$$S_t = \frac{S J_M E_t^2}{2r N_c \hat{c}_t k^2 T_M^3} \exp(2E_t / kT_M) \quad (2)$$



**InGaSe<sub>2</sub> V InGaTe<sub>2</sub> Birləşmələrinin Elektron Və Dielektrik  
PARAMETRLƏRİNİN, ELEKTRON VƏ DIELEKTRİK  
EFFEKT VƏ KÜTLƏLƏRİNİN HESABLANMASI**

**Ü.S. Abdurhmanova, P.F. Əliyeva**

*Azərbaycan Texniki Universiteti*

[uulker12@mail.ru](mailto:uulker12@mail.ru), [fira\\_salmanova@mail.ru](mailto:fira_salmanova@mail.ru)

İlk dəfə olaraq Murnaqaan tənzimində istifadə etməklə deformasiyaya uğramış elementar qəf sin minimal həcmi tapmaqla InGaSe<sub>2</sub> və InGaTe<sub>2</sub> birləşmələrinin qəf s sabitlərini və atomlarının koordinatlarını zəruri olaraq, hesablanmış və alınmış ticlərin təcrübə olaraq rentgenoqrafik üsulla təyin edilmiş qiymətləri yaxşılaşdırmaq məqsədini qarşılayır.

İlk dəfə olaraq hər iki birləşmənin psevdopotensial üsulundan istifadə etməklə hesablanmış zona quruluşlarına əsasən elektron və dielektriklərin effektiv kütlələrinin tərs qiymətlərinin tenzorları hesablanmışdır. Aşağıda göstərilmişdir ki, kütlələrin tərs qiymətlərinin tenzorları hər iki maksimum üçün diaqonal klindir. Müəyyən oldu ki, kimi kristal kənar təsirlər mürəkkəb qaldıqda deformasiyaya uğrayır. Bu zaman onun qəf s parametrləri və atomların vəziyyətlərini (onların koordinatlarını) müəyyən edən parametrlərdən istifadə etmək mümkündür. Məhz buna əsaslanaraq deformasiyanın müəyyən qiymətində həmin parametrlərin hesablanması çox vacib məsələdir. Beləfizə edilmişdir ki, təzyiqlik 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 təzyiqlə həcm

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

sıxılmanın modulu təzyiqlə kiçik qiymətlərdə  $B' = \left(\frac{\partial B}{\partial P}\right)_T$  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 ifadəni isə  $V(P) = V_0 \left( 1 + B'_0 \frac{P}{B_0} \right)^{-1/B'_0}$  münasibətini tapılır. Müəyyən

oldu ki, kimi bərk cisimlər elementar qəf sinlərinin müəyyən qiymətində  $V_0$  tarazlıq həcmi ilə xarakterizə olunurlar və həcmi bu cüzi dəyişməsi kristalın tam enerjisinin dəyişməsinə bəb olur. Müəyyən Murnaqaan [1] hal tənzimində qəf sinin tam enerjisinin qəf sin həcmində asılılığını ifadə edir. Murnaqaan hal tənzimində daxil olan parametrlər seçilmişdir ki, tam enerjinin elementar qəf sin həcmində asılılıq qrafiki hesablama nöqtələrində keçmiş olsun. Hesablamanın

nəticələrində əsasən tarazlıq halında InGaSe<sub>2</sub> birləşməsinin elementar qəf sinin həcmi  $V_0 = 1664.0971 \text{ a.u.}$ , həcm sıxılmasının modulu  $B = 35.9321 \text{ GP}$ , onun təzyiqlik görünən törəməsi  $B' = 4.1770$  olur. Bu nəticələr Birc-Murnaqaan tənzimində görünən aparılımları hesabatla yaxşılaşdırır.

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

Elementar q f sin h cmi  $V = a^2 c$  düsturu ilə hesablandı ından v q f sin tarazlıq halının h cmi  $V_0 = 1419.6586$  a.u. oldu undan, q f s parametrləri asanlıqla hesablanır. *InGaSe<sub>2</sub>* birl m sinin tsvir olunan qaydada n z rii hesablanmı q f s parametrləri v elementar q f sd atomların koordinatları d biyyat m lumatları ilə yax ı uzla ır. Qeyd olunmalıdır ki, alınmı bu n tic l r *InGaSe<sub>2</sub>* birl m sind fonon spektrinin hesablanmasında v deformasiyanın bu birl m nin elektron v optik xass l rin tsvirini öyr nm y imkan verir. *InGaSe<sub>2</sub>* yarımkəçirici birl m si tetraqonal sinqoniyada kristalla ır, f za q f si  $D_{4h}^{18}$ , elementar q f sd ki atomlarının sayı 2-dir. Q f s parametrləri  $a = 8.0511 \text{ \AA}$ ,  $c = 6.3174 \text{ \AA}$ , halkogenin parametri is  $x = 0.1636$ -dir. Qüvv nin minimalla dırılması  $|\vec{F}| < 3 \frac{mRy}{a.u.}$  rti öd nilm kl h yata keçirilir. Q f s

parametrl rinin optimalla dırılmı qiym tli ri  $= 8.0138 \text{ \AA}$ ,  $= 6.9534 \text{ \AA}$ , halkogenin koordinatı is  $= 0.1720$  olmu dur. Optimal q f s para-metrl ri:  $a = 7.6485 \text{ \AA}$ ;  $c = 6.001 \text{ \AA}$ . Bel likl , ilk d f olaraq *InGaSe<sub>2</sub>* birl m sinin n z rii olaraq q f s parametrləri hesablanmı v alınmı n tic l rin eksperimental n tic l rl yax ı uzla ması a kar edilmi dir.

Analoji qaydada *InGaTe<sub>2</sub>* birl m sinin q f s parametrl rinin hesablanması da aparılmı v a a ıdaki qiym tli r alınmı dir. *InGaTe<sub>2</sub>* birl m sinin kristallik q f sinin parametrl rini t yin etm k üçün elementar q f sin h cmini  $\pm 8\%$  d yi r k tam enerjinin müvafiq qiym tli rini hesablamı ıq. Murnaqa n hal t nliyin daxil olan parametrl r el seçilmı dir ki, tam enerjinin elementar q f sinin h cmind n asılılı ı parabolik kild olsun. Elementar q f sin h cminin hesablanmı qiym tli rin gör  $V_0 = 6268,1419$  a.u.,  $B = 40,2392$  GP , onun t zyi q gör tör m si  $B' = 4,5588$  olmu dur. Bununla yana ı hesabatlar Birç- Murnaqa n t nliyi il , y ni (1) düsturundan istifad etm kl aparılmı dir.

Qeyd ed k ki, tarazlıq halında q f s parametrl rinin hesablanması onların nisb tli rinin sabitliyi halında aparılmı dir. Elementar q f sin h cmi  $V = a^2 c$  kimi tapıldı ından q f s parametrl rini yüks k d qiqlikl hesablama q olur. Hesablanmanın n tic l rini kifay t q d r etibarlı hesab etm k olar. *InGaTe<sub>2</sub>* monokristal  $A^{III} B^{VI}$  tip z ncirvari qurulu a malik yarımkəçirici birl m dir. Bu birl m nin yarımkəçirici xass l ri Muzer- Pirson kimy vi rabit modeli sasında izah edilir. Birl m nin q f s parametrləri  $a = 8.3945 \text{ \AA}$ ,  $c = 6.8352 \text{ \AA}$  v atom koordinatları  $x = 0.1730$  olmu dur.

M lum oldu u kimi effektiv kütl yarımkəçiricil rin elektron xass l rinin sas xarakteristikası hesab edilir. Effektiv kütl d n elektrik v maqnit xass l rinin öyr nilm sind , kinetik parametrl rin hesablanmasında v kritik nöqt l rd optik parametrl rin analizind istifad edilir. Effektiv kütl nin t yin edilm sinin müxt lif yolları vardır. Onlardan biri d müasir n z ri mülahiz l r saslanaraq hesablanmı zona qurulu una gör elektronların v de ikli rin effektiv kütl l rinin hesablanmasıdır [2,3]. Effektiv kütl nin t rs qiym tinin komponentinin tenzoru

a a ıdaki düsturla t yin edilir:  $\left[ \frac{m_0}{m^*} \right]_{ij} = u_{ij} + \frac{2}{m_0} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle n_1 k_0 | P_i | n'_1 k_0 \rangle \langle n'_1 k_0 | P_j | n_1 k_0 \rangle}{E_n(k_0) - E_{n'}(k_0)}$ , burada  $m_0 -$

elektronun sükunət kütləsi;  $\delta_{ij}$  –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.

$$\langle n_1 \mathbf{k}_0 | \mathbf{P}_i | n_1' \mathbf{k}_0 \rangle = \frac{1}{\lambda} \int \xi_{n_1 \mathbf{k}_0}^*(r) P_i \xi_{n_1' \mathbf{k}_0}(r) d^3 r$$

$\lambda$  - elementar qubun həcmidir.  $\xi_{n_1 \mathbf{k}_0}$  energetik spektri və  $\mathbf{k}_0$  ekstremum nöqtəsində ona müvafiq dalğa funksiyası  $\xi_{n_1 \mathbf{k}_0}(r)$  redingerin bircə elektronlu tənzimləmə tənliyində alınır. Müstəvilərin dalğaların bazisində

$$\sum_{G'} \left[ \frac{\hbar(k_0 + G')}{2m_e} u_{GG'} + V(k_0 + G_1 k_0 + G') \right] \xi_n(k_0 + G') = E_{n \mathbf{k}_0} \xi_n(k_0 + G) - V(k_0 + G_1 k_0 + G')$$

$V(k)$  – bu kristallik psevdopotensial Fyuriet svidir. *InGaSe<sub>2</sub>* birim sinin 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 qubun bazis translyasiyalardır. Bizim hesablamamızda elektronların və deşiklərin effektiv kütlərinin tərs qiymətinin tenzorunun komponentləri,  $0.01m_0$  dərəcəliklə 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 həmişə elektronların, həmişə deşiklərin effektiv kütlərinin tərs qiymətləri diaqonal xarakterdədir. Ona görə də izoenergetik səthlərin fırlanma ellipsoidi kəlinə olur ki, bu da *InGaSe<sub>2</sub>* birim sinin simmetriyası ilə yaxın uzlaşır. Zona quruluşu hesablanarkən konfigurasiya fəzasında qeyri-lokal ion psevdopotensialları [2-3] ilə rəndəklənmiş sxemində qurulmuşdur. *InGaTe<sub>2</sub>* birim sinin zona quruluşu hesablanarkən ion yükünün ekranlanması, həmçinin mübadilə-korrelyasiya effektləri Xabbard-Em modelin dielektrik formalizm çərçivəsində hər bir ion tərəfində yüklərin ixtiyari paylanması nəzərə alınmışdır. Dalğa funksiyasının parçalanmasında 1800- qədr müstəvilərdən 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  $D_1$  təsvirünə aid edilir. Elektronların və deşiklərin effektiv kütlərinin tenzorunun tərs qiymətinin komponentləri  $0,01m_0$  dərəcəliklə 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 qf sin bazis translyasiyalardır. Halın dal a funksiyası g tirilm y n  $T_3-$  anlayı ma aiddir. De ikl rin effektiv kütl l ri k skin anizotropluğu malikdir, y ni  $\left(\frac{m_{p\parallel}^*}{m_{p\perp}^*}\right)=21$  Burada  $m_{p\parallel}^*$  v  $m_{p\perp}^*$  de ikl rin  $\vec{c}$  tetraqonal oxuna paralel v perpendikulyar istiqam t l rd qiym t l rini ifad edir. Göründüyü kimi kütl nin t rs qiym t l rinin tenzorları h r iki maksimum üçün diaqonal klind dir, y ni ekstremumlar trafında izoenergetik s th l r fırlanma ellipsoidi formasına malikdir.

### D B İYYAT

1. F.D.Murngh n The c mpressibility of medi under extreme pressures // Proceedings of the N tion l c demy 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 InGaTe<sub>2</sub>, 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. Musaev The Growth of Single Crystals of InGaSe<sub>2</sub> Compounds, Their X-Ray-Phase Analysis, Electronic Structure and Optical Functions Journal of Inorganic Non-metallic Materials, 2013, 3, 1-5, New-York

. . . , . . . , . . . , . . . 1.

/

[hasanli\\_sh@rambler.ru](mailto:hasanli_sh@rambler.ru); [neytrino7@gmail.com](mailto:neytrino7@gmail.com)

[1].  
( 100 )

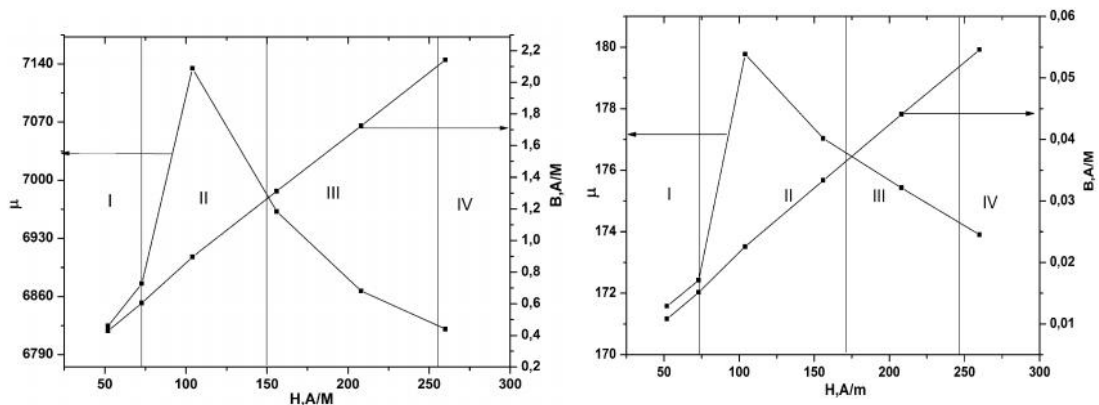
**BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyin həsr olunmuş  
Beynəlxalq konfrans**

---

(Fe,Mn)CO<sub>3</sub>. ( )  
 =1000<sup>0</sup> -  
 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ( ). 53%.  
 (25-60%)  
 , (75- 40%) ( ),  
 :  
 65  
 : ) (=160<sup>0</sup> ) 5 ; ) =1  
 =15 , 5  
 ; )  
 : d =9  
 D =15 1. ,  
 ( ) μ  
 60% .+40% f=50 ( )  
 f=2000 ( ),  
 :  
 ( I) ( )  
 ;  
 ; ( II)  
 :  
 ( III ( .1).

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

---



**.1.**

$f = 2000$        $f = 50$

(IV).  
 $\mu_0$

1. ... , 1981.250 .  
2. ... .1986 364

**S NİK OKSİD (ZnO) SASLI VARİSTORLARIN DIELEKTRİK  
PARAMETRLƏRİNİN TEZLİK ASILILILQLARININ  
XÜSUSİYYƏTLƏRİ**

**.M. Həsəni, U.F. Səmədova, V.M. Hacıyeva, F.C. Harirçi\*, R.K. Hüseynov\*\***

*Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutu*

*\* İslamic Azad University, Tehran South Branch (AU)*

*\*\*Gənc Dövlət Universiteti*

[neytrino7@gmail.com](mailto:neytrino7@gmail.com), [harirchi@gmail.com](mailto:harirchi@gmail.com)

*Elektrik keçiriciliyinin temperatur-tezlik dispersiyasının analizində nəzərdə tutulmuşdur ki, varistorda Fermi səviyyəsinin yaxın lokallaşması ilə əlaqəli keçiriciliyin sıçrama mexanizminin olması mümkündür.*

Qeyri-bircins materiallarda da inmə mexanizmini müəyyən etmək üçün onların dielektrik parametrlərinin (dielektrik nüfuzlu  $u$ , dielektrik itkisi  $v$  s.) dispersiyasının analizi əsas rol oynayır. Dielektrik nüfuzlu  $u$  və dielektrik itki məhsulünün effektiv qiymətlərinin tezlikdən asılılığı, matrisə və doldurucunun elektrofiziki parametrlərinin nisbətindən, onların formasından və elektrik sahəsindəki orientasiyasından asılılığa əsaslanır. Parametrlərdən başqa işləyən komponentlərin elektrik keçiriciliyi və dielektrik xassələri, həmçinin tezlik parametrləri ilə təyin olunan kompozitlərin həndəsə 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 sırasıyla yüklərin yerdəyişməsi zamanı müxtəlif cinsli tərkiblərin sırasıyla yüklənməsi sahə qatlarının məhsulümləşməsi ilə əlaqədardır. Maksvel-Vaqner polarizasiyası polyarlaşmanın orientasiya tipini əsaslandırır [1]. Qeyd edək ki, bir çox müxtəliflərin fikrini görən qeyri-bircins matrisələrdə əsas polarizasiya Maksvel-Vaqner polarizasiyasıdır dielektrik parametrlərinin tezlik asılılıqları, daha dəqiq desək kompleks dielektrik nüfuzlu  $u$  materialların xarakteristikaları ilə hər bir material üçün təkcə materialın molekulyar xassələri deyil, həmçinin tərkibdə qəribəliklərin olması ilə təyin olunur.

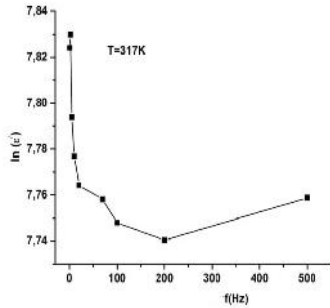
Təklif edilən ZnO səsli varistorların dielektrik parametrlərinin tezlik asılılıqlarının xüsusiyyətlərinin araşdırılmasına həsr edilmişdir. Keramik varistorların ixtisasının hazırlanması üçün 100 qram çəkiddə  $96,5 \text{ ZnO} + 0,5 \text{ Bi}_2\text{O}_3 + 0,5 \text{ Co}_2\text{O}_3 + 0,5 \text{ MnO}_2 + 0,5 \text{ B}_2\text{O}_3 + 1 \text{ Sb}_2\text{O}_3 + 0,5 \text{ ZrO}_2$  maddələrindən ibarət olan kütlükürəkilli dərində 60 mikron və daha kiçik ölçüyə qədər xırdalanır. Bu kütlədən qranulalar alındıqdan sonra 40 ton təzyiqli təbii qumun kləpresləmə yolu ilə hündürlüyü 10 mm, diametri 20 mm olan aybalar hazırlanır. Nümunələr sintez olunmaq üçün elektrik sobasına yerləşdirilərək  $1300^\circ\text{C}$ -də sintez edilmişdir. Sintez olunmuş silindrik küllü nümunələr hər iki tərəfdən cilalanır, sonra işləyən kontakt məqsədilə hopdurulma yolu ilə nazik alüminium elektrod qatı (3-4 mkm) çəkilir. Tutum, müqavimət və dielektrik itkisini ölçmə üçün E7-20 cihazı vasitəsilə ( $10^2 - 10^6$  Hz) tezlik intervalında və 300-450 K temperaturda aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçü gərginliyi verilmişdir. Tədqiq olunmuş nümunələrin dielektrik nüfuzluunun ( $\epsilon'$  və  $\epsilon''$ ) həqiqi və xəyali qiymətləri və elektrik keçiriciliyi tutum (C) və dielektrik itkisinin (D) ölçülməsi üçün müfəviq formulalar vasitəsilə [2] yoxlanılmışdır. Küllü  $\epsilon'$ -də dielektrik nüfuzluunun həqiqi hissəsinin ( $\epsilon'$ ) tezlik asılılıqları göstərilmişdir. Küllü görünür ki, tezlik artdıqda dielektrik nüfuzluunun həqiqi hissəsinin ( $\epsilon'$ ) dəyişməsi relaksasiya xarakteri daşıyır və  $\epsilon'$  monoton olaraq azalır. Dəyişmənin belə xarakterdə olması dipol və miqrasiya polarizasiyası

ilə əlaqəlidir. Temperaturun artması ilə dipolların relaksasiya müddəti azalır, yüüklüyü is artır. Bu da öz növbəsinə dielektrik nüfuzluunun artmasına səbəb olur.  $\epsilon(T)$  yarisinin təcridi nöqtələri Mott koordinatında yəni olaraq göstərilmişdir (kil. 2.). Bu halda keçiriciliyin düsturu a və a<sub>0</sub> kimi olur.

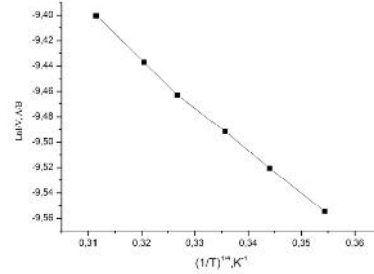
$\epsilon(T) = \epsilon_0 / 1/2 \exp\{-(T_0/T)^{1/4}\}$ . Burada  $T_0 = 3/8 g(E_f)$  kimi təyin olunur.  $\epsilon_0$  - Bolsman əmsalı,  $\sim 16$  olan ölçüsüz sabitdir.  $\epsilon_0$  əmsalı 1/T kəskin temperaturunda sıfır qiymətə malik varistorun keçiriciliyidir və a və a<sub>0</sub> kimi hesablanır:

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

burada  $a = 1/\lambda$  - lokallaşmanın radiusu,  $g(E_f)$  - Fermi səviyyəsinə yaxın halların sıxlığı,  $v_{ph}$  - fonon tezliyidir.  $\epsilon_0$  parametrinin təyini üçün xəttili funksiyanın  $T^{-1/4}$  -dən  $T_0$  qiymətinə qədər ekstrapolyasiyasından istifadə olunur.



**kil.1.**  $\ln(\epsilon) \sim f(\text{Hz})$  Dielektrik nüfuzluunun tezliyə nisbətindəki dəyişməsi.



**k. 2.**  $\ln I/U \sim (1/T)^{1/4}$  asılılığı

$\ln I/U \sim (1/T)^{1/4}$  asılılığının  $\sim 300-330$  temperatur intervalında yerini yetirilmişsi onu göstərir ki, tədqiq olunan varistorda Fermi səviyyəsinə yaxın dar zolaqda yerləşən elektronların köçürülməsi sıçrayı keçiriciliyi yolu ilə həyata keçirilir. Buna səbəb varistorda dislokasiyalar və digər defektlərin yaranmasına səbəb ola bilər. Keçiriciliyin sıçrayı mexanizminin əsas xüsusiyyətləri köçürülmə yükünün az yüüklüdür ki, bu da öz növbəsinə akseptor səviyyəsinə yaxın dalğa funksiyasının quyruq hissəsinin zəif örtüyü vasitəsilə yükünün daınması ilə xarakterizə olunur.

Mott modelində qeyd olunan temperaturda Fermi səviyyəsinə yaxın lokallaşmış səviyyələri r yükünün sıçrayı yolumun orta uzunluğu a və a<sub>0</sub> kimi təyin olunur:

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

Aparılmış müqayisələrdən görünür ki, temperatur azaldıqca R parametrinin qiyməti artır. Ona görə də qadağan zonasında lokallaşmış halların sürətli qırılması halıba verir və elektrik keçiriciliyi prosesində əsas rol digər qadağan zonasına keçən aktiv olmayan yüklər oynayır. Nəticədə köçürülmə yükünün böyük sıçrayının daha uzaq olması ehtimalı artır. Bu halda lokallaşmış halların enerji fərqinin qiyməti a və a<sub>0</sub> kimi formulayla təyin olunur.

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

Burada tələlərin konsentrasiyasının qiyməti  $N = g(E_f) E$  kimi olur.

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

---

Qaranlıq rejimdə işıq yayılması elektrik ötürücülüüyü üçün ölçülən parametrlərin qiymətləri 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, $\text{sm}^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{17}$	$2,8 \cdot 10^{17}$
E, meV	70	50

Lokallaşmış halların sıxlığı olan  $g(E_f)$ ,  $T_0 = \sqrt[3]{g(E_f)}$  düsturu ilə hesablanır. Lokallaşmanın radiusu üçün isə amorf yarımkeçiricilər üçün analogi olan  $a = 16^\circ$  qiyməti götürülmüşdür.

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

**D B İYYAT**

1. . . . . . 1983 ,  
448c.
2. . . . . . , . . . . . ,  
. 1986 , 364 c.

**TlInSe<sub>2</sub>–TlNdSe<sub>2</sub>**

. . . . . , . . . . . , . . . . .

[zarbalievmm51@mail.ru](mailto:zarbalievmm51@mail.ru)

[2]

[1,2].

).

[3-5].

( )

TlInSe<sub>2</sub>-TlNdSe<sub>2</sub>.

*TlInSe<sub>2</sub>-TlNdSe<sub>2</sub>*,

[8-12],

11 % *TlInSe<sub>2</sub>*  
% *TlNdSe<sub>2</sub>*.

[10-12].

10<sup>-3</sup>

5-50

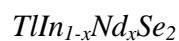
(U<sub>nn</sub>)

$V_{nn}(d) := const \cdot \exp(-\alpha d)$ . d-

$$I=an+bn^2+cn^3 \dots,$$

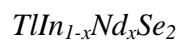
$$T = T_0 + \dots, \quad T_0 - \dots$$

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



[3, 4]

2



5-15

10<sup>6</sup>-10<sup>7</sup>

10<sup>-4</sup>-10<sup>-2</sup>

1.

2.

» 2003, – «, 2001, .31-33



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

---

3. . . . . ,1978
4. . . . . ,14, 9, 1988, .1720-1723
5. . . . . ,1989, .280-284
6. . . . . , 1991, .25, 5, .945-947
7. . . . . -n . . . . , 6, .25, 1991, .1018-1021
8. . . . .  $TlInTe_2 - TlYb e_2$  . 1999. . 5. .560-564
9. . . . .  $In_{1-x}Yb_xS_2$  . . . . .2000. 36. 5. C.619-623
10. . . . .  $axTlIn_{1-x}Yb_xS_2 (Se_2, Te_2)$  , .7,2004, 1, .139-145
11. . . . .  $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$  0 0,10 , AMEA-nın x b r l ri,2015. 2 , 82-88
12. . . . .  $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$  SDU Elmi x b r. 2015,c.15, 3, .18-22

**G S**

. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . .

[nizami@box.az](mailto:nizami@box.az)

**G S**

G S,

( )

GaS

2. p-GaS (0,5%)

GaS « »  $2 \cdot 10^9$   $3 \cdot 10^7$  . ,  
150 .

2,7 , [3,4].  
( $I_{\text{q}} \sim 10^6 \text{c}$ )

$10^{-8} \div 10^{-2}$  .  $10^{-8}$  ,

( =0,5

Y-  $60$  300 .

290 .

t- ,  
 $N_t < 10^{13} \text{ }^{-3}$  ,  $< 220$  =0,22 . ,

GaS.

t-  
[3,4],

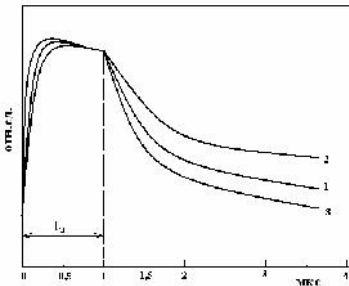
-GaS.

-GaS,

( 10 )

150

150



.1.

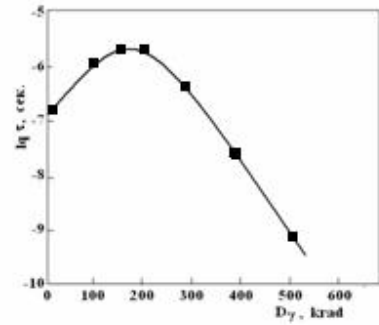
X -  
GaS

1.-  
krad. 3.-

, 2.-

400 krad.

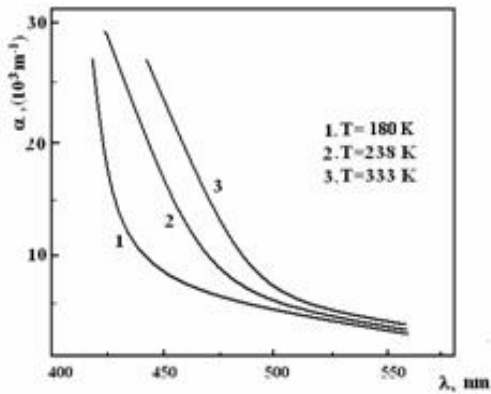
150



.2.

X -

GaS



.3.

GaS.

[4].

-GaS

0,17÷0,22

$10^{13} \div 10^{15} \text{ }^{-3}$ .

GaSe,

r-

GaS

; (s) (r) –

$10^{-6}-10^{-3}$ .

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  $\gamma$ -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. . . . , . . . , . . . . , . . . , . . . .  
GaS GaS:Er -  
« » , 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 GaS layered semiconductor crystals. ANAS-70, 02-04november 2015, p.66-67

**Cu<sub>1.75</sub>S Mg<sub>0.05</sub>S b r k m hlulunun monokristalinin  
ALINMASI V RENTGENOQRAFİK TƏDQQ**

**H.B. Qasimov, N.E. Həsənov**

*Azərbaycan Dövlət Neftçisad Universiteti*

[qasymov.41@mail.ru](mailto:qasymov.41@mail.ru)

*Cu<sub>1.75</sub>Mg<sub>0.05</sub>S b r k m hlulunun monokristalı Bridgman üsulu ilə alınmış və rentgenoqrafik tədqiqat nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, alınmış monokristal otaq temperaturunda (Cu<sub>1.75</sub>S – anilit birləşməsi olduğu kimi) iki fazanın qarışığından ibarətdir. Onlardan biri otaq temperaturunda, üzdən mərkəzləmiş yüksək temperatur kub (ÜMK)<sub>1</sub> fazası metastabil formada iştirak edən, Cu<sub>1.75</sub>S – anilit fazası, həmçinin o biri otaq temperaturunda, üzdən mərkəzləmiş yüksək temperatur kub (ÜMK)<sub>2</sub> fazası metastabil formada iştirak edən Cu<sub>1.96</sub>S – yurlit fazasıdır.*

*Müəyyən edilmişdir ki, Cu<sub>1.75</sub>Mg<sub>0.05</sub>S b r k m hlulu Cu<sub>1.75</sub>S - anilit birləşməsinin quruluşu və tərkibində yaranır və bu zaman izovalent və zolunan (Cu<sup>2+</sup> - 0.80 Å) və vəzəndən (Mg<sup>2+</sup> - 0.78 Å) metal atomlarının ion radiuslarının fərqi 2% həddindədir. Bu hədd isə izovalent izomorfizmin yaranması üçün həddindən (15%) çox azdır.*

*Cu<sub>1.75</sub>Mg<sub>0.05</sub>S b r k m hlulu kristalının fazalarının (Cu<sub>1.75</sub>S - anilit və Cu<sub>1.96</sub>S - yurlit) parametrlərinin Cu<sub>1.75</sub>S –anilit kristalının parametrlərinə nisbətən azalması anilit birləşməsinin elementar*

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

kristal qəfəsində və zədələnməyə zəlzələyə zədələnən metal atomlarının ion radiuslarının fərqli olması ilə əlaqələndirilir.

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

Cu-S sisteminin hal diaqramına əsasən müəyyən edilmişdir ki, bu sistemdə əlaqədəki birləşmələr mövcuddur: Cu<sub>2</sub>S - xalkozin, Cu<sub>1,96</sub>S – yurlit, Cu<sub>1,80</sub>S - digenit, Cu<sub>1,75</sub>S-anilit, CuS-kovellin [1]. Bu birləşmələr otaq temperaturunda, CuS istisna olmaqla, qeyri-stabildir və müərkəbi quruluşa malikdir.

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

Cu<sub>1,75</sub>Mg<sub>0,05</sub>S birləşməsinin 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<sub>1,75</sub>Mg<sub>0,05</sub>S kristalının difraktoqramının hesabı. CuK - ülanma,  $\lambda = 1,5418\text{Å}$

	Ortorombik faza			Monoklin faza		(ÜMK) <sub>1</sub> - faza		(ÜMK) <sub>2</sub> - faza		T, K
	d <sub>t c</sub> , Å	d <sub>n z</sub> , Å	hK	d <sub>n z</sub> , Å	hK	d <sub>n z</sub> , Å	hK	d <sub>n z</sub> , Å	hK	
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],  $\text{Cu}_{1.75}\text{Mg}_{0.05}\text{S}$  birləşməhlülünün 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 qurulu da 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.P2<sub>1</sub>/n,  $\alpha=90^{\circ}08'$  parametrlili  $\text{Cu}_{1.96}\text{S}$  - monoklin qurulu da kristallaşan yurlit fazasıdır. Otaq temperaturunda bu fazaların metastabil formada mövcud olan üzdən mərkəzli mi yüksək temperatur kub (ÜMK)<sub>1</sub> və (ÜMK)<sub>2</sub> fazalarının elementar kristal qəfsləri üçün aşağıdakı parametrlər müəyyən edilmişdir:  $a_{\text{or}}=5.5461\text{Å}$  (ÜMK)<sub>1</sub>  $\text{Cu}_{1.7}\text{S}$ -anilit üçün,  $a_{\text{or}}=5.5808\text{Å}$  (ÜMK)<sub>2</sub>  $\text{Cu}_{1.96}\text{S}$  -yurlit üçün.

Aparılan rentgendifraktometrik tədqiqatın nəticələri müəyyən edilmişdir ki,  $\text{Cu}_{1.75}\text{S}$  birləşməsinin fazaları üçün təyin edilmiş parametrlər ( $a=7.8380\text{Å}$ ,  $b=7.8904\text{Å}$ ,  $c=11.0084\text{Å}$ , anilit fazası üçün;  $a=26.906\text{Å}$ ,  $b=15.7407\text{Å}$ ,  $c=13.5689\text{Å}$ , yurlit 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 qəfslərində  $\text{Cu}^{2+}$  metal atomunun izovalent vəzəndən ( $\text{Mg}^{2+} - 0.78\text{Å}$ ) və vəzələn ( $\text{Cu}^{2+} - 0.80\text{Å}$ ) metal atomlarının ion radiuslarının fərqli olması ilə bağlıdır. Göründüyü kimi vəzəndən vəzələn metal atomlarının ion radiuslarının fərqi 2% həddindədir. Bu hədd isə izovalent izomorfizmin yaranma həddində (15%) çox azdır.

Alınmış nəticələrə əsasən demək olar ki  $\text{Cu}_{1.75}\text{Mg}_{0.05}\text{S}$  monokristalı birləşməhlüdür və  $\text{Cu}_{1.75}\text{S}$  birləşməsində yaranır.

## D B Y Y A T

1. Djurle S. An X-ray study on the system Cu - S. Acta chemical scandinavica, 12, 1415-1426, 1958.
2. ... ..  
u<sub>2-x</sub>S. , 24, . 1979 .

## CuInSe<sub>2</sub> TƏBQ LƏR NƏ ALINMASI VƏ

### FOTOELEKTRİK XASSƏLƏR

**D.C. Əskərov, S.Q. Abdinova, A.M. Əliyev**

*Azərbaycan Neft və Sənaye Universiteti*

Üçqat birləşməli olan  $\text{CuInSe}_2$  öz parametrlərini görən perspektivli yarımkəçiricilərdən biri hesab olunur. Belə ki, qadağan zonasının eni Günəş üsullarının udma oblastına yaxın olması və kifayət qədər yaxşı fotohəssaslıq,  $\text{CuInSe}_2$  təbii olaraq əldə edilməsinə effektiv fotoelektrik çeviricilərin yaradılmasına imkan verə bilər. Bu çətin  $\text{CuInSe}_2$  yarımkəçiricisinin müxtəlif formalarda ara dırılması maraqlıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki,  $\text{CuInSe}_2$  yarımkəçiricisinin kifayət qədər böyük ( $\sim 1\text{sm}$ ) və mümkün monokristalların alınması texnologiyası hələ də tədqiqatın əvvəlindədir. Nisbətən böyük səthli işıqlərin yaradılması mümkün olmur. Bu çətin epitaksial  $\text{CuInSe}_2$  əsasında fotoelementlərin yaradılması ümidverici görünür.

$\text{CuInSe}_2$  təbii olaraq əldə edilməsi üçün istifadə olunan polikristallik  $\text{CuInSe}_2$  birbaşa sintez olunmuşdur. Bunun üçün stexiometrik nisbətə götürülmüş ilkin maddələr ( $\text{Cu, In}$  və  $\text{Se}$ )  $\sim 1100^{\circ}\text{S}$  temperaturda ritm üsulu ilə alınmışdır. Alınmış tozu vakuumda ( $\sim 10^{-3}\text{Pa}$ ) təzyiqlə

üçün, silikat və GaAs lövhələri üzərində termik buxarlandırılması yolu ilə  $\text{CuInSe}_2$  təbii qablaşdırılmasıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, buxarlandırmaq yolu ilə tərkibin gəstexiometrik təbii qablaşdırmaq üçün qızdırıcının və altlıqın optimal temperaturu tələb olunur. Arazdirmaların təsirsiz  $\text{CuInSe}_2$  təbii qablaşdırılmasının optimal rejimi müəyyənləşdirilmişdir. Həmçinin, alınmış  $\text{CuInSe}_2$  təbii qablaşdırılmasının havada qızdırılmasının təsiri öyrənilmişdir. Məlumdur ki, nisbətən müəmməl  $\text{CuInSe}_2$  təbii qablaşdırılması, qızdırıcının  $\sim 1200^\circ\text{S}$ , altlıqın isə  $\sim 400^\circ\text{S}$  temperaturunda alınır və  $p$ -tip keçiriciliyə malik olur. Buxarlandırma temperaturu ona görə çox götürülür ki, geciriyən Cu buxarlanсын.  $n$ -tip təbii qablaşdırılması üçün buxarlandırılan tərkib  $\text{CuInSe}_2$  üçün donor rolunu oynayan indium ləvəşdirilmişdir. Həmçinin selenin tez buxarlanmasını nəzərə alaraq stexometriyanı saxlamaq üçün qızdırıcıya  $(2 \div 3)\%$  Se ləvəşdirilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, Cu/In nisbətində asılı olaraq təbii qablaşdırılmanın xüsusi müqaviməti  $10^4$  dəfə qədərdir.

Alınmış təbii qablaşdırılmanın volt-ampere xarakteristikaları, xüsusi müqavimətləri və fotohəsaslığın spektral paylanması müxtəlif işıqlanmalarda ölçülmüşdür. Məlumdur ki, yaxşı fotohəsaslıq və kiçik xüsusi müqavimət, altlıqın  $400^\circ\text{S}$  temperaturunda alınmış təbii qablaşdırılmış müəhd olunur. Həmçinin, təbii qablaşdırılmanın xüsusi müqavimətinin havada qızdırılmasının zamanla asılı olaraq dəyişməsi araşdırılıb. Məlumdur ki,  $\sim 300^\circ\text{S}$  temperaturda 10 dəqiqə qızdırılmış təbii qablaşdırılmanın xüsusi müqaviməti on dəfədən çox azalır və fotohəsaslıq artır. Bu yəqin ki, qızdırılmanın təsirsiz  $\text{CuInSe}_2$  dəyişməsinin yaranması və təsirsiz strukturunun amorf haldan kristallik hala keçməsi müəhd olunması ilə əlaqədardır.

Qeyd etmək lazımdır ki, təbii qablaşdırılmanın uzunmüddətli ( $t > 1$  saat) istiliyən ruz qaldıqda müqaviməti tədricən artır. Buna səbəb çox güman ki,  $\text{CuInSe}_2$  təbii qablaşdırılmasının selenin buxarlanması təsirsiz təbii qablaşdırılmanın deqradasiyasıdır. Eyni il bu cür halda təbii qablaşdırılmanın vakuumda qızdırılmasında da bəzən verir.

Qeyd olundu kimi, alınan təbii qablaşdırılmanın həmçinin yaxşı həssaslıq malikdir. Havada qeyd olunan rejimdə qızdırmaq fotohəsaslığı bir tərtib qədər artırır.  $\text{CuInSe}_2$  təbii qablaşdırılmasının fotohəsaslığı dündə a uzunluğunun  $(0,4 \div 1,2)$  mkm intervalını hədəf edir. Optik ölçülərdən  $\text{CuInSe}_2$  təbii qablaşdırılması üçün təyin olunan qadağan zonasının eni 1,03 eV alınır ki, bu da monokristal  $\text{CuInSe}_2$  nümunələrin qiyməti ilə (1,02 eV) yaxşı uzlaşır.

## **GaS, GaSe və GaTe KR STALLARINDA ATOMLARIN**

### **RQSN NQEYR HARMONKLK D R C S**

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

**Sumqayıt Dövlət Universiteti**

[qurbanov.mehti@mail.ru](mailto:qurbanov.mehti@mail.ru)

*Bu işdə GaS, GaSe, GaTe monokristallarının istidən gənilənmə məsələsinin eksperimental qiymətləri haqqında kristal qəfəsinin qeyri-harmoniklik həddi hesablanmışdır.*

Məlumdur ki, bəzi bərk cisimlərdə istidən gənilənmə məsələsinin qiyməti atomlararası qarılıqlı əlaqə qüvvəsinin qeyri-harmoniklik həddində asılıdır. Bu əlaqə qüvvəsinin qiyməti isə atomların rəqsinin qeyri-harmoniklik məsələsinin ( $\gamma$ ), harmoniklik məsələsinin kvadratına ( $\beta$ ) olan nisbəti ilə düz mütənasibdir. Bu əsillik dəbiyyatda göstərdiyi kimi belə düsturla ifadə olunur [1].

$$r = \frac{\chi k}{a S^2}. \quad (1)$$

Burada  $k$  – Bolsman sabiti,  $a$  – q f s parametri və  $\alpha$  – x tti g ni l nm məsəlidir. Bu i d qallium halkogenidl rinin istid n geni l nm məsəllərinin eksperimental qiym tli ri səsində,  $a$  v  $k$ - nın m lum qiym tini (1) düsturunda yerin yazmaqla geni temperatur intervalında  $(\gamma/\beta^2)$  - nisbi ti hesablanmışdır.  $\beta$  - məsəli dig r mövcüd üsullarla hesablanaraq düsturda yerin yazılmaqla müxt lif temperaturlarda r qsl rin qeyri – harmoniklik məsəli t yin edilmə v bu parametrin GaS, GaSe, GaTe – birl m l rind müqayis li t hlili aparılmışdır.

T dqi q olunan birl m l r üçün istid n nisbi uzanmanın qiym ti mövcüd metodika [2] səsində ölçülmü dür. Bütün ölçm l r 13 – 400<sup>0</sup>K – intervalında aparılmışdır. Ölçm l r üçün istifad olunan nümun l r d biyyatdan mövcüd olan metodika səsində alınmış monokristallardan hazırlanmışdır [3]. GaS v GaSe birl m l ri heksaqonal qurulu da, GaTe is tetraqonal qurulu da kristalla ırlar. Kristallik q f sin parametrl ri GaS üçün  $a=3,579 \text{ \AA}$ ;  $c=15,475 \text{ \AA}$ ; GaSe üçün  $a=3,750 \text{ \AA}$ ;  $c=15,95 \text{ \AA}$ ; v GaTe üçün  $a=3,941 \text{ \AA}$ ;  $B=4,442 \text{ \AA}$ ;  $c=10,641 \text{ \AA}$  olmuşdur.

Ölçm l r üçün uzunlu u  $3 \cdot 10^{-2}$ m, diametri  $5 \cdot 10^{-3}$ m olan silindr formalı nümun l rd n istifad edilmişdir. T crüb nin nisbi x tası 0,5 % t kil etmişdir. Nisbi uzanmanın temperatur asılılı ı səsində hesablanmış  $\alpha$  – ların qiym tli ri a a ıdakı c dv ld (c dv l l ı) verilmişdir. Burada  $\alpha_{\perp}$  - laylara perpendikulyar,  $\alpha_{\parallel}$  - is laylar boyunca istid n geni l nm məsəlinin qiym tli ridir.

C dv ld n görüldüyü kimi h r üç birl m d istid n geni l nm məsəlinin qiym tind anizotropiya alınır.

#### C dv l 11

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 istiqam td hesablanmış  $(\alpha_{\perp})$  qiym tli rind n istifad etmişdir (1) düsturu səsində  $\chi / S^2$  hesablanmışdır. Burada q f s parametrl ri olaraq h r üç birl m d  $a$  - nın qiym tli ri götürülmü dür. Hesablanmanın n tic si c dv l 2 – d verilmişdir



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

diqqətdə göstərdiyi kimi Hük qanunundan istifadə etməklə kristal daxilində atomların rəqsli zamanı harmoniklik həddinin məsələn hesablanmışdır. Bu zaman qrupun Yunq modulunun qiyməti nəzərə alınarsa harmoniklik həddinin məsələn  $E \cdot a_0 = \beta$  - kimi tapıla bilər [5].

Qeyd etmək lazımdır ki, hesablamalarda Yunq modulu üçün  $E = 10^{11} \text{ N/m}^2$  götürülmüş və hər üç birləşmənin əqf s 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  $a_0 = 3,94 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ .

**C dv 12**

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  $\beta = 39,41 \text{ N/m}$  qiymətləri alınmışdır.

Bütün birləşmələr üçün  $\frac{\gamma}{\beta^2}$  və  $\beta$  - nin qiymətlərindən istifadə edilərək, rəqsli zamanı qeyri-harmoniklik həddi  $\gamma$  - hesablanmışdır. Hesablanmış  $\beta$  və  $\gamma$  - nin qiymətləri də c dv 12 - d verilmişdir.

C dv 12 - d n göründüyü kimi qallium halkogenidlərindən kükürddən tellura doğru keçidli kristal qəfəsində atomların rəqsli hərəkəti zamanı rəqsli zamanı qeyri-harmoniklik dərəcəsi artır ki, bu da istidən genişlənmə məsələn qiymətinin artmasına səbəb olur.

**D B İYYAT**

1. . . . . – .1962 .

2. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . .  
I

1972 ., .163 – 164.

3. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . .

1972 ., .313 – 318.

PLASTİK DEFORMASIYANIN VƏ HİDROSTATİK TƏZYQIN  
AMORF METALL KİMLİYƏTİNİN (AM) HİSTEREZİSİ  
PARAMETRLƏRİNİN FORMALA MASINATIR

T.M. Pənahov, . . . İzzad, N.M. Rəfiyev

Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti

Metal və rəntgen fizikası ETL

[nrafiyev@mail.ru](mailto:nrafiyev@mail.ru)

*Maqnit yığma qabiliyyətli amorf metallik rəntgen histerezis ilg yığma parametrlərini müxtəlif emal rejimlərinin təsirinin öyrənilməsi daha əlverişli maqnit yığma materialların alınmasına gətirib çıxarır.*

Amorf rəntgen sahəsinin müxtəlif sahələrin geniş tətbiq olunması həm onların alınma texnologiyasının optimallaşdırılmasını, onların quruluşunun müasir üsullarla kompleks tədqiq olunmasını, həm də amorf rəntgen quruluş çevrilmələrinin mexanizmi və kinetikasının öyrənilməsinə tələb edir. Bu məsələlərin müvafiq qiymətləndirilməsi onların fiziki-kimyəvi xassələrinin dəyişdirilməsi və eləcə də tərkibindəki maddələrin onları stabilliyini və termiki dayanıqlılığını artırmaq üçün konkret tövsiyələr hazırlamağa imkan verir. Müxtəlif emal rejimlərini tətbiq etməklə amorf materialların histerezis ilg yığma parametrlərini dəyişməsinə tədqiq etməklə bu qəbildən olan tədqiqatlardan da. İndiki halda biz AM-in histerezis ilg yığma formalı masına Plastik deformasiyanın və hidrostatik təzyiqin təsirini nəzərdən keçiririk.

Deformasiya zamanı gərginliklərin relaksasiyası amorf materialın maqnit yığma qabiliyyətinin formalı masına müsbət təsir göstərir.

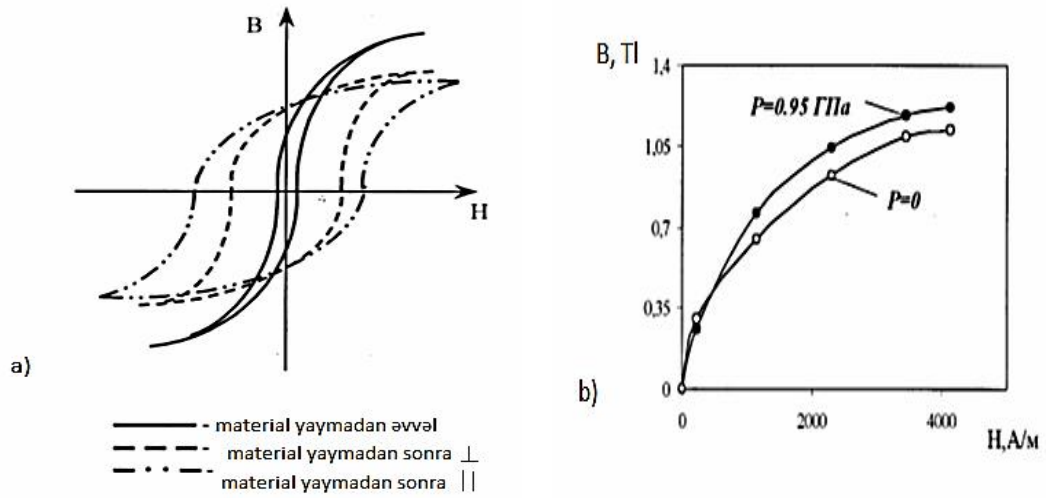
Şəkil 1a-da  $Fe_{58}Ni_{20}Si_9B_{13}$  rəntgen yayma zamanı plastik deformasiyada histerezis ilg yığma formasının dəyişməsinin sxemi göstərilmişdir. Nümunələrin maqnitlənməsi yaymanın eninə və uzunluğuna istiqamətində aparılmışdır. Göründüyü kimi müxtəlif istiqamətdə maqnitlənmə aparıldıqda histerezis ilg yığma forması dəyişir. Bu yaymada biqanlı maqnit anizotropiyasının yayma istiqamətinə perpendikulyar olduqda halda bəzən verir. Yayma maqnit induksiyanın ( $B_s$ ) maksimal qiymətinin azalmasına və koərestiv qüvvənin ( $H_s$ ) artmasına səbəb olur. Bu halda göründüyü kimi  $B_s$  azalması və  $H_s$  yüksəlməsi maqnitlənmənin istiqamətinə asılıdır. Yaymanın istiqamətinə perpendikulyar  $B_s$  daha az sürətlə azalır, həmçinin  $H_s$  maqnitlənmənin yayma istiqamətinə perpendikulyar olduqda və iki hallardan daha az intensiv yüksəlir. Həmçinin 1b klində  $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$  rəntgen maqnitlənmə yığmasının dəyişməsinə göstərilmişdir.

Histerezis ilg yığma forması hidrostatik sıxılma zamanı, yaymada plastik deformasiyada olduqda kimi çox dəyişir, amma maksimal maqnit induksiyanın yüksəlməsi bəzən verir. Histerezis ilg yığma parametrlərini dəyişməsinə qeyd alınmışdır.

Maqnit xarakteristikalarının bu dəyişməsi materialda emalı nəticəsində qalıq elastik gərginliklərin induksiyalandırılması sahələrində olmadığını göstərir. Əks halda istiqamətlənmə anizotropiyası nəticəsində histerezis ilg yığma parametrlərini həmişə tətbiq edilənlikləri bəzən vermə olardı. Belə ki, atom nizamlanması effektivliyi gözə çarpmır, bu da, atomların nizamlanmasının inkişafına daha çox təzyiqlə təsir etməklə lazım olduqunu göstərir. Buna baxmayaraq maksimal maqnit induksiyanın müvafiq qədər inkişaf materialın halının dəyişməsinə göstərir. Belə inkişaf amorf materialın sıxlığının yüksəlməsi ilə əlaqədar olur ki, bu da səbəb təhlükənin çıxması və mikropor tipli qüsurların annihilasiyası ilə əlaqədar olur.

Belilikl görünür ki, yayılmada deformasiyası zamanı histerezis ilg yinin para-metirləri daha çox d yir. Hidrostatik sıxılmada bu parametrlər daha az d yir. Materialda yayma zamanı istiqamtlənməbiroxlumaqnit anizotropiyası, atom nizamlanması proseslərinin eləcə də, lentin həcminde elastiki gərginliklərin yumalmasına səbəb olur.

Amorf materiallarda anizotropiyanın istiqamtlənməsində histerezis ilg yinin parametrləri daha çox d yir.  $B_r$ -in qiyməti yüksəlir,  $B_r/B_m$ ,  $H_c$  və  $B_c$ -nin qiymətləri isə aşağıdır. Bu zaman  $B_r$ -in qiyməti daha az  $H_c$  və  $B_c$ -nin qiymətləri isə deformasiyanın qiymətinə daha çox asılı olur. Hidrostatik sıxılma zamanı isə histerezis ilg yini praktiki olaraq d yir.  $B_s$ -in kiçik artımı müəhd olunur buda yə qinki materialın sıxlığının artması ilə əlaqədardır. Belə təsirin təsirdə materialda baş verən müxtəlif növ davranışlar ola bilər ki, bu da yükləmə sxeminin fərqli olması və emalın təsiri səbəbilə materialda struktur dəyişmələri təsirdə yarana bilər.

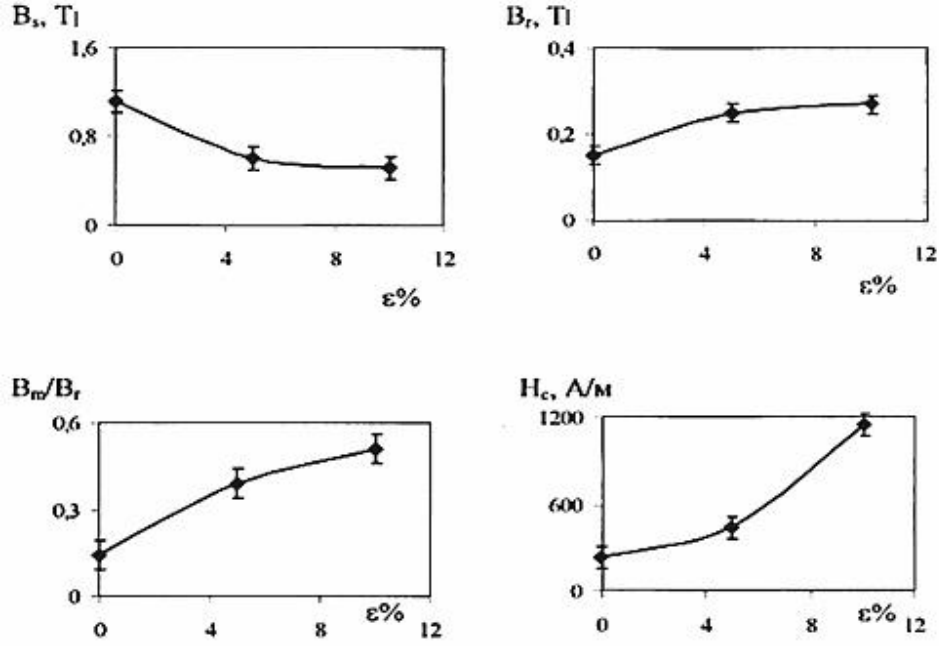


**kil 1.**  $Fe_{58}Ni_{20}Si_9B_{13}$  rintisində yayma zamanı plastiki deformasiyada histerezis ilg yinin formasının dəyişməsinin sxemi (a) və  $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$  rintisinin hidrostatik təzyiqləndirilməsi olaraq maqnitlənmə yirisi (b).

lil 2-d histerezis ilg yini parametrlərinin, yaymada plastiki deformasiya zamanı deformasiya qiymətinə asılılığı göstərilmişdir. Göründüyü kimi  $B_s$ -in qiyməti aşağıdır  $B_r/B_m$  və  $H_c$  isə yüksəlir. Bu zaman deformasiyanın təsiri lentin sıxılmasının yüksəlməsi ilə çoxalır.

Belilikl, yayılma zamanı histerezis ilg yinin formasının dəyişməsi xarakteristikası  $B_s$  və  $H_c$ -in dəyişməsinə elastiki gərginlik sahələrinin təsirinə bağlıdır. Bu fakt göstərilən parametrlərin deformasiya dərəcəsinə 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 məsələn  $B_s$ -də necə asılıdırsa  $B_r$ -də də eləcə asılıdır. Onun dəyişməsi bu kimi təsirlərin dəyişmə dinamikasının təsiri ilə  $B_r$ -in artma xarakteri ilə bağlıdır.

Gördüyü kimi deformasiya olunmamış materiallarda yüksək temperatur intervalında tabəlmədə histerezis ilg yinin parametrlərinin xarakteri həmişəli dərəcə d yir. Bu proseslər tabəlmə prosesinin ilkin mərhələsində baş verir. Belə davranış deməyi imkan verir ki, induksiyanı plastiki deformasiya sahəsi, elastiki gərginlik və struktur dəyişmələri cüt atom nizamlanması nəticəsində praktiki olaraq relaksasiya olunur.



İl 2. Histerezis ilgisi parametrlərinin, yaymada plastiki deformasiya zamanı deformasiya qiymətindən asılılığı.

Məlumat oldu 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 vəvli emalından asılı olmur. Tabalma vaxtının artırılması zamanı kristallaşmanın sərbəstliyi prosesləri inkişaf etməyə başlayır. Bu proseslər vəvli göstərdiyi kimi qabaqcadan emaldan və materiallardan asılıdır və plastiki deformasiyaya məruz qaldıqdan sonra cəryan edir.

#### D B İYAT

1. . . . . , . . . . . , . . . . . k 1987 29-38.
2. T.M. . . . . , . . . . . 256-263.
3. . . . . lizad , Qeyri tarazlıqlı sistemlərin fizikası (Mühazirələr toplusu) s. 51-59.
4. Flohrer 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

1, 2, 3  
1  
2  
3

[Ruhi-qrk@mail.ru](mailto:Ruhi-qrk@mail.ru)

[1].  $\nabla T$

[2, 3].

[2].

$$\nabla \vec{T}, \quad \vec{E}, \quad \nabla n, \quad \vec{V}(\vec{r}, t),$$

[1]

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

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

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{4f}{c} \vec{j} \quad (1),$$

$$\vec{E} = -\frac{[\vec{V} \vec{H}]}{C} \Lambda' [\vec{\nabla} T, \vec{H}] + \frac{C}{4f \dagger} \text{rot} \vec{H} - \frac{C \dagger'}{4f \dagger^2} [\text{rot} \vec{H}, \vec{H}] + \frac{T \nabla \dots}{e \dots} + \Lambda \nabla T \quad (3)$$

$$\Lambda = \frac{r}{\dagger}, \quad \Lambda' = \frac{r' \dagger - r \dagger'}{\dagger}; \quad \dagger - \dots, \quad \Lambda - \dots$$

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

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

(k).  $y_{im}$  ,  $\Lambda'_{ik}$  - ,  $\Lambda'_{ik}$  - ,  $k_1=k, k_2=k_3=0,$

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

$$E'_i = \left[ Ay_{il} K_e K_m + By_{im} + \frac{C\Lambda'_{il}}{\check{S}} K_e \frac{\partial T}{\partial x_m} - \frac{C\Lambda'_{im}}{\check{S}} (\vec{k}\vec{\nabla}T) \right] E'_m = R_{im} E'_m \quad (7)$$

$$A = \frac{iC^2}{4f\check{S}}; \quad B = i \frac{\check{S}^2 - C^2 K^2}{4f\check{S}} \quad E'_m = u_{im} E'_m \quad (R_{im} - u_{im}) E'_i = 0$$

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

$$R_{12} = 1; R_{22} = 1; R_{33} = 1,$$

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

$$\check{S}_0 = \check{S}_{11} - \check{S}_{21}$$

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

$$y_{23} = \frac{4f\check{\xi}}{ck(\check{\xi}^2 - 1)} \frac{4f^2 \Lambda'_{23} \nabla_1 T}{\left( \check{\xi}^2 - \frac{1}{2} \right) \left[ \frac{2f(\check{S}_{33} + \check{S}_0)}{\check{S}_0} \right]^{1/2}}, \quad y = \Lambda'_{12} \nabla_1 T - \Lambda'_{11} \nabla_2 T.$$

$$(10) \quad , \quad \check{S}_0 = \check{S}_{12} - \check{S}_2$$

$$\check{\xi} > 1 \quad \dots \quad \Lambda'_{12} \nabla_1 T - \Lambda'_{11} \nabla_2 T > 1 \quad (11)$$

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

(12)

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\text{grad } \dot{\Phi} - \text{rot } \mathbf{A} \\ \text{grad } \dot{\Phi} &= -\text{rot } \mathbf{A} - \text{grad } \dot{\Phi} \\ \text{grad } \dot{\Phi} &= -\text{rot } \mathbf{A} - \text{grad } \dot{\Phi} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\text{grad } \dot{\Phi} = -\text{rot } \mathbf{A} - \text{grad } \dot{\Phi} \quad (17)$$

1. . . . , **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. . . . , *Journal of Physics: Conference Series*, **23**(5) (2003) 6-9.

**Anizotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalaları.  
Həsənov E.R., Mustafayeva R.K., İslamzadə A.V.  
Xülasə**

Anizotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalalarının tezliyi və artım sürəti qurulmuşdur. Səbət olunmuşdur ki, xarici maqnit sahəsi olmayanda keçirici mühitlərdə bir neçə termomaqnit dalası yayılır. Müəyyən edilmiş termomaqnit dalalarının tezlikləri və artım sürətləri hesablanmışdır. Termomaqnit dalalarının artım sürəti temperatur gradientinin qiymətindən asılıdır.

**Thermomagnetic waves in anisotropic conductive environments  
Hasanov E.R., Mustafayeva R.K., Islamzade A.V.  
Resume**

A theory of thermomagnetic waves in anisotropic conductive media is given. It was proved that without external magnetic field 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.

**CdInGaS<sub>4</sub> SASINDA HAZIRLANMI ELEKTROFOTOQRAFİK  
TƏBQİLENDİRİLMİŞ QARANLIQ QEYR-TARAZLIQ PROSESLƏRİN**

**A QARLARIN TƏSİRİ**

**N.C. Məmmədov, E. Ə. Məmmədova**

*Azərbaycan Dövlət Aqrar Universiteti*

[nizamicalil@mail.ru](mailto:nizamicalil@mail.ru)

*Tədqiq olunan kristalın mis və ya qızıl ilə qarlanması onun əsasında hazırlanan elektrofotoqrafik təbqiləndirilmiş qaranlıq potensialını və qaranlıqda yarımdülm müddətini artırır, iqlanmada yarımdülm müddətini kəskin azaldır. Beləliklə, yarımkeçirici maddələrin fotoelektret halının parametrlərini dəyişdirərkən idarəetmə üçün CdInGaS<sub>4</sub> kristalının sintezi zamanı onun əsasında qarlanması yarımkeçiricinin qadağan zonasında "dayaz" s viyyəlinin kompens olunmasına və "dərini" s viyyəlinin yaranmasına səbəb olur ki, bu da öz növbəsində maddənin fotoelektret halının yaxşılaşmasına və bu yarımkeçiricilərin əsasında hazırlanan elektrofotoqrafik sistemlərin keyfiyyətinin yaxşılaşmasına səbəb olur.*

Mürəkkəb yarımkeçiricilərin lokal s viyyəlinin paylanmasına müxtəlif aqarların təsirinə öyrənmək və lokal s viyyəlinin parametrlərini müəyyən etmək böyük əhəmiyyət kəsb edir. Geni zonalı yarımkeçiricilərin qadağan zonasındakı "ilişmə" s viyyəlinin xarakterik parametrlərinin öyrənilməsinə müxtəlif metodları vardır. Bu metodlarla "təməz" və aqarlanmamış mürəkkəb yarımkeçiricilərin lokal s viyyəlini tədqiq edilməmiş və müəyyən edilmişdir ki, "təməz" monokristallarda iki qrup "ilişmə" s viyyəli vardır ki, onlar monoenergetik paylanma qanunu ilə yerləşmişdir. Mis elementi ilə aqarlanarkən qadağan zonasındakı nisbətən dayaz s viyyəli kompens edilir, daha dərin yerləşən s viyyəli rəsə aqarların təsirinə hiss etmir. Həmçinin məlum olmuşdur ki, lokal s viyyəlinin "dərinliyi" artdıqca onların elektron tutma ehtimalı artır, fotokeçiriciliyin təhlili azalır. Göstərilən rəsə əsasən monokristallarda fotoelektret halının yaranmasına ətraf yaradır.

Elektrofotoqrafiyanın əsasını yüksək müqavimətli, işləməyə uyğun yarımkeçiricilərin ətraf müqavimətli əsas üzərində çəkilmə təbqiləndirilməsidir. Bu təbqiləndirilmiş yarımkeçiriciləri metal lövhələr üzərində vakuum buxarlandırılması yolu ilə və ya narın toz halına salınmış yarımkeçiricini ətraf birləşdirici mühitdə qarışdırmaqla az müqavimətli metallik və ya kəskin üzərində bərabər qalınlıqla yaymaqla və qurutmaqla almaq olar. Bu zaman alınan sistem elektrofotoqrafik təbqiləndirilməsidir. Elektrofotoqrafik təbqiləndirilməyə əsasən dırmaq üçün onu təchiz etməklə bəzən alınmayan müsbət və ya mənfə ionlarla yükləməyə ehtiyacdır. Prosesin növbəti mərhələsi yarımkeçirici təbqiləndirilməmiş elektrostatik sahənin alınmasıdır. Bunun üçün hər hansı bir yazının və ya klin forması yüklənmiş elektrofotoqrafik təbqiləndirilməmiş üzərində proyeksiyalandırılır. Bu zaman işıq çox dən yerləşdirilmiş yarımkeçiricinin müqaviməti daha çox azalır. Başqa sözlə, əsas sahədə daha çox sərbəst yükləyicilərin yaranmasına səbəb olur və bu yükləyicilər daha az müqavimətli əsas vasitəsilə torpağa ötürülür, az işıq dən və ya işıq dənəyən sahələrdə işıq yarımkeçirici yüksək müqavimətli və yaxud yüksək potensiallı halda qalır. Beləliklə, dərin yüklənmiş elektrofotoqrafik təbqiləndirilməmiş elektrostatik sahənin paylanması bəzən verir.

Bizim tədqiq etdiyimiz halda toz halına salınmış yüksək müqavimətli, işləməyə uyğun CdInGaS<sub>4</sub> kristalları toz halına salınaraq, ətraf birləşdirici mühitdə qarışdırılaraq əsas üzərində çəkilməlidir. Yüksək keyfiyyətli malik elektrofotoqrafik sistemin alınması üçün onun daha yüksək potensiala qədər yüklənməsi, qaranlıqda potensialın yarıya qədər düşmə müddətinin böyük olması və iqlanmada potensialın azalmasının təhlilsiz və qısa müddətdə düşməsi vacibdir. Maddənin belə halda fotoelektret halı adlanır. Deməli, belə elektrofotoqrafik sistemlərdə



fotoelektret halının yaranması və bu halın parametrlərinin yaxşılaşdırılması böyük elmi və praktiki həqiqətdir. Ona görə də bu elektrofotografik təbii qüvvənin əsas elementi olan Cd<sub>n</sub>Ga<sub>4</sub>S<sub>4</sub> yarımkeçirici materialının elektrik, fotoelektrik, optik xassələrinin tədqiqi, onların qadağan zonasının öyrənilməsi, bu zonadakı "ilim" (tərkib) və rekombinasiya (rərkib) səviyyələrinin parametrlərinin öyrənilməsi, idarə olunması xüsusi həqiqətdir.

Tədqiqatlar göstərməlidir ki, Cd<sub>n</sub>Ga<sub>4</sub>S<sub>4</sub> yarımkeçiricisini müxtəlif maddələrlə (mis və ya qızıl) aqarılaraq yolu ilə maddənin fotoelektret halını təmin edən və yaxşılaşdırmağa imkan verən qatmanlar almaq olar. Müəmm olmur ki, aqarılaraq yolu ilə dayaz ilim səviyyələri kompensasiya etməklə və dərin ilim səviyyələri yaratmaqla yarımkeçirici materialın qaranlıq müqavimətini artırmaq, işıqla həssaslıqını yüksəltmək, qaranlıqda potensialın yarımdümm müddətini artırmaq, proyeksiyalandırma zamanı təhliliyi azaltmaq və beləliklə də yarımkeçirici yarım informasiyanı daha uzun müddət saxlanmasını və informasiyanın bəzi parametrlərinin minimal dəyəmlənməsinə nail olmaq olar. Təcrübələr göstərməlidir ki, tədqiq olunan kristalın mis və ya qızıl ilə aqarılması onun qaranlıq potensialını və qaranlıqda yarımdümm müddətini artırır və işıqlanmada yarımdümm müddətini kəskin azaldır. Beləliklə görərik ki, yarımkeçirici maddələrin fotoelektret halının parametrlərini dəyişdirmək və idarə etmək üçün Cd<sub>n</sub>Ga<sub>4</sub>S<sub>4</sub> kristalının sintezi zamanı onun aqarılması yarımkeçiricinin qadağan zonasında "dayaz" səviyyələrin kompensasiya olunmasına və "dərin" səviyyələrinin yaranmasına səbəb olur ki, bu da öz növbəsində maddənin fotoelektret halının yaxşılaşdırılmasına və bu yarımkeçirici rəsasında hazırlanan elektrofotografik sistemlərin keyfiyyətinin yaxşılaşdırılmasına səbəb olur.

### **(TlGaSe<sub>2</sub>)<sub>0,4</sub> (TlInS<sub>2</sub>)<sub>0,6</sub> B R K M H L U L U N U N**

### **FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI**

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

*Sumqayıt Dövlət Universiteti*

[qurbanov.mehti@mail.ru](mailto:qurbanov.mehti@mail.ru)

*Bu iş (TlGaSe<sub>2</sub>)<sub>0,4</sub> (TlInS<sub>2</sub>)<sub>0,6</sub> b r k m hlulunun fotoelektrik xassələrinin tədqiqi üzrədir. Spektral yığılma qadağan olunmuş zolaqda 77 K və 300 K-də tədqiq olunmuşdur. Bundan başqa tədqiq olunan b r k m hlulun b zifotorezistiv parametrlərini də tapılmışdır.*

Elmi texniki tədqiqatın müasir mərhələsində elementar və binar yarımkeçiricilərin yeni funksional imkanlarını üz çıxarmaq istiqamətində aparılan tədqiqatlarla yanaşı, fiziki-kimyəvi və elektrofiziki parametrlərinin daha üstün olan yeni yarımkeçirici birləşmələrin intensiv axtarışı da davam edir. Yeni müəkkəb yarımkeçirici birləşmələrin alınmasına və tədqiqatın göstərilən maraqla əlaqədar olaraq Laylı quruluşa malik olan A<sup>3</sup>B<sup>3</sup>C<sub>2</sub><sup>6</sup> (A-Tl; B-In, Ga; C-S, Se, Te) və onların rəsasında alınan b r k m hlullar belə birləşmələrdəndir.

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

Böyük maraqla bəzən və bu sinfə daxil olan kristallardan biri də (TlGaSe<sub>2</sub>)<sub>0,4</sub> (TlInS<sub>2</sub>)<sub>0,6</sub> b r k m hluludur. (TlGaSe<sub>2</sub>)<sub>0,4</sub> (TlInS<sub>2</sub>)<sub>0,6</sub> b r k m hlulunun alınması zamanı biz elementlərdən birbaşa istifadə etmədik. Bununla əlaqədar olaraq uçmayan komponentlərin sobanın temperaturu  $t_1$  olan qaynar zonasında, uçan komponentlərin  $T_2$  olan soyuq zonada yerləşdirilir ( $T_1 > T_2$ ).  $T_1$  temperaturu sintez olunan birləşmənin rəm temperaturundan 10÷20 K yüksək olmalıdır. Alınma temperatur rejimində  $T_2$  temperaturunda buxarlanaraq uçan komponent rimi uçmayan

komponentlərin tərkibindəndir. Prosesin 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 stabildir, gərginlikdə işləyir. Sobanın temperaturuna xromel-alümel termocütü vasitəsilə nəzarət edilmişdir.

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

Reaksiya başa çatdıqdan sonra soba aqulı istiqamətdə qaldırılır və bir temperaturda təbləndirilir.

$(\text{TlGaSe}_2)_{0,4} (\text{TlInS}_2)_{0,6}$  bərk mhlulunun monokristalları müəyyən qədər dəyişdirilmiş Brijmen –Stokbarqer üsulu ilə yetişdirilmişdir [1]. Bu üsulun seçilməsi yetişdirilən kristalların fiziki və kimyəvi xassələrinə bəqə onların laylı quruluşu əmalik olması ilə əlaqədardır. Tədqiq olunan nümunələrin fotokeçiriciliyini öyrənmək üçün nümunələrin ölçmələri uyunda çiqikli seçilib hazırlanmışdır. Qeyd etdiyimiz kimi  $(\text{TlGaSe}_2)_{0,4} (\text{TlInS}_2)_{0,6}$  kristalı laylı quruluşu əmalikdir. Ona görə də nümunəni hazırlayarkən bu xüsusiyyət nəzərə alınmışdır. Belə ki, fotoelektrik ölçmələri aparmaq üçün nümunələrin kristalları müstəvi paralel lövhələrin bölməklə hazırlanmışdır. Tədqiq olunan kristallar dəqiq keçiriciliyin əmalik olmuşdur. Bu nümunələrin keçirici olmayan xüsusi altlıqlar üzərində epoksid yapıdırıcı vasitəsilə bərkidilmişdir.

Omik kontaktlar almaq üçün indium elementində istifadə edilmişdir. Nümunələrin elektrik sahəsi təbəyələri istiqamətdə, iqlaylara perpendikulyar istiqamətdə salınmışdır. Fotokeçiricilik spektri həmişə 77 K, həmişə 300 K-də öyrənilmişdir. Ölçmələri üçün elə nümunələrin seçilmişdir ki, onların kontaktları əlaqə temperaturalarda sabit fotorezistiv xarakteristikaları stabil saxlasınlar. Nümunələrdə kontaktlar arasındakı məsafə  $0,25 \pm 0,45$  sm, nümunələrin sahələri isə  $2,7 \cdot 10^{-3} \pm 1,2 \cdot 10^{-2} \text{sm}^2$  tərtibində olmuşdur. Fotocərəyanın ölçülməsi modulyasiya olunmamış üalanma selində aparılmışdır. Elektrik sahəsinin gərginliyi elə seçilmişdir ki, nümunələrin volt-ampere xarakteristikasının Omik hissəsinə uyğun gəlsin.

Fotocərəyanın spektral xarakteristikasını ölçdükdən sonra, iqlay selin kvantların sayına görə düzəliş aparılmışdır. Bu düzəliş vvc dən drc l nmi germaniumfotodiodu vasitəsilə aparılmışdır.

Kristalın fotokeçiriciliyinin düzəlişin enerjisində əsəhliliyi, yəni spektral xarakteristikası ıxarılmışdır. Bu spektral yridə istifadə edilən kristalın bəzi parametrləri o cümləndən yarımkəçirici kristallar üçün ən xarakterik parametrlərdən qadağan olunmuş zolağın eni təyin olunmuşdur. Otaq temperaturunda  $(\text{TlGaSe}_2)_{0,4} (\text{TlInS}_2)_{0,6}$  bərk mhlulunun spektral yridə təyin olunmuş qadağan olunmuş zolağının eni  $E_g = 2,28$  eV, 77 K-də isə  $2,45$  eV olmuşdur.

Bundan başqə bu bərk mhlulun bəzi fotorezistiv parametrləri də təyin olunmuşdur. Azot temperaturunda  $(\text{TlGaSe}_2)_{0,4} (\text{TlInS}_2)_{0,6}$  kristalının yürüklüyünün qiymətləndirilməmiş olduğunu yürüklüyün dəqiqlərin konsentrasiyasına əsəhliliyi təyin olunmuşdur.

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

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

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

---

$(\text{TlGaSe}_2)_{0,4}(\text{TlInS}_2)_{0,6}$  bərk mhlulu üçün  $p \cdot \mu$  hasilini  $2,9 \cdot 10^9 \text{ sm}^{-3}$  qiymət almıdır. Kristalın xüsusi müqaviməti  $= 2,1 \cdot 10^9 \text{ Om} \cdot \text{sm}$  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 işıqda çox həssasdırlar.

Ölçmələrində kristalın S integral həssaslığı da təyin olunmuşdur. Bunun üçün vülc nümunənin ölçüləri götürülür, sahəsi tapılmışdır. Bundan sonra vahid sahəyə düşən işıqiddəti təyin olunmuş və integral həssaslığı tapılmışdır.

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

S – integral həssaslığı;  $J_f$  – fotoelektranın qiyməti; B – vahid sahədə düşən işıq seli; U – nümunəyə verilən gərginlikdir.

Integral həssaslığı üçün  $1,12 \frac{\text{mkA}}{\text{em} \cdot \text{V}}$  qiyməti alınmışdır.

Bütün bu xarakteristikalardan başqa  $(\text{TlGaSe}_2)_{0,4}(\text{TlInS}_2)_{0,6}$  monokristalının qadağan olunmuş zolağının enerjisi temperaturla görəli məsələ təyin olunmuşdur:

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

**D B İYYAT**

1. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5183-5188, 1988.
2. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5189-5193, 1988.
3. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5194-5198, 1988.
4. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5199-5203, 1988.
5. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5204-5208, 1988.
6. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5209-5213, 1988.
7. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5214-5218, 1988.
8. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5219-5223, 1988.
9. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5224-5228, 1988.
10. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5229-5233, 1988.
11. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5234-5238, 1988.
12. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5239-5243, 1988.
13. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5244-5248, 1988.
14. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5249-5253, 1988.
15. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5254-5258, 1988.
16. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5259-5263, 1988.
17. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5264-5268, 1988.
18. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5269-5273, 1988.
19. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5274-5278, 1988.
20. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5279-5283, 1988.
21. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5284-5288, 1988.
22. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5289-5293, 1988.
23. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5294-5298, 1988.
24. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5299-5303, 1988.
25. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5304-5308, 1988.
26. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5309-5313, 1988.
27. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5314-5318, 1988.
28. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5319-5323, 1988.
29. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5324-5328, 1988.
30. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5329-5333, 1988.
31. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5334-5338, 1988.
32. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5339-5343, 1988.
33. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5344-5348, 1988.
34. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5349-5353, 1988.
35. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5354-5358, 1988.
36. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5359-5363, 1988.
37. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5364-5368, 1988.
38. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5369-5373, 1988.
39. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5374-5378, 1988.
40. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5379-5383, 1988.
41. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5384-5388, 1988.
42. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5389-5393, 1988.
43. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5394-5398, 1988.
44. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5399-5403, 1988.
45. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5404-5408, 1988.
46. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5409-5413, 1988.
47. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5414-5418, 1988.
48. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5419-5423, 1988.
49. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5424-5428, 1988.
50. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5429-5433, 1988.
51. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5434-5438, 1988.
52. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5439-5443, 1988.
53. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5444-5448, 1988.
54. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5449-5453, 1988.
55. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5454-5458, 1988.
56. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5459-5463, 1988.
57. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5464-5468, 1988.
58. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5469-5473, 1988.
59. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5474-5478, 1988.
60. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5479-5483, 1988.
61. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5484-5488, 1988.
62. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5489-5493, 1988.
63. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5494-5498, 1988.
64. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5499-5503, 1988.
65. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5504-5508, 1988.
66. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5509-5513, 1988.
67. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5514-5518, 1988.
68. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5519-5523, 1988.
69. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5524-5528, 1988.
70. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5529-5533, 1988.
71. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5534-5538, 1988.
72. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5539-5543, 1988.
73. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5544-5548, 1988.
74. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5549-5553, 1988.
75. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5554-5558, 1988.
76. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5559-5563, 1988.
77. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5564-5568, 1988.
78. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5569-5573, 1988.
79. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5574-5578, 1988.
80. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5579-5583, 1988.
81. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5584-5588, 1988.
82. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5589-5593, 1988.
83. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5594-5598, 1988.
84. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5599-5603, 1988.
85. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5604-5608, 1988.
86. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5609-5613, 1988.
87. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5614-5618, 1988.
88. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5619-5623, 1988.
89. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5624-5628, 1988.
90. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5629-5633, 1988.
91. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5634-5638, 1988.
92. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5639-5643, 1988.
93. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5644-5648, 1988.
94. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5649-5653, 1988.
95. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5654-5658, 1988.
96. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5659-5663, 1988.
97. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5664-5668, 1988.
98. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5669-5673, 1988.
99. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5674-5678, 1988.
100. *Journal of Applied Physics*, **64**, No. 12, p. 5679-5683, 1988.

**$\text{Cu}_{2-x}\text{Te}$  ( $x \approx 0.25$ ) BƏRKLƏRİNİN MƏNƏNLƏNƏN OTAĞ TEMPERATUR**

**FAZASININ KRİSTAL QURULU**

**N.A. İlyeva**

*AMEA Fizika İnstitutu*

[nergiz\\_25@mail.ru](mailto:nergiz_25@mail.ru)

*$\text{Cu}_2\text{Te}$  tərkibli kimyəvi birləşmənin sintez edilməsi. Alınan nümunə 500°C-də 100 saat müddətində homogenləşmə prosesində saxlanılmışdır. Homogenləşmə prosesi bitdikdən sonra nümunə vizual baxıma keçirilmiş və müəhəd edilmişdir ki, prosesdə mis atomlarının bir hissəsi nazik səpəklərdə tərkibdən ayrılır. Ritveld üsulu ilə alınan nümunənin kristal quruluşu açılmış və onun tərkibinin  $\text{Cu}_{1,75}\text{Te}$  olması sübut edilmişdir.*

$\text{Cu-X}$  ( $X=\text{Se}, \text{S}, \text{Te}$ ) sistemlərində yaranan stexiometrik və qeyri stexiometrik birləşmələr təbiiq yönümlü xüsusiyyətlərinə görə davamlı tədqiqat olunan obyektlərdir. Bu maraqlı məsələ onlarda təzahür edən fiziki-kimyəvi xassələri bəzən aydınlaşdırır. Geyd etmək lazımdır ki, göstərilən sinif birləşmələrinin kristal quruluşları və quruluş faza keçidləri baxımından da maraqlı obyektlər sayılırlar. Bu sahədə aparılan tədqiqat işləri sırasında ən çox diqqət çəkən nəticələr [1-8] işlərinə verilmişdir. Ancaq bu və digər tədqiqatlarda əldə edilən quruluş nəticələri bu sistemlərdə faza məlğəlm qanunauyğunluqları və faza məlğəlm prosesində mis / xalkogen nisbi miqdarının dəyişməsinin tam kəld izah edilməsi üçün yetərli sayıla bilməz. Bunun üçün

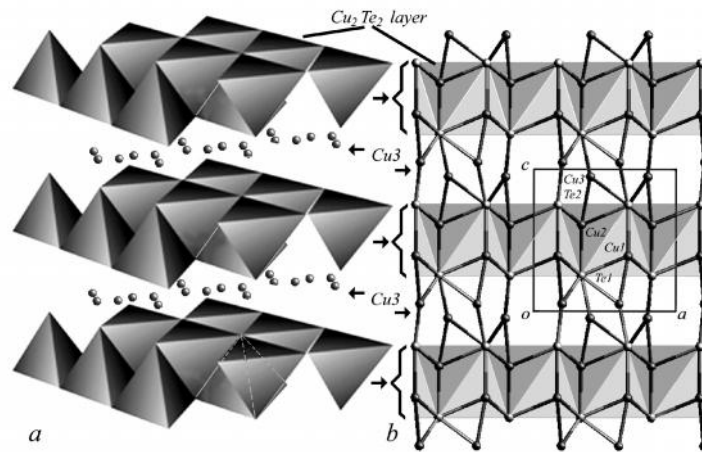
dəqiq texnologiya, çoxsaylı quruluş analizi və n tic l rin kristallokimy vi ara dırılması t l b olunur. Bunları n z r alaraq bu i d Cu-Te sistemində m l g l n birl m l rd n biri olan  $Cu_{1.75}Te$  ( $Cu_7Te_4$ ) birl m sinin kristal qurulu unun d qıql dırılması aparılması v alınan n tic l rin müzakirəsi aparılmışdır.

Qeyd ed k ki,  $Cu_{2-x}Te$  ( $x \approx 0.25$ ) birl m si bir q d r t ccüb do uran texnologiya sasında alınmışdır. *Novotni* t r find n [1]  $Cu_2Te$  üçün verilmiş kristal qurulu unda olan bir sıra sualları d qıql dirm k üçün  $Cu_2Te$  sintez edilib,  $500^\circ C$ -d 100 saat rzind homogenl m prosesində saxlanılmış v ona baxı keçiril rk n sintez edilmiş  $Cu_2Te$  nümun sind n t xmin n  $0.102mq$ . misin nazik lifl r klind t rkibində ayrılması mü ahid edilmişdir. Homogenl m prosesində sonra nümun nin mis çatı mazlı ı olan hiss si üz rind aparılan rentqenoqrafik t dqiqt sasında mü yy n edilmişdir ki, nümun triqonal qurulu da kristalla ır v onun q f s sabitl ri:  $a=8,3276(82)\text{Å}$ ,  $c=7,1964(16)\text{Å}$ ,  $V=432,2040(97)\text{Å}^3$ . . P-3m1, Z=8. Ritveld üsulu il nümun nin kristal qurulu u t yin edilmiş v kimy vi t rkibin  $Cu_{1.75}Te$  oldu u sübut edilmişdir. Qeyd ed k ki, bütün rentgen qurulu t dqiqlatları Almanyanın Bruker firmasının istehsalı olan D8 - ADVANCE difraktometrində, TOPAS-4.2 proqramı sasında yerin yetirilmişdir. Rejim: 40 kV, 40 A,  $CuK_{\alpha}$  -  $1.5406\text{Å}$ .  $10 < 2\theta < 120^\circ$

Yuxarda  $Cu_{1.75}Te$  üçün alınan kristalloqrafik parametrl r Cu-Te sistemi birl m l ri il müqayis edildikd mü yy n edilmişdir ki, bizim aldı ımız n tic l r qurulu u elektronqrafik üsul il t dqiql olunmuş  $Cu_{1.75}Te$  [7] q f s parametrl ri il (f za qrupundan ba qa) eynidir.

İb tt aparılan t dqiqlat i ini bu s viyy d saxlamaqda olardı. Ancaq ,h min qurulu un kristallokimy vi ara dırılması n tic sind h qıqliyi übh do uran bir sıra faktların mövcud olması bu birl m nin kristal qurulu unun t krar öyr nilm sini faydalı olaca mı dü ündük. N tic d m lum oldu ki, bu birl m tamamil yeni qurulu tipin sahibidir. kil 1-d  $Cu_{1.75}Te$  birl m sinin kristal qurulu unun sxemi verilmişdir. Atomların kristal q f sd yerl m koordinatları bel dir:  $Cu_1$  -  $2/3, 1/3, 0.390(3)$ ;  $Cu_2$  -  $0.340(1), 0.170(5), 0.610(3)$ ;  $Cu_3$  -  $0.400(4), 0.200(2), 0.947(5)$ .

$Cu_{1.75}Te$ -un kristal qurulu unda 3 növ mis atomları var ki, onlarda uy un olaraq 2s; 6h v 6d v ziyi t rind paylanm lar.  $Cu_1$  atomları qurulu da Te atomlarının yaratdı ı tetraedrik bo luqda paylanm lar.  $Cu_1$ -Te m saf l ri orta hesabla  $2.531\text{Å}$ -dir.  $Cu_2$  atomlarıda tetraedrik bo luqda paylanmışdır.  $Cu_2$ -Te m saf l ri  $2.413$ - $2.580\text{Å}$  arasında d yi ir. Bununla yana ı  $Cu_2$ -nin koordinasiyasına  $Cu_3$ -d daxil olaraq, koordinasiya d dini 5- qaldırır. Burada  $Cu_2$ - $Cu_3=2.468\text{Å}$ - b rab rdir. Bu is göst ril n Cu atomlarının hibridl m üsulu il kovalent laq yaranmasına s b b olur. Qeyd ed k ki, bu hal GaSe-d ki Ga-Ga qantelin b nz rdir.  $Cu_3$  atomları iki Tellur v bir misl ( $Cu_2$ ) yaranan üçbucaqda m skunla ır. Burada Cu-Cu m saf si  $Cu_2$  tetraedrində oldu u kimidir.



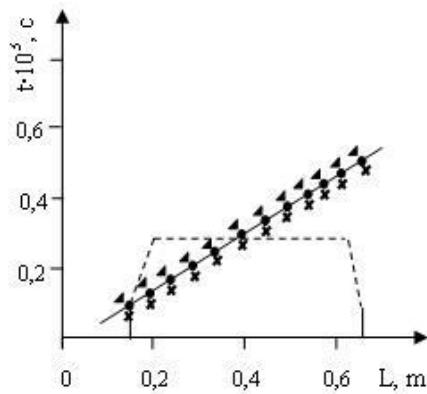
**Şəkil 1.**  $\text{Cu}_{1.75}\text{Te}$  kristallarının quruluşu.

#### DƏRİŞDİRƏN

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. . . . , . . . . . , 1973, .18, .6, .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. . . . , . . . . . , 1967, .12, .2, .266.
8. . . . , . . . . . , . . . . . , 2015, .46, .3, .812-853.

[agayevm50@mail.ru](mailto:agayevm50@mail.ru)

Ar He [1,2]. [1,3] 0,2 9  
 ( . . )  
 U(t), U(t), U(t),



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

0,32 . 0,8 ,  
 = 1,2  
 3 · 10<sup>-2</sup>  
 10<sup>-2</sup> .  
 2 · 10<sup>-4</sup> 1,0 · 10<sup>-8</sup> .  
 ~20 .  
 I - n .

« » [1],  
 « » [3],



- » , 1987, № 23, № 5, s.842 – 846.
3. «Fizikanın müasir problemləri, III Respublika elmi – praktiki konfransının materialları, Bakı, 2009, s.144 – 146.
4. «Fizikanın müasir problemləri, III Respublika elmi – praktiki konfransının materialları, Bakı, 2009, s.144 – 146.
- » . . . , 1983, № 21, № 6. s.1053 - 1057

**D Y N QALINLIQLI DA R V LÖVH ÜÇÜN  
ELASTIKLIK N Z RİYYİ SİNİN MÜST Vİ M S L L RİNİN**

**S.P. Sgəndərova, S.O. Məmmədova**

*Gənç Dövlət Universiteti*

**Sayyara [sgendertova@mail.ru](mailto:sgendertova@mail.ru), [sudabemamedova@rambler.ru](mailto:sudabemamedova@rambler.ru)**

*D y n qalınlıqlı dair vi lövh üçün elastiklik n z riyyi sinin müst vi m s l l rin baxılaraq, d y n qalınlıqlı lövh nin statik deformasiyasının ümumi t nlikl rinin müst vi elastiklik n z riyyi sinin müst vi m s l l rinin g tirilm sinin metodikası i l nilir. Alınmış düsturlar lövh nin qalınlı ının d y m sinin g rgin-deformasiya olunmuş v ziyyi tni hesablama a imkan verir.*

D y n qalınlıqlı dair vi bircins elastik lövh üçün elastiklik n z riyyi sinin müst vi m s l l rin baxaq. Koordinat bəslən icini radiusu  $R$  olan çevrənin mərkəzində götürək. Orta müst vid  $x, y$  dekart koordinatları simmetriya müst visidir. D y n qalınlıqlı dair vi lövh ümumil mi müst vi-g rgin v ziyyi tdir. Hesab edirik ki, lövh nin  $2h(x,y)$  qalınlı ı a a ıdakı rti ödəyir:

$$OM = h_1 + \frac{1}{2} h(x,y) + h_2,$$

burada  $h_1$  v  $h_2$  uy un olaraq dair vi lövh nin n böyük v n kiçik qalınlı ıdır.

Lövh nin qalınlıqlı funksiyası a a ıdakı kimi veril bil r:

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

burada  $h_0 = (h_1 + h_2)/2$ ;  $\nu = (h_2 - h_1)/(h_1 + h_2)$  – kiçik parametr;  $\bar{h}(x, y)$  –h r hansı m lum ölçüsüz k silm z funksiyasıdır ( $-1 \leq \bar{h}(x, y) \leq 1$ ).

D y n lövh nin qalınlı ının verilmiş qanun üzr d y m sind v sabit olacaqdır.

Tutaq ki, d y n lövh nin  $L$  konturuna t sir ed n xarici g rginlikl r verilmişdir  $L$ -d

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

eyni zamanda bir qüvv l rin əsas vektoru əsas momenti sıfıra bərabərdir.

D y n lövh nin statik deformasiya t nlikl rini a a ıdakı kimi yazaq:

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

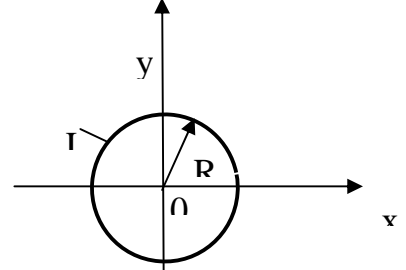


Huk qanununa əsasən

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

burada  $N_x$ ,  $N_y$ ,  $N_{xy}$  – uyğun olaraq, vahid uzunluğa düşən normal və sürüşmə qüvvələri;  $u$ ,  $\hat{v}$  – yerdeyişmə vektorunun komponentləri;  $E$  – lövhə materialının elastiklik modulu;  $\nu$  – lövhə materialının Poisson əmsəlidir.

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



**kil 1.** Dəyişən qalınlıqlı lövhə

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

$$u = u_0 + \nu u_1 + \dots; \quad \hat{v} = \hat{v}_0 + \nu \hat{v}_1 + \dots$$

Həyəcandırma metodu prosedurundan istifadə etməklə hər bir yaxınlıqma üçün tənlik alırıq. Alınmış tənliklərdə sıfırıncı yaxınlıqma tənlikləri elastiklik nəzəriyyəsinin klassik müstəviməsliləri tənlikləri ilə, birinci yaxınlıqma tənlikləri isə ədədədəki kimi təyin olunan həcmi qüvvəli elastiklik nəzəriyyəsinin müstəviməsliləri ilə uyğunluq təklif 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 yaxınlıqma üçün həcmi qüvvənin  $X_2$ ,  $Y_2$  tərkib hissələri analoji olaraq təyin olunur:

sıfırıncı yaxınlıqma üçün

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

birinci yaxınlıqma üçün

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

Qeyd etməklə lazımdır ki, birinci yaxınlıqma tənliklərinin çıxarılması zamanı ədədədəkilər qəbul edilmişdir:

$$N_r^* = N_r^{(1)} - N_{r_0}^{(1)}; \quad N_{r_0}^{(1)} = \bar{h}(x, y) N_r^{(0)}; \quad N_{r_\theta}^* = N_{r_\theta}^{(1)} - N_{r_\theta 0}^{(1)} \\ N_{r_\theta 0}^{(1)} = \bar{h}(x, y) N_{r_\theta}^{(0)}; \quad N_{r_\theta}^* = N_{r_\theta}^{(1)} - N_{r_\theta 0}^{(1)}; \quad N_{r_\theta 0}^{(1)} = \bar{h}(x, y) N_{r_\theta}^{(0)} \quad (9)$$

Sıfırıncı yaxınlıqma üçün (7) məsələsinin həlliməlidir.

Birinci yaxınlıqmanın (8) məsələsinin həllinə keçək. Həcmi qüvvələrin mövcudluğu üzərində birinci yaxınlıqmanın həlli

$$N_r^* = N_{r_0}^{(1)} + N_{r_1}^{(1)}; \quad N_{r_\theta}^* = N_{r_\theta 0}^{(1)} + N_{r_\theta 1}^{(1)}; \quad N_{r_\theta}^* = N_{r_\theta 0}^{(1)} + N_{r_\theta 1}^{(1)} \quad (10)$$

Burada  $N_r^{(1)}$ ,  $N_{r_s}^{(1)}$ ,  $N_{r_{s^*}}^{(1)}$  – (6) düsturları ilə təyin olunan həcmi qüvvənin mövcudluğu zamanı müstəvi elastiklik nəzəriyyəsi tənliklərinin xüsusi həllidir;  $N_{r_1}^{(1)}$ ,  $N_{r_{s1}}^{(1)}$ ,  $N_{r_{s1}}^{(1)}$  – həcmi qüvvələri olmadıqda müstəvi elastiklik nəzəriyyəsi tənliklərinin ümumi həllidir.

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

$$\frac{N_r^* + N_{r_s}^*}{2h_0} = 4 \operatorname{Re} \left[ \Phi_1(z) - \frac{1}{2(1+\alpha_0)} \frac{\partial F_1}{\partial z} \right] \quad (11)$$

$$\frac{N_r^* - N_{r_s}^* + 2iN_{r_s}^*}{2h_0} = 2 \left[ \bar{z}\Phi_1(z) + \Psi_1(z) + \frac{1}{2(1+\alpha_0)} \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_0 \bar{F}_1 - \bar{Q}_1) \right] e^{2i\alpha} ,$$

burada  $\alpha_0 = (3-\nu)/(1+\nu)$  – Musxeli vili sabitidir.

Bu (11) ümumi təsvirlər  $z=x+iy$  kompleks düyününün  $\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  analitik funksiyaları və aşağıdakı diferensial tənliklərin istinad 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 kömüyü ilə tapırıq

$$N_r^* - iN_{r_s}^* = \Phi_1(z) + \overline{\Phi_1(z)} - e^{2i\alpha} [\bar{z}\Phi_1'(z) + \Psi_1(z)] - \frac{1}{1+\alpha_0} \operatorname{Re} \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{1}{2(1+\alpha_0)} \left[ \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_0 \bar{F}_1 - \bar{Q}_1) \right] e^{2i\alpha} \quad (14)$$

$\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  kompleks potensiallarının axtarışı üçün aşağıdakı şərh dənəmsizlik şərti

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

Burada  $f(\alpha) = \frac{1}{1+\alpha_0} \operatorname{Re} \frac{\partial F_1}{\partial z} + \frac{1}{2(1+\alpha_0)} \left[ \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_0 \bar{F}_1 - \bar{Q}_1) \right] e^{2i\alpha}$ ,  $z = Re^{i\alpha}$  olduqda.

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

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

Birinci yaxınlaşmada gərgin və ziyyət  $\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  analitik funksiyalarının kömüyü ilə təyin edilir.  $\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  kompleks potensialları (15) şərh dənərtli rindən N. Musxeli vili metodu ilə təyin olunur.

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

hər olunan metoda uyğun olaraq dəyişən qalınlıqlı dairvi lövh üçün elastiklik nəzəriyyəsinin əsaslınlını belə yazmaq olar:

$$N_r = [1 + \sqrt{h}(r, r_0)] N_r^{(0)} + \sqrt{h} N_r^*; \quad N_\theta = [1 + \sqrt{h}(r, r_0)] N_\theta^{(0)} + \sqrt{h} N_\theta^*; \quad N_{r,\theta} = [1 + \sqrt{h}(r, r_0)] N_{r,\theta}^{(0)} + \sqrt{h} N_{r,\theta}^* \quad (18)$$

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

Alınmış (18) düsturları dairvi lövhnin qalınlığının dəyişməsinin gərginliklərin paylanmasına təsirini hesablamağa imkan verir. Xüsusi halda baxaq.

### 1. Disk onun konturuna təbii olunmuş toplanmış qüvvələrin təsiri altındadır

Tutaq ki, diskin konturuna iki bərabər və əks istiqamətli  $(p, 0)$  və  $(-p, 0)$  qüvvələri təsir edir. Bu qüvvələrin absis oxuna paraleldir və  $z_1 = Re^{i\alpha}$  və  $z_2 = Re^{i(f-\alpha)} = -Re^{-i\alpha}$  nöqtələrin təbii olunmuşdur.

Bu halda sıfırıncı yaxınlıqın həlli aşağıdakı kimidir:

$$\frac{N_x^{(0)}}{2h_0} = \frac{2p}{f} \left( \frac{\cos^3 \alpha_1}{r_1} + \frac{\cos^3 \alpha_2}{r_2} \right) - \frac{p}{fR} \cos \alpha; \quad \frac{N_y^{(0)}}{2h_0} = \frac{2p}{f} \left( \frac{\sin^2 \alpha_1 \cos \alpha_1}{r_1} + \frac{\sin^2 \alpha_2 \cos \alpha_2}{r_2} \right) - \frac{p}{fR} \cos \alpha; \\ \frac{N_{xy}^{(0)}}{2h_0} = -\frac{2p}{f} \left\{ \frac{\sin \alpha_1 \cos^2 \alpha_1}{r_1} - \frac{\sin \alpha_2 \cos^2 \alpha_2}{r_2} \right\},$$

burada  $z_1 - z = r_1 e^{-i\alpha_1}$ ;  $z_2 - z = r_2 e^{-i\alpha_2}$ .

Birinci yaxınlıqda həcmi qüvvənin alınması üçün (13) -də istifadə edilir. (16) nisbətinin 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)- uyğun olaraq  $f(r)$  funksiyasını tapırıq.  $\Phi_1(z)$  və  $\Psi_1(z)$  kompleks potensialları təyin olunduqdan sonra dəyişən qalınlıqlı dairvi diskin gərgin-deformasiya vəziyyətini tədqiq etmək olar.

### DƏRİS

1. . . . . , 1966. – 707 .
2. . . . . // . . . . . , 1977. . 3, . 7.
3. . . . . , 1966. – 707 .
4. . . . . , 1996, . 32, . 3, . 46-54.

## FAZA KEÇİD OBLASTINDA İKİLİYİN TERMOELEKTRİK GÜCLƏNDİRİCİLƏRİ

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

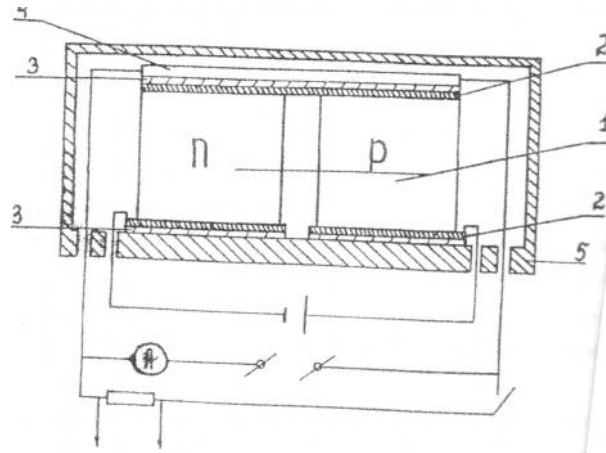
Gənc Dövlət Universiteti

Müəyyən edilmişdir ki,  $Ag_2S$  yarımkeçirici birləşməsinin  $n$ -fazadan  $p$ -fazaya keçid zamanı ( $t_{kp}$ )  $n$  cərəyan, keçid zamanı istiqamətini dəyişməklə kifayətdir. Bu prinsip əsasında hazırlanan quruluşa vasitəsilə  $n$  cərəyanları,  $n$  m  $d$  kiçik gərginlikli gücləndirici olar.

$n$  d biyyatdan kiçik gərginlikli termoelektrik gücləndiricisi barədə məlumatlara çox rast gəlinir. O, iki termoelementin vaxsın qoşulmuş termocütü rəndən ibarətdir. Termoelementlərin istilik selini ölçməklə, qeydiyyat quruluşuna qoşulmuş termocütü rəndənin siqnalları qeyd etməklə üçündür.

Belə quruluşun çatmazlıq metal termocütü rəndənin möhkəmlik məsələsinə əlaqəli olması ilə əlaqəli  $n$  n h əsaslı  $n$  kiçik olmasıdır. Lakin Zeebek effektinə əsaslanan möhkəmlik məsələsi yüksək olan quruluşlar mövcuddur. Bu quruluş Peltje termoelementindən, faza keçidi (FK) zamanı termoelektrik hərəkət qüvvəsi sıçrayı ilə artan  $Ag_2Te$  yarımkeçirici materialından hazırlanmış termoelementin ibarətdir. Bu gücləndirici kiçik cərəyanları gücləndirməyə imkan vermir. Üstəlik, el gücləndirici yaratmaq olarkən,  $n$  kiçik gərginlikli deyil,  $n$  c  $d$  kiçik cərəyanları gücləndirə bilsin. Bu məqsədlə materialdan əsas element seçməklə lazımdır ki,  $n$  min element Zeebek məsələsinin qiymətini və  $n$  skin temperatur artımına malik olsun. Bu zaman  $n$  mənin dar temperatur intervalında müqavimətin güclü azalması zəruridir. Məlumdur ki,  $Ag_2S$  yarımkeçirici birləşməsi  $Ag_2Te$  birləşməsinin oxarıdır və  $425$  K temperaturda FK-də malikdir. Bizim apardığımız tədqiqatlar göstərdi ki,  $Ag_2S$ -də termoelektrik hərəkət qüvvəsi  $Ag_2Te$  ilə müqayisədə xeyli böyükdür və faza keçidi zamanı güclü kəskin artır. Müəyyən olunmuşdur ki, faza keçidi zamanı  $Ag_2S$ -in elektrik müqaviməti sıçrayı ilə düşür. Həminə əlaqəli olaraq,  $n$  gümünün kiçik miqdarda artıqlığı ( $0.04$ -dən  $0.25$  at % -  $Ag$ ) -nin artmasına,  $n$ -elektrik müqavimətinin azalmasına və faza keçidi zamanı  $n$ -nün sıçrayı ilə kəskin azalmasına gətirib çıxarır.

Şəkil 1-də göstərilən quruluş təsvir edilmişdir. Quruluş Peltje termoelementindən -1; i  $n$  çiləhimli r - 2; elektro t r  $n$  d olunmuş termoelement - 3; termoelement - 4; termostat - 5 ibarətdir. Bu gücləndirici  $Ag_2S$   $0.004$ - $0.25$  at % hazırlanmışdır.



Şəkil 1. Gümünü  $0.04$ - $0.25$  at% miqdarında a qarlanmış  $Ag_2S$ -də  $n$  hazırlanmış termoelement.

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

Ag- ölçüləri  $6 \times 3 \times 0.25 \text{ mm}^2$  olan nazik lövhə kəldir. (425 K temperaturda faza keçidin məlikdir, FK zamanı müqavimətini bir neçə tərtib düzür) və elektrot crid olunmuş istilik keçidi vasitəsilə Peltje elementlərinə bərkidilmişdir.

Gücləndirici ağırdakı rejimdə işləyir. Termostatda (5), termoevircinin materialının (4) FK temperaturundan bir dərəcə aşağı sənəviyyədə temperatur müyyənləşdirilir. Sonra Peltje termoelementin giriş rəyanı  $I_{gir}$  verilir və həmin giriş rəyanı termoevircinin (4) temperaturunu yavaş-yavaş yüksəltməyə başlayır ki, bu da FK-nin həyata keçirilməsinə gətirib çıxarır. Bu müqavimətin 3-4 tərtib azalması ilə müəyyən olunur. Müqavimətin beləliklə azalması ondan keçmə giriş rəyanının 3-4 tərtib artmasına gətirib çıxarır. Termoelementdə (1)  $U_{gir}$  siqnalı verildikdə  $W = I U_{gir}$  gücü ayrılır ki, bu da  $Q = W$  istiliyinin ayrılmasına gətirib çıxarır. Burada  $\beta = T / T \cdot f(z)$  – soyutma əmsəli,  $f(z)$  – offe meyarının funksiyası,  $T$  – faza keçidini həyata keçirmək üçün termoevircinin (4) qızdırıldığı temperatur fərqidir. Müasir termoelektrik materialları üçün  $T = 1K$  və  $f(z) = 0,2$  olduqda  $\beta = 60$ ,  $T < 1K$  olduqda zaman daha çox artır. FK-nin idarə olunması üçün enerji sərfi müvafiq olaraq aşağıdır. FK oblastında ( $T = 425K$ ) temperaturun  $1K$  dəyişməsi üçün  $I_{gir} = 40 \text{ mA}$  kifayətdir. Ağıl temperaturlu –fazadan –fazaya keçid zamanı ( ) giriş rəyanı, keçidi zaman isə gərginlik güclənir. Bunun üçün Peltje termoelementlərinə zərərind giriş rəyanının  $I_{gir}$  istiqamətində dəyişiklik kifayətdir.

Məlum quruluşlarla müqayisədə, bu quruluşdan istifadə etməklə giriş rəyanlarının, həmişəki giriş gərginliklərin gücləndirilməsini təmin edir.

**D B YAYAT**

1. ... .. Ag<sub>2</sub>Te Ag<sub>2</sub>S  
... .. 1974
2. ... ..  
... .. , 6,87, 1982
3. ... ..  
Ag<sub>2</sub>Te  
8,4, 2003
4. ... ..  
Ag<sub>2</sub>Se ... .. AMEA-nın xəbərləri, fiz-riy. və texn.  
ES., 2003
5. ... .. - Ag<sub>2</sub>Te -  
... .. , 37,9,1082,2003

YÜKSÜK ENERJİLİ HISSİCİLƏRİN YARIMKEÇİRİCİ MATERIALLARLA  
QARŞILIQLI TƏSİR ZAMANI BAŞVERMƏNİN EFFEKTİ

N. N. Verdiyeva

Gənc Dövlət Universiteti

Müqəddəs yüksək enerjili hissəciklərin yarımkeçirici materiallara təsiri zamanı başvermənin effektivliyi onların yarımkeçirici cihaz və integral sxemlərin parametrlərinin deqradasiyası araşdırılmışdır. Müətləmlər ki, bu zaman iki növ radiasiya effektivliyi əsas rol oynayır: ionlaşma effekti və yerdəyişmə effekti. Ionlaşma effektivliyi yarımkeçiricilərdə sərbəst yüklərin yaranmasına və cihazın müxtəlif oblastlarda yıxılmasına səbəb olur. Bu yüklər YC (yarımkeçirici cihazlar) və S (integral sxemlərin) –in parametrlərinin pozulmasına gətirir. Bu və digər səbəblərdən kosmik rəyidən ilkin YC və S –in qorunması problemi yaranır.

Yüksək enerjili (sürətli) hissəciklərin yarımkeçirici materialdan keçdikdən sonra proseslərin təsiri sənə enerjiyə itirir. Bu zaman hər hansı hadisələrin reallaşması dərəcəsi hissəciklərin təbii təndən və enerjisindən, həm də materialın bir sıra növündən asılıdır. Bundan başqa hissəciklərin yayıldığı maddənin enerji ayrılmasının təbii xarici rəyidən asılıdır. Ümumi halda yarımkeçirici maddənin hissəciklərin (o cümlədən fotonun) qarşılıqlı təsiri zamanı əlaqədəki ilkin effektivliyi baş verir:

Yarımkeçirici maddə atomlarının ionlaşması (valentlərin qırılması – dönmə proses).

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

Yerdəyişmə olmadan atom və elektronların həyəcənlanması (kristalın qızması).

Nüvə çevrilmələri.

YC (yarımkeçirici cihazlar) və S (integral sxemlərin) parametrlərinin deqradasiyası (sıradan çıxması) baxımından iki növ radiasiya effektivliyi əsas rol oynayır:

ionlaşma effekti və yerdəyişmə effekti.

Yüksək enerjili hissəciklərin təsiri ilə yaranan ionlaşma effektivliyi maddədə sərbəst yükdaşıyıcılar yaranmasına səbəb olur. Yaranan yükdaşıyıcılar materialın həcmi böyük olan yerlərində yığılır və mövcud olan “təhlil” təsiri təndən tutulur. Nəticədə cihazların müxtəlif oblastlarında yüklərin yıxılması baş verə bilər. Bir qayda olaraq belə yerlər müxtəlif dielektrik qatlarıdır. Bu yıxılmış yüklər YC və S –in parametrlərinin deqradasiyasını yaradır. Bunlar metal – oksid –yarımkeçirici (MOY) komplementar strukturlu metal –oksid –yarımkeçirici (KMOY) tipli texnologiyaya əsas hazırlanmış YC və S –dir. Bundan başqa YC və S –in aktiv və passiv hissələrinə ionlaşma effektivliyi təsiri sənə ionlaşma cərəyanı impulsu yaranabilir. Bu impuls cərəyanları qiymətləndirən və əlaqələndirən materialın tipindən asılı olaraq, həm dönmənin həm də dönməyə xarakterli müxtəlif effektivliyi yarada bilər. Məsələn, metal –dielektrik –yarımkeçirici (MDY) tipli tranzistorların deqradasiyasına səbəb ola bilər.

Yerdəyişmə effektivliyi yarımkeçirici maddənin kristal qəfəsinə atomların normal vəziyyətdən çıxması ilə əlaqədardır. Bu yarımkeçiricinin kristal qəfəsinə qurulu defekti yaradır və radiasiya defekti (DR) adlanır. DR-nin yaranması yarımkeçirici materialın elektrofiziki parametrlərini dəyişir. Bu isə öz növbəsində YC və S –in xarakteristikalarını dəyişdirir. Belə təsirlər bipolyar texnologiyaya əsas hazırlanmış YC və S üçün daha xarakterikdir.

İkinci yüksək enerjili yüklü zərərçəkən yarımkeçirici maddəyə təsiri bəxəşdir. Qeyd edək ki, neytronlardan fərqli olaraq yüklü hissəciklərin maddənin qarşılıqlı təsiri sənə ilkin effekt atomların ionlaşmasıdır. Bu zaman yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası dəyişir. Yüklü hissəciklərin təsiri sənə maddə atomlarının ionlaşmasından əlavə atomların yerdəyişmə effekti

(qurulu defektinin yaranması) də yaranır. Yüksək enerjili ionlarla yarımkəçirici maddəni üalandırıldıqda maddə atomlarına kiçik miqdarda enerji verilməsi ehtimalı daha böyük olur. Bilirik ki, təsir edən ionların böyük bucaqlar altında səpilməsi ehtimalı azdır. Səpilmənin anizotropiyasının təsiri yerini dəyişən ilkin atoma verilən orta enerji əlaqədəki 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 içrisində YC və S – d struktur defektli yaradan ən mühüm səbəblər protonlardır. Digər ionlar (ağırlıqlı hissəciklər) maddəyə səpilmənin yaranmasına səbəb olur.

Yarımkəçirici kristaldan yüksək enerjili elektronlar keçdikdə onların enerjisi səpilmənin kristal atomlarından qeyri elastiki səpilməyə sərf edilir. Bu isə atomların ionlaşmasına və həyəcənə səbəb olur. Bununla bərabər enerjisi 200 –300 keV və daha yüksək olan elektronlar qəfəs atomlarının nüvələrindən kulon potensialından elastiki səpilmələrə onlara  $E_d$  və bundan böyük miqdarda enerji verə bilər. Bu isə maddə atomlarının yerini dəyişməsinə və Frenkel cütliyinin yaranmasına səbəb olur. Yarımkəçirici maddənin elektronlarla üalandırılması protonlarla üalandırılmasından fərqlidir. Elektronların kütləsi protonların kütləsindən çox kiçikdir (~1840 dəf). Bu səbəbdən elektronların toqquma zamanı maddə atomlarına onları yerdəyişməyə məcbur edəcək relyativistik sürətlər ( $V < C$ ) hərəkət etməlidirlər. Bu zaman elektron maddə atomunun elektron buludunu keçir və nüvə ilə kulon qarılıqlı təsirində olur.

Əndi yüksək enerjili hissəciklərin təsiri ilə yarımkəçirici materialların elektrofiziki xassələrinin xassələrinin dəyişməsinə baxaq. Yarımkəçiricilərin səpilmə parametrləri qeyri-səpilmə yükdaşıyıcıların ya əmələmə müddəti  $\tau$ , materialın xüsusi müqaviməti  $\rho$ , yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (yarımkəçiricinin tipindən asılı olaraq  $n$  və ya  $P$ ), yükdaşıyıcıların yürüklüyü  $\mu$  qəbul edilmişdir.

Yarımkəçirici hissəciklərlə üalandırıldıqda qeyri-səpilmə yükdaşıyıcıların ya əmələmə müddəti azalır.

Məlumdur ki, həm donor, həm də akseptor əqarla əqarlanmış yarımkəçiricinin xüsusi müqaviməti və xüsusi elektrik keçiriciliyi əlaqədəki ifadə ilə təyin edilir:

$$\tau = \frac{1}{q(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)}$$

$q$ - elektronun və ya deiyon yükünün modulu,  $n$ ,  $\mu_n, \mu_p$  – elektron və deiyonların konsentrasiyaları və yürüklüdür.

Yarımkəçirici maddəyə hissəciklər təsir etdikdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və yürüklüyü və deməli xüsusi müqavimət və xüsusi elektrik keçiriciliyi dəyişir.

Yarımkəçirici materialda təsir edən hissəciklər materialda dayanıqlı radiasiya mərkəzləri yaradır. Bu mərkəzlərin inkişafı rekombinasiya mərkəzləri kimi özünü aparır, həmdə yükdaşıyıcıları elektrik keçiriciliyindən effektiv olaraq kənarlaşdıraraq "təhlükə" rolunu oynayır.

Nəticə olaraq Fermi səviyyəsi yarımkəçiricidə qadağan olunmuş zonanın ortasına doğru yerini dəyişir, yarımkəçiricidə səpilmə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası azalır, xüsusi müqavimət artır. Eksperimental nəticələr göstərir ki, yarımkəçiricilərdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası üalanma zamanı (hissəciklər təsir etdikdə) vəvc eksponensial olaraq azalır, sonra isə hissəciklərin selinin yüksək qiymətləndirilməsi Fermi səviyyəsinin həddən ziyadə aşağına qəymət yaxınlaşdırır.

**D B İYAT**

1. . . . . 2001
2. . . . . 2008
3. . . . . 2007
4. : . . . . 2001
5. . . . .  
, 2004

**Ag<sub>2</sub>S V AgFeS<sub>2</sub> SASINDA ST L K ÜALANMASI Q BULED C L R**

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

*G nc Dövl t Universiteti*

*Ag<sub>2</sub>S v AgFeS<sub>2</sub> yarımkeçirici birl m l rinin elektrik v istilik xass l rinin sıçrayı killi d yi m sind n istilik q buledicil ri hazırlanmasında geni istifad olunma imkanları göst rilmi dir. Mü yy n edilmi dir ki, bu birl m l rin elektrik keçiriciliyi faza keçidi oblastında ~ T=10-12 K oblastında 10 d f d n çox d yi ir v bu d yi m d n istilik q buledicil rinin yaradılmasında istifad etm k olar.*

İnfraqırmızı ( Q ) üalanma fotoq buledicil ri elmd v texnikada xüsusil d kosmosun t dqiğind geni t tbiqini tapmıdır. Bu m qş dl Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te növ darzonalı yarımkeçiricil r daha geni t tbiq olunurlar. Onların qada an zonasının eni 0.1-0.15 eV t rtibind dir. Bu yarımkeçiricil rd m xsusi yarımkeçiricilik atmosfer p nc r sin uy undur (CO lazerl r) v bu sah d böyük nailiyy tl r ld edilmi dir. Bütün bu q buledicil r m xsusi keçiricilik oblastında il yirl r. Bel q buledicil rin yüks k h ssaslı ina v a kar etm qabiliyy tin nail olmaq üçün onları azot v daha a a ı temperaturalarad k soyutmaq lazımdır. Lakin, el sah l r vardır ki, yüks k h ssaslıq v a karetm qabiliyy ti t l b olunmur. Bu halda “istilik” q buledicil ri daha geni t tbiq olunurlar.

Bolometrl r, infraqırmızı üalanmanın elektrik, termoelektrik, termomaqnit v s. q buledicil ri istilik q buledicil ri sırasına aiddirl r. Bu m qş d üçün istifad olunan müxt lif materialların effektivliyinin öyr nilm sin çoxsaylı t dqiğatlar h sr olunmu dur.

Qeyd etm k lazımdır ki, Ag<sub>2</sub>S v AgFeS<sub>2</sub> birl m l rinin elektrik v istilik xass l rinin sıçrayı killi d yi m sinin geni imkanları onların sasında t kc kiçik c r yan v g rginlikl rin termoelektrik gücl ndiricil ri hazırlamaqla m hdudla mır. Bu m qş dl AgFeS<sub>2</sub> v Ag<sub>2</sub>S birl m l rinin elektrik keçiriciliyi faza keçidi oblastında 10 d f d n çox d yi ir. g r n z r alsaq ki, 10 d f d yi m ~ T=10-12K intervalında ba verir. Onda f rz etm k olar ki, bel güçlü d yi m d n istilik q buledicisinin yaradılmasında istifad etm k olar. bu m qş dl ümidverici n tic l r alma a imkan ver n qur u y ılıdır. H ssas elementl r, 1x2x4 mm<sup>3</sup> ölçüü , Ag<sub>2</sub>S v AgFeS<sub>2</sub> nümun l rind n hazırlanmıdır (qalınlı ı 1 mm). H ssas elementin i çi s thi ya qara r ngl qaralanmı , ya da cızılmıdır. Nümun öz y , öz k is qıdırma üçün xüsusi qur uya qura dırılmıdır: öz yin sasından elektrik c h td n t crid olunmu altlı a b rkidilmidir. Bunun üçün iki variantdan istifad edilmi dir: elektrik c h td n t crid olunmu altlıq yüks k v a a ı istilik keçiriciliyin malik olmu dur. H ssas elementd n elektrik keçiriciliyinin V v ya müqavim tin V<sub>R</sub> siqnallarını ölçm c r yanı buraxılmıdır. İnfraqırmızı üalanma m nb yini h ssas elementin s thin yön ltm y imkan ver n xüsusi qur u





Belə ki, bu istiqamətdə təcrübə tədqiqatların xüsusilə bioloji toxumalarla aparılması, demək olar ki, mümkün olmur. Mütlümdür ki, adi fizioloji raitlərdə bioloji toxumalar məhz periodik dəyişən yüklənmənin təsirinə məruz qalır. [1, 3]. Materialların, qiymət və iərəcə 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 təcrübə nəticələri ilə o qədər 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  $y$  – özlülük məsələsidir. Maksvell 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 özlülük elementləri ardıcıl birləşdirilmişdir. Standart modeli təsvir edən diferensial tənlik

$$\ddot{x} + \frac{E_1 + E_2}{y} \dot{x} = E_1 v + \frac{E_1 E_2}{y} x \quad (1)$$

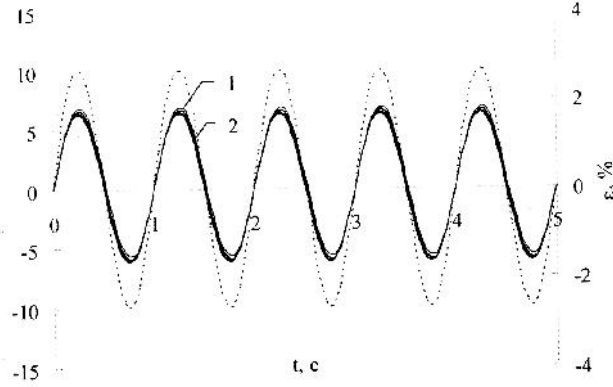
klidən dir.

Periodik yüklənmə zamanı (1) tənliyinin Kelvin modeli üçün həlli

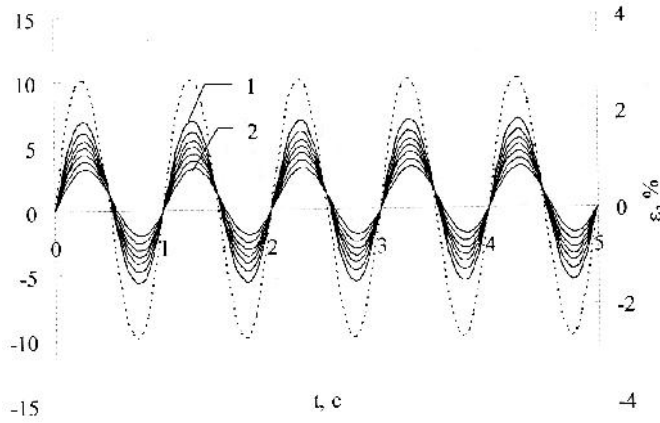
$$v(t) = \frac{Ay\tilde{\omega} \left[ \exp\left[-\frac{E_2}{y}t\right] + \frac{(E_1 E_2 + E_2^2 + y^2 \tilde{\omega}^2)}{E_1 y \tilde{\omega}} \right] \sin \tilde{\omega}t - \cos \tilde{\omega}t}{E^2 + y^2 \tilde{\omega}^2} \quad (2)$$

Deformasiyanın standart model üçün qurulmuş zaman asılılıqları kimiyyətə Foyqt modeli üçün qurulmuş qrafik oxardır. 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 müəhd olunur.

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



a)



b)

**Şəkil 1.** Kelvin modelində simmetrik dövrü yüklənmə üçün gərginlik (qırıq xətlərlə) və deformasiyanın zaman asılılıqları. a) Tezlik 1Hz, elastiklik modulu  $E_1=90\text{QPa}$ ,  $E_2=0,6\text{QPa}$ , özlülük əmsəli  $1\text{QPa}-10\text{QPa}$ ; 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 əmsəli  $1\text{QPa}$ .

#### DƏRİŞDİRƏN

1. Y.B.Namazov, N. Quliyev. Özlüelastiki mühit modelinin parametrlərinin deformasiyaya təsiri. AMEA Gənclər bölməsi xəbərləri məcmuəsi, 2013. 54, s.131 - 133.
2. . . . . : .2000.463 .
3. . . . . , 1989.
4. Dominique P.Pioletti. biomechanics in bone tissue engineering//comput Methods in Biomechanics and Biomedical Engineering. Vol 13. 6. December 2010/ s. 837-846.
5. . . . . .1993.

... , ... , ... , ...

Tl nSe<sub>2</sub> — : N<sub>t</sub> n<sub>t</sub>

: 3·10<sup>16</sup> ·<sup>-3</sup> 3,2·10<sup>12</sup> ·<sup>-3</sup>,

Tl nSe<sub>2</sub> K V<sub>a</sub> , V<sub>a</sub>

A<sup>3</sup>B<sup>6</sup>C<sup>6</sup><sub>2</sub> (A-Tl; B-Ga, n; C-S, Se,

Te)  
Tl nSe<sub>2</sub> [1-3]. [4]  
TlSe, Tl nSe<sub>2</sub> — n<sup>3+</sup>.  
Tl nSe<sub>2</sub> [4],

Tl nSe<sub>2</sub>

[5].

2 2 1 3. 2.5·10<sup>11</sup> 3 ( ~10<sup>7</sup>-10<sup>8</sup> , . ).

0,2-0,3 2, ~150-200 .  
( ) 10<sup>2</sup>-10<sup>4</sup>V/

120-320 .  
-02.  
400 ( =1,2 ).

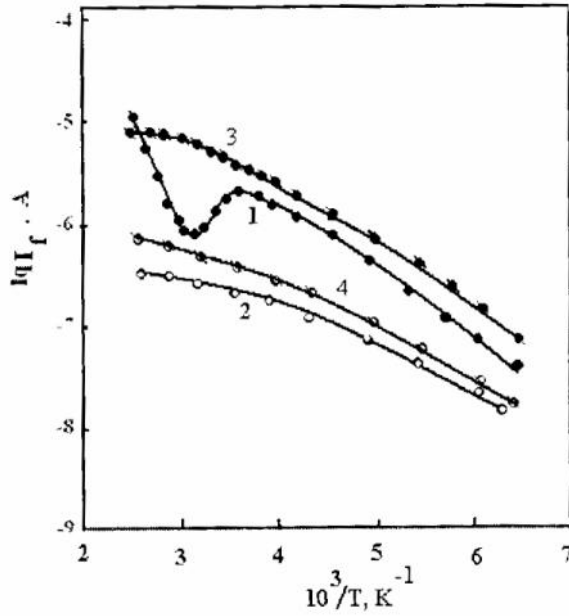
1 (2, 4) Tl nSe<sub>2</sub>. (1, 3)  
140-285 , 1, .1

v<sub>t</sub>~0,42 285

( v<sub>t</sub>). , r-  
.3

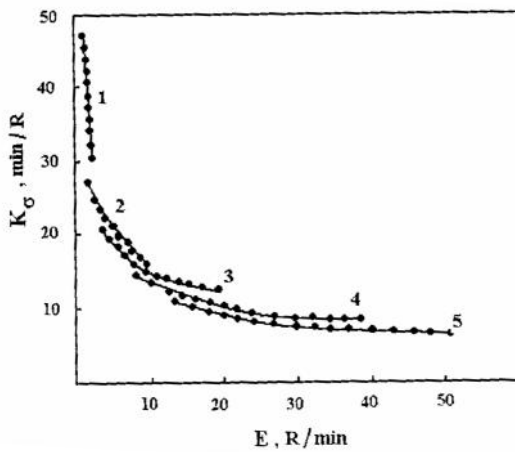
( , )  
 120-350

TlInSe<sub>2</sub>



1.  $\lg I_f$  (A) vs  $10^3/T$  (K) for TlInSe<sub>2</sub>. (Fig. 1.3)

TlInSe<sub>2</sub>



2.  $K_G$  (min/R) vs  $E$  (R/min) for TlInSe<sub>2</sub>.  $-V_a$  (T=300 K,  $F=22 \cdot 10^2$  / ).

2

( $\approx 300$  ,  $F=2 \cdot 10^2$  V/ ).  $TlInSe_2$  ,  
 $-V_a$  ( . 1-5).

[6],

$TlInSe_2$ .

$TlInSe_2$

$v_t \sim 0,42$

285

r-

1. . . . , . . . . , . . . . ,  
1997, 33, .1325.
2. . . . , . . . . , . . . .  
( $TlInSe_2$ )<sub>0.1</sub>( $TlGaTe_2$ )<sub>0.9</sub> . . . . ,  
2014, 56, 8, .1055
3. . . .  
"TlGaS<sub>2</sub>"Yb". , 2005, .47, .11, .1937-1940.
4. . . . , . . . . , . . . . , . . . . , . . . . , . . . .  
, . . . . .  
 $TlInSe_2$ . , 2014, 48, 4, .442-447.
5. . . . , . . . . , . . . . , . . . . , . . . . .  
 $TlInSe_2$ . , 2011, 53, 11.
6. . . . , . . . . , . . . . , . . . . , . . . . , . . . .  
. . . .  
 $TlInSe_2$   $TlInTe_2$ . , 2011, 45, 11.

NADİR TORPAQ ELEMENT İTTERBİUM İLƏ QARLANMI  $Ga_2Se_3$   
KRİSTALININ YAPISI VƏ YÜKLƏRİN NƏTİCƏSİ

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

Gənc Dövlət Universiteti

Çoxsaylı tədqiqatlar göstərir ki, geniş zonalı yarımqeçiricilərdə yarıqəçiricilərinin tədqiqi üsullarından biri də həcmi yüklü məhdudlaşdırıcı qəçiricilərin (HYMC) üsuludur. [1]  $A_2^{III}B_3^{VI}$  qrupundan olan kristallarda qadağan zonası müxtəlif parametrlilikli lokal səviyyələri, defektlər və s. zəngindir. Bu səviyyələrin qeyri-tarazlıq proseslərində çox mühüm rol oynayır. İndi torpaq elementi itterbium (Yb) ilə qarlanmış  $Ga_2Se_3$  kristallarının yarıqəçiricilərinin HYMC üsulu ilə tədqiq edilmişdir. Kristallar kubik quruluşa malik olduqundan nümunələrin qalınlığı ~220 mikron təfəvvüdüdə hazırlanmışdır. Nümunələrin üzərinə -2 yarıqəçiricilərinin köməyi ilə (və ya hər hansı digər analoji xassəyə malik yarıqəçiricilərlə) spirtdə həll olunmuş nazik təbəqəsi çəkilir və lehimli yicivə vasitəsilə nöqtəvi indium (Jn) kontaktı vurulmuşdur.

Kontakt zəndü olaraq diametri ~0,1 mm olan mis naqillərindən istifadə olunmuşdur. Nümunələrin volt-ampər xarakteristikası (VAX) öyrənilmiş və ikiqat loqarifmik miqyasda asılılıq qurulmuşdur. Müxtəlif temperaturlarda çıxarılmış VAX – da HYMC rejimi üçün xarakterik olan üç sahə müəhəd olunmuşdur. Xəttilik ( $J \sim U$ ), kvadratik ( $J \sim U^2$ ), asılılıqları və cəryanın kəskin artması hissə ( $J \sim U^3$ ). Əgər qadağan zonasında yarıqəçiriciləri varsa injeksiya olunan yüklərin bir hissəsi onlara ilir və bu zaman VAX- ı məhdudlaşdır, həmişə səviyyələri tam dolduqdan sonra VAX- da ilim sız kvadratik asılılıq müəhəd olunur. [2] Bu haldan sonra cəryanın kəskin artır. Cəryanın artmasına uyğun olan gərginliyin qiymətini bilməklə yarıqəçiricilərinin konsentrasiyasını və enerjisini hesablamaq olar. VAX-ın xarakteristikası sən enerji səviyyələrinin monoenergetik paylanması müəyyən edilmişdir. Cəryanın kəskin artımından bilavasitə qalıq kvadratik asılılığın olması göstərir ki, bu yarıqəçiriciləri “dayaz” səviyyələri rdir.

VAX-dan istifadə edilən itterbium ilə qarlanmış Jn-  $Ga_2Se_3$ - Jn<Yb> kristalının otaq temperaturunda elektrik keçiriciliyi ( $\sigma$ ), aktivləşmə enerjisi ( $E_t$ ) və tələlərin konsentrasiyası (yarıqəçiriciləri) ( $N_t$ ) təyin edilmişdir [3].

D B İYAT

1. Zəyberdiyev M. M. Yarımqeçiricilərin fizikası Bakı 2008.
2. , . . . . . 2009 43 . 1329-1332
3. . . . . ( )  
1985 .

**TlIn<sub>0,99</sub>Ag<sub>0,01</sub>Se<sub>2</sub>**

. . . , E. . . . , . . . . ,  
. . . . , . . . . , . . . .

TlIn<sub>0,99</sub>Ag<sub>0,01</sub>Se<sub>2</sub>

, . . . . . 0,3 ÷ 0,5 . . . . . 10,5  
d=3÷8

. . . . . [1,2]

, . . . . .

100 107 . . . . .

, . . . . .

1000 10 . . . . . 1  
15 . . . . .

TlIn<sub>0,99</sub>Ag<sub>0,01</sub>Se<sub>2</sub> .1. . 1 . . . . .

15 . . . . . 15 . . . . .

0.9 . . . . . 1,2 . . . . . 1,1 . . . . . 0,52 1,51  
50 ( .1) . . . . .  
1,3 . . . . . 1,2 . . . . .

. . . . .

TlIn<sub>0,99</sub>Ag<sub>0,01</sub>Se<sub>2</sub>  
20 . . . . .

, . . . . . 50 . . . . .

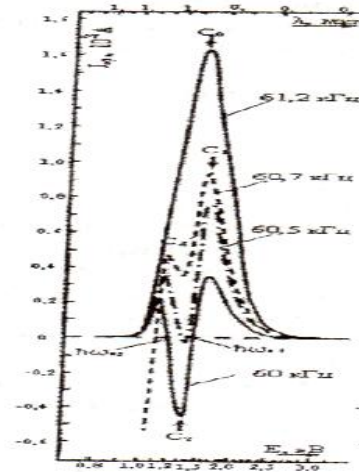
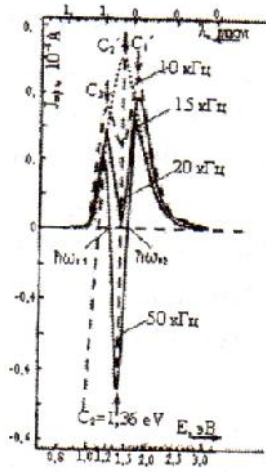
, . . . . .

. . . . .

-

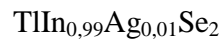
. . . . .





1.

10 ; 5 ; -20 ; 50 ; 60 ; 60,5 ; 60,7 ; 61,2



1. . . . . A.M., . . . . .
2.  $\text{TlIn}_{0,99}\text{Ag}_{0,01}\text{Se}_2$ . . . . . , 2004, .20.
- . . . . . N683406, . . . . . MKUH 01 31/08, . . . . . , 1977

YARIMKEÇİRCİLƏRİN TƏRTİBLƏNDİRİLMƏSİ

Z.M. Zeynalov, N. Quliyev, E.X. Səməylov, T.N. Baxıliyeva

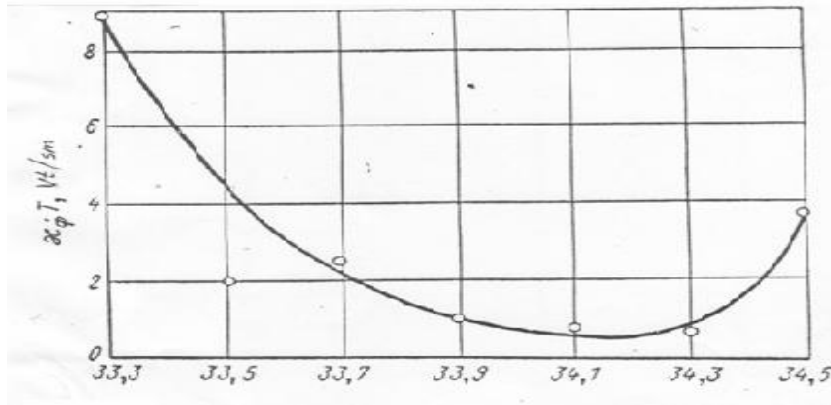
Gənc Dövlət Universiteti

Termoelektrik qurularda həlledici rol oynayan parametrlərdən biri yarımkeçiricilərin effektivliyini müəyyən maraqlandıran məsələdir. Yarımkeçiricilərin termoelektrik xassələrinin, o cümlədən istilikkeçirməsinin öyrənilməsi bu materiallarda seçilmə və dəyişmə mexanizmini aydınlaşdırmağa imkan verir. Vəlcə bir neçə sistemlər üçün təcrübədə alınan nəticələrin nəzəriyyənin verdiyi qiymətlərlə müqayisə edək. Müəllimdir ki, termoelektrik materialların seçilməsində istilikkeçirmənin və yükdaşıyıcıların yüklüklüyünün hesablanması mühüm rol oynayır.

A.M. öffə göstərməlidir ki, bərk qarışıq tipli yarımkeçirici materiallarda rəntinin tərkibində ikinci komponentin miqdarının artması ilə istilik keçirmənin fonon payı yüklüklüyü nisbətən daha kəskin artır. Bu zaman ilkin element nisbətən rəntinin termoelektrik effektivliyi artır. Bu xassələr görə də yaxşı termoelektrik materiallar iki və daha çox elementdən və binar birləşmədən ibarət bərk qarışıqlar hesab olunur. Yarımkeçirici çeviricilərdə istifadə olunan bərk qarışıqlar, məhlullar və rəntilərlə tədqiq olunmuşdur və onların istilik xassələrinə öyrənilmişdir. Göstərilən bərk qarışıqın daha maraqlı olan tərkibi  $Ge_{0,2}Si_{0,8}$  və  $Ge_{0,3}Si_{0,7}$  olmuşdur və onların qadağan olunmuş zolağının eni uyğun olaraq 1,1 V və 1,0 V-ə bərabərdir.

Germanium ilə silisium rəntisinin müxtəlif aqarlar vurmaqla elektron (n-tip) və dəyik (p-tip) keçiriciliyi almaq olur. Bor və qallium ilə aqarlanma dəyik keçiriciliyi, fosfor və arsen ilə elektron keçiriciliyi yaradır.

Öffə nəzəriyyəsinə görə rəntinin tərkibində 50 at% Si olan tərkib yaxşı termoelektrik materialdır. Bu rəntinin 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 rəntidə istilikkeçirmənin fonon payı təxminən iki dəfə, p-tip rəntininki isə təxminən 30% azalır.



**Şəkil 1.** İstilikkeçirmənin fonon payının temperaturdan asılılığı (n-tip  $Ge_{0,3}Si_{0,7}$  rəntisi üçün konsentrasiyanın müxtəlif qiymətləri.)

Şəkil 1-də təsvir olunan bu asılılıq fononların aqarların elektronlardan (n-tip rəntidə) seçilməsinin nəticəsi kimi izah olunur. Nəzərdə tutulan keçilən bütün tərkiblər üçün fonon-elektron seçilməsinin nəticəsində istilikkeçirmənin fonon payının temperaturdan asılılığı  $T^{-1}$ -də nəfərqlənir.

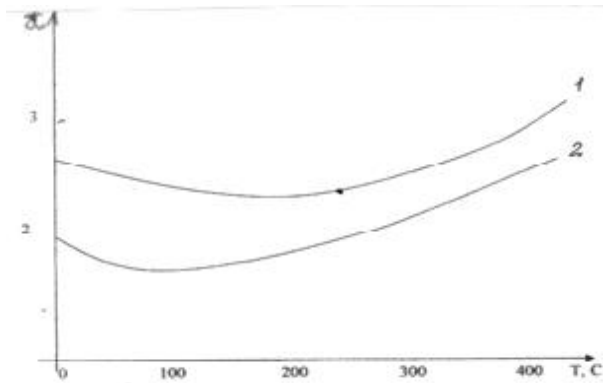
Aparılan tədqiqatlar göstərməlidir ki, rəntinin tərkibində germaniumun miqdarı azaldıqca fonon-elektron seçilməsinin rolu azalır. Bu rəntilərdə istilikkeçirmənin fonon payının  $T^{-1}$

asılı olduğundan kənarlaşması bu nümunədə fonon-elektron sığımının olması ilə izah olunur ki, bu da aqarların miqdarının artması ilə zəifləyir.

Alçaq temperatur intervalında (200-600K) yüksək effektivliyə malik termoelektrik material kimi n-tip  $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$  sisteminin tərkibində  $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$  miqdarı 70mol% olan və tellur artıqlı 13 at% olan daha effektivliyi hesab olunur. Temperatur intervalı dəyişkən tərkibdə olan  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  birləşməsinin miqdarı 10-70 mol% intervalında dəyişir. Otaq temperaturunda bu birləşmənin qadağan olunmuş zolağın eni 0,14-0,2 eV qiymət alır. Bu sistem birləşməsinin istilik-fiziki xassələri geniş temperatur intervalında öyrənilmişdir. Odu ki, yarımkəçiricilərdə elektron və deşiklərin gücü sığımını yalnız uzaq tərtibli pozulmalardan ola bilər ki, bu da rəntilərlə xas olan pozulma deyildir.

Beləliklə birləşmə qarışıqlarında (rəntilərdə) yükdaşıyıcıların yüüklüyü azalması deyil və yüüklüyün qəfəsin istilikkeçirməsinə nisbətən artacaq. Birinci rəntinin istilikkeçirmə məsəli temperaturun artması ilə  $\sim 200^\circ\text{S}$  temperaturdan azalır və sonra bipolyar diffuziyanın yaratdığı ləv istilikkeçirmə hesabına daha kəskin artır. İkinci rəntidə istilikkeçirmə məsəlinin azalması  $\sim 100^\circ\text{S}$  temperaturadək davam edir və sonra o da kəskin artır. Müxtəlif tədqiqatların nəticələri göstərir ki, quruluşunun tellur və vismut-tellur yarımkəçirici rəntiləri termoelektrik soyducularda istifadə üçün daha yararlı materialdır. Tamamilə təbii olaraq bu birləşmənin istilik xassələrinin öyrənilməsi böyük maraqla bəslənir. Onların rəndilməsi zamanı həmişə istilikkeçirmə məsəli azalır, bu isə öz növbəsində termoelektrik effektivliyinin artmasına gəlir.

Termoelektrik material kimi sənaye məqsədi ilə alınması rəntilərin ( $\text{B}_{0,8}\text{Sb}_{1,2}\text{Te}_3$  və  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,4}\text{Se}_{0,6}$ ) istilikkeçirmə məsəlinin temperaturdan asılılığına baxaq. (kil 2.)



**kil 2.** 1- $\text{B}_{0,8}\text{Sb}_{1,2}\text{Te}_3$  və 2-  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,4}\text{Se}_{0,6}$  rəntilərinin istilikkeçirməsinin temperaturdan asılılığı.

A.F. öffə aparılan tədqiqatların analiz edərək belə fikir irəliləşirməyədür ki, birləşmə qarışığı klində olan yarımkəçirici rəntilərdə digər termoelektrik materiallarla müqayisədə daha effektivdirlər. Onun əsaslandırılması sadə arqumentlərlə mümkün çətin quruluşa malik rəntilərdə olan prosesləri olduqca sadədir. Lakin rəntilərdə elektronların və deşiklərin sığımının nəzəri əsaslandırılması öffenin və onun məhdətlərinin fikrinə uyğunluğunu afətmişdir.

Hər əyən və ləvəni qeyd etməklə lazımdır ki, rəntilərin alınması zamanı yükdaşıyıcıların yüüklüyünün istilikkeçirmənin qəfəsinə (fonon) payına olan nisbətinin artması heç də həmişə aydın olmur. Belə yarımkəçiricilərdə 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 qəsdalə uzunluğuna malik olurlar, lakin yarımkəçiricilərdə yükdaşıyıcıların dalə uzunluqları nisbətən

böyükdür. Odur ki, yarımqeçiricilərdə elektron və deşiklərin güclü sığım səliyəsi yalnız uzaq tərtibli pozulmalardan ola bilər ki, bu da rəntilərin xas olan pozulma deyildir. Beləliklə, bərk qarıyıqlarda (rəntilərdə) yükdaşıyıcıların yürlüklüyünün qəfəsin istilikkeçiriciliyin nisbəti artacaq.

Müxtəlif tədqiqatçılar tərəfindən aparılan təcrübələr göstərir ki, bu fikirlər rəntilərdəki sığım mexanizminin izahı üçün tamamilə uyğun gəlir. Ölçmələr göstərir ki, bir çox rəntilərin yürlüklüyünün qiymət tərkibində əsli olaraq həmin elektronlar, həmin dəşiklər üçün azalır.

Çox ehtimal ki, bu fikirdə müəyyən qədər həqiqət uyğunluq vardır, çünki o həmişə özünü doğrultmur. Tədqiqatlar göstərir ki,  $Bi_2Te_3$  və  $Sb_2Te_3$  birləşmələri üçün elektronların yürlüklüyü deşiklərin yürlüklüyündən böyük olur.

Beləliklə, indiki zamanda təcrübə olaraq sübut olunmuşdur ki, yürlüklüyün qəfəsin istilikkeçiriciliyin nisbəti yalnız yarımqeçirici rəntilərdə arta bilər. Lakin onu da qeyd etmək lazımdır ki, bərk qarıyıqlarda elektronların və deşiklərin yürlüklüyünün dəyişməsi haqqında dəqiq fikir söyləmək üçün çox iş görmək lazımdır.

#### D B YAT

1.  $\dots / \dots, \dots, \dots / \dots, \dots$   
- : , 1999. – 270 .
2.  $\dots, \dots, \dots, \dots$   
.. , 1992. – 493 .
3.  $\dots, \dots, \dots, \dots$   
- : , 2000. – 299 .
4.  $\dots$   
- :  
, 1979. – 339 .

$$\frac{2}{1} \dots, \frac{2}{2} \dots, \frac{1}{1} \dots$$

2

*sardarli@yahoo.com*

*TlInS<sub>2</sub>*

(0,1 - 3 ) . (“ ”).

1.

... ( ), ( )  
 )  
 ,  
 .  
 .  
 TlInS<sub>2</sub> (0,1 – 3 ),

**2.**

TlInS<sub>2</sub>  
 ( )  
 Tl - 99.999%, In -99.9999% S - -99.99%; a :  
 .  
 (Tl, In S),  
 TlInS<sub>2</sub>.  
 - ( ) [1-  
 3].

(THz-TDS) [6-11].  
 (60 - fs FWHM) Ti:Sa c  
 75 MHz. GaAs.  
 4  
 ,  
 3 GHz.  
 1 ps.  
 , 5 THz, THz  
 60 dB 0.5 Hz.  
 THz-TDS

THz-TDS [4].  
 (n)

3.

(InS<sub>4</sub> In<sub>4</sub>S<sub>10</sub>) [1-5, 12], TlInS<sub>2</sub> [14] TlGaSe<sub>2</sub> ( [001].

TlInS<sub>2</sub> 8 93 ( ab,

25 [12-17].

$$\check{S}^2 = \frac{2}{M} \sum_n f_n [1 - \cos(nkd)] \quad (1)$$

$f_n$  -  $nd$  ( $d$  -

(1)

$$\check{S} = 2 \left( \frac{f_1}{M} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{kd}{2}\right) \quad (2)$$

14-15 (2) (0,5) [6] TlInS<sub>2</sub> C<sub>2h</sub><sup>6</sup>-

:

$$= 24A_u + 24B_u + 24A_g + 24B_g \quad (3)$$

(0,2 - 0,6) [15],

C<sub>2h</sub> (6)

[15]

A<sub>u</sub> -

TlInS<sub>2</sub>

[12].

TlInS<sub>2</sub>

(Time-Domain spectroscopy).

20

$\nu_1 = 0,6 \text{ THz}$

( )

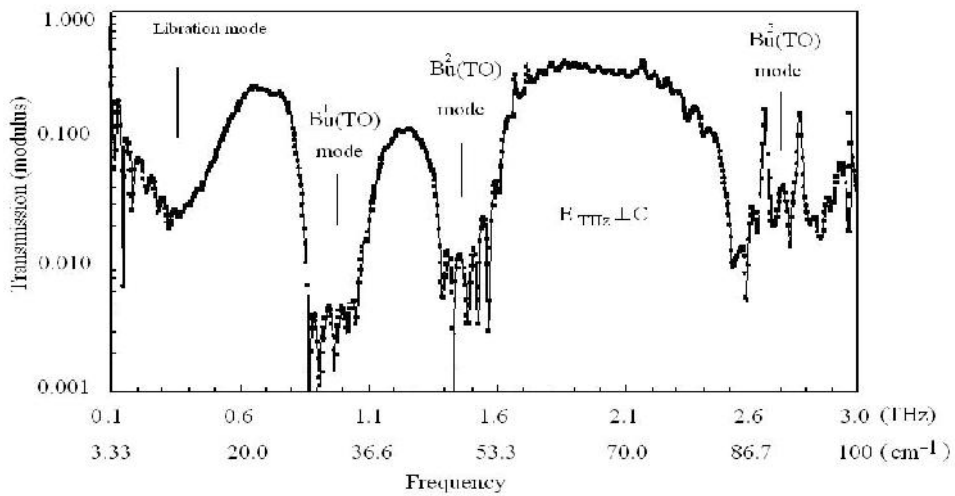
u

[12].

$B_u^1(\text{TO}) =$

1  $(33,3 \text{ cm}^{-1})$ ,  $B_u^2(\text{TO}) = 1,5$   $(50,0 \text{ cm}^{-1})$ ,  $B_u^3(\text{TO}) = 2,7$   $(90,0 \text{ cm}^{-1})$

TlInS<sub>2</sub>.



.1.

TlInS<sub>2</sub>

TlInS<sub>2</sub>,

.1

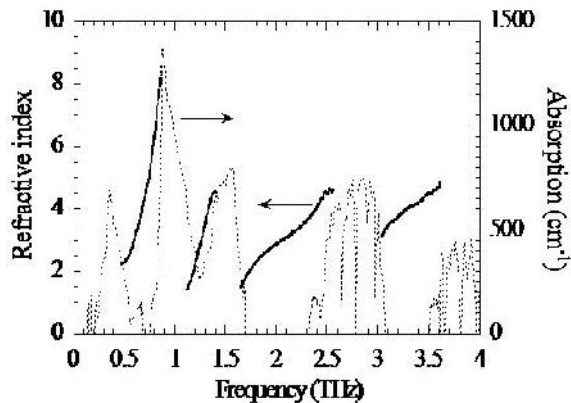
$(0,2 \text{ THz} \text{ } 7 \text{ cm}^{-1})$

TlInS<sub>2</sub> [12].

InS<sub>4</sub> In<sub>4</sub>S<sub>10</sub>.

.2

TlInS<sub>2</sub>.



.2.

( )

TlInS<sub>2</sub>

)





TIInS<sub>2</sub>.

(discommensurate) TIInS<sub>2</sub> (commensurate)

( )

TIInS<sub>2</sub>, TIInS<sub>2</sub> “ ”,

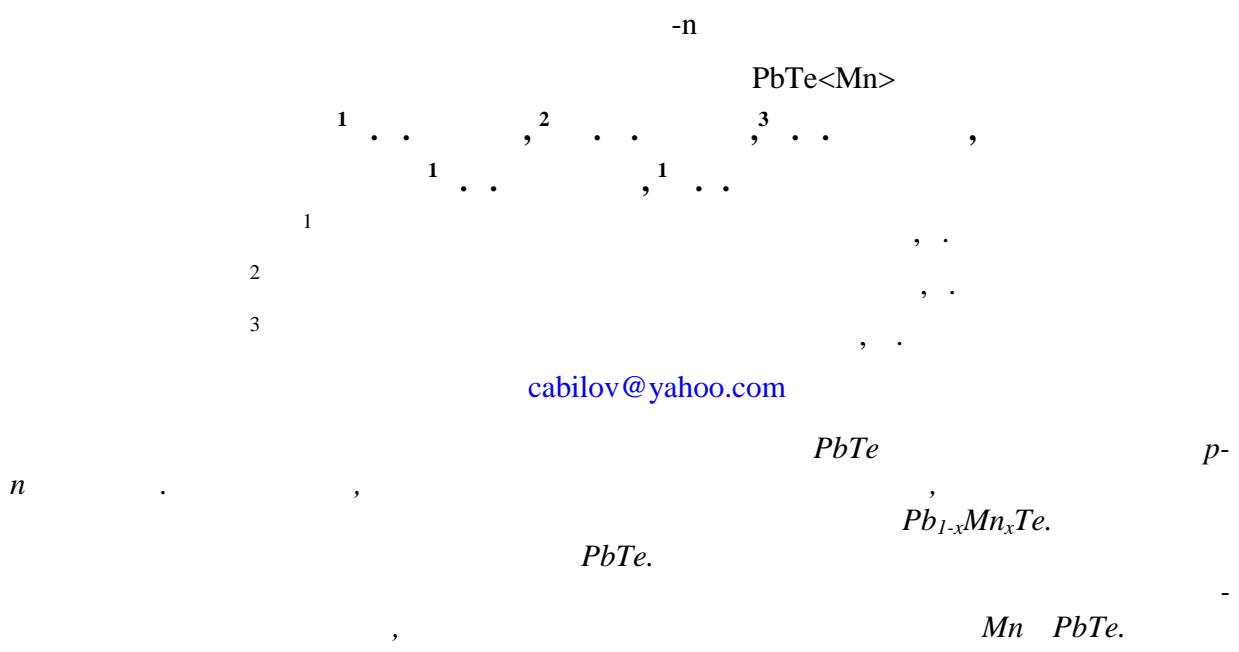
“ ”

( )

IMEP-LAHC, UMR CNRS 5130, University of  
Savoie, 73376 Le Bourget du Lac, France

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. . . . . 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. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . .  
TiGaSe<sub>2</sub>.  
886 . . . . . , . . . . . , 1984, . . . . . 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. . . . . . **41**, 5, 808 (1999).
17. . . . . . **44**, 12, 2229 (2002).
18. B. Grillo, J. Guissani. Phys. Rev. Letter **78**, 12, 3401 (1997).
19. . . . . . , . . . . . , . . . . . . **163**, 5, 119 (1993).
20. S.D. Bembek, 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).



p-n

-n

PbTe /100%.

-n

1500, 1550

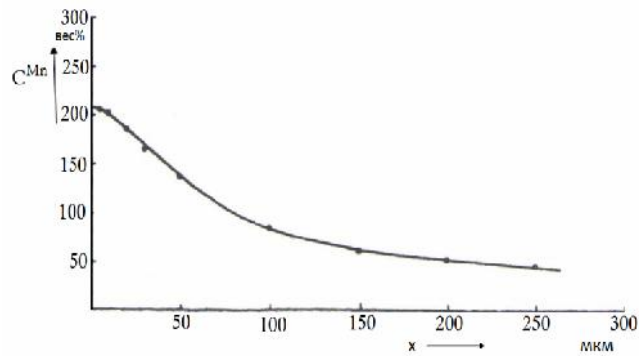
1600 ,  
PbTe

~30

Mn,

PbTe

.1.



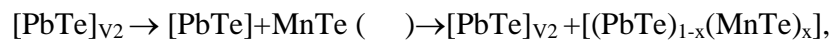
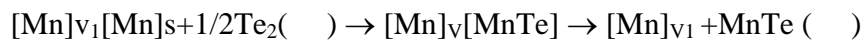
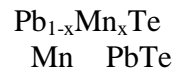
.1.

PbTe ( 1600 )

PbTe.  
MS-46

« ».

PbTe



v s

Mn.

Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te

Pb-Mn-Te[1].

PbTe

[2]

$$C_z = C_0 \left( 1 - \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{D_{Mn}t}} \right)$$

$C_z$   $C_0$  –

(z)

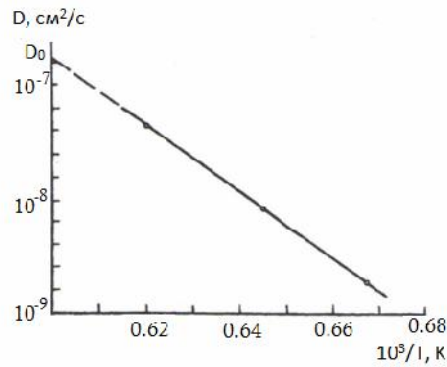
,  $D_{Mn}$  –

,  $t$  –

[3].

$D_{Mn}$

. 2.



. 2.

PbTe

$$D_{Mn} \sim f(103/T)$$

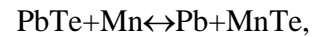
$$D_{Mn} = D_0 \exp(-\Delta E_a/kT)$$

$$\sim 2 \cdot 10^{-7} \exp(-0.44/T)$$

Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te

Mn PbTe,

PbTe



PbTe-Mn [4].

$$\Delta G_T^0$$

[5]:

$$\Delta G_T^0 = \Delta H_{298}^0 + \int_{298}^T \Delta C_p dt - T \Delta S_{298}^0 - T \int_{298}^T \frac{\Delta C_p}{T} dt.$$



TİS  $\langle V \rangle$  RELAKSOR SEQNETOELEKTRİK LƏRİN TƏDQQ

.M. İliyev, A.M. Quliyeva

Bakı Dövlət Universiteti

[elnur\\_605@mail.ru](mailto:elnur_605@mail.ru)

TİS kristallik qəfəsinin dayanıqsızlığı müəhd olunan temperatur oblastı müxtəlif ion radiusları və koordinasiya dərəcəsi malik üçvalentli kation aqarlarına qarşı həssasdır. Belə ki, bəzi aqarlar üçün faza keçidlərində temperaturun artması, bəzilərinə isə azalması müəhd olunur. TİS  $\langle V \rangle$  kristallarında bu proseslərin təbii tədqiq etməyə maraqlıdır. Vanadium qrupunun keçid metalları TİS  $\langle V \rangle$  -nin yüksək polarizasiyalı kristallik qəfəsi ilə güclü qarılıqlı təsirə malik olması hesabına dərəcəli mərkəzləri yarada bilər.

Bu paragrafda V atomu aqarlanmış TİS kristallarının dielektrik və polarizasiya xüsusiyyətlərinin tədqiqinin nəticələri göstərilmişdir.

Kil 1 və 2-də göstərilmiş yərin analizi relaksor seqnetoelektrikləri üçün xarakter bütünü xüsusiyyətləri göstərir, xüsusən  $V^{+3}$  kationları ilə aqarlanmış TİS kristalının faza keçidlərinin yayılmasına gətirib çıxarır; dielektrik nüfuzluunun tezlikli dispersiyası müəhd olunur; yayılmış faza keçidi oblastında dielektrik histerezisinin dəstəməli dəyərini müəhd olunur; yüksək temperaturlu fazanın dielektrik nüfuzluunun temperatur asılılığı Küri-Veyss qanununa görə deyil,  $(\epsilon')^{-1} = A + B(T - T_0)^2$  qanununa görə yazılır.

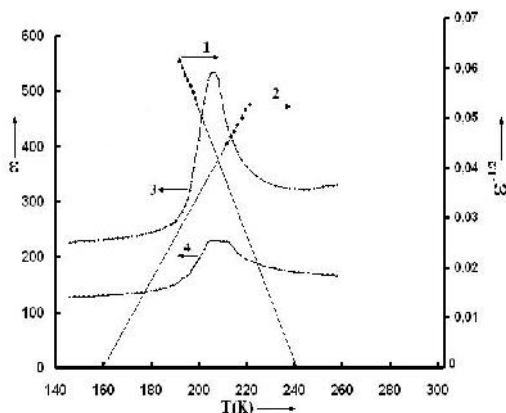
TİS  $\langle V \rangle$  birləşmiş faza keçidlərinin yayılması və seqnetoelektrik xassələri struktur nizamlılığı ilə bəllənir, hansı ki, simmetriyanın geniş temperatur oblastında daxili elektrik sahəsinin pozulmasına gətirib çıxarır. Buna baxmayaraq TİS  $\langle V \rangle$  -də faza keçidlərinin tədqiqi kifayət qədər uzun müddət tələb edir. Buna görə bu onunla bəllə bilər ki, TİS  $\langle V \rangle$  birləşmiş faza keçidlərinin tədqiqi zamanı onun yarımkəçirici xüsusiyyətlərinə az diqqət yetirilmişdir. Bu xüsusən kation aqarlarla aqarlanmış kristallara aiddir. Bu aqarlar keçirici zona üçün tutucu səviyyələri yarada bilər. Bu zaman lokal mərkəzlər yükdaşıyıcıların lokalizasiya proseslərini və onların faza keçidlərinin təsirinə zərər almaq lazımdır. Bu suala R.F.Maminin ilə rənd [1-4] geniş baxılıb. Göstərilmişdir ki, daha rahat termodolma faza keçidlərinin mürəkkəb ardıcılına və fazalararası dayanıqsız halların yaranmasına gətirib çıxara bilər.

Kil 1-də nə görüldüyü kimi  $\epsilon^{-1/2}(T)$  asılılığı temperatur oxunu 160K-dək sən, bu  $\epsilon(T)$  asılılığının piki müəhd olunur.

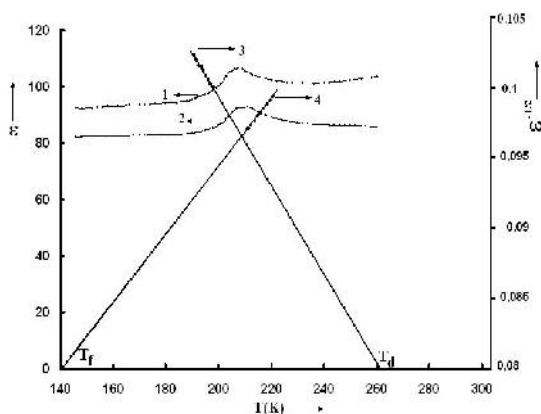
[5]- görə bu xüsusiyyət relaksorlar üçün xarakterik hesab olunur. Bu onunla əlaqəlidir ki, polyarlaşma rəqsələrinin xarakter tezliyi yalnız qəfə sisteminin relaksasiya zamanı üçün deyil, elektron altsistemlərin relaksasiya zamanı üçün təyin olunacaq.  $\eta$  tərtibli dəyəmlərin xarakter müddəti, elektronların konsentrasiyası kəskin fərqinə cəkk ( $\tau_n/\tau_m \ll 1$ ). Bu müllif [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 kalasında ağıda yerləşir.

$T_{cm}$  temperaturunda spontan polarizasiya ilə faza keçidi bəllənir. TİS  $\langle V \rangle$  kristalları üçün bu temperatur 160K-ə uyundur (kil 1). Kildən görüldüyü kimi 160K-də dəyər doymuşdur. Lokallaşmış yüklər lokal elektrik sahələri yaratdıqdan zəif xarici sahələrdə ayrı-ayrı mikroblastların spontan polarizasiyası lokallaşmış yüklərin fəza paylanmasına uyğun olaraq müxtəlif istiqamətlərdə yönəlir. Ona görə də 160-190K temperatur oblastında histerezisin dəyərini dəstəməli olacaq. Bundan bəllə bilər ki, bu səbəbdən faza keçidi ilə əlaqəli

olan dielektrik nüfuzluğunun  $\varepsilon(T)$  temperatur asılılığının xüsusiyyətlərini  $T_{cm}$  –də müəhd etməyə çalışırıq.



**Şəkil 1.** TlS (V) birləşməsinin dielektrik nüfuzluğunun  $\varepsilon(T)$  (3-1kHz və 4-1MHz tezlikləri) və  $\varepsilon^{-1/2}(T)$  temperatur asılılığı (1 və 2 tezlikləri), sırtı paralel istiqamətdə



**Şəkil 2.** TlS (V) kristalının dielektrik nüfuzluğunun  $\varepsilon(T)$  (1-1kHz və 2-2MHz tezlikləri) və  $\varepsilon^{-1/2}(T)$  temperatur asılılığı (3 və 4 tezlikləri), sırtı perpendikulyar istiqamətdə

Beləliklə, TlS kristallarının V atomu ilə qarlanması kristalda relaksor halına malik olan xarakterik xüsusiyyətlər müəhd olunan temperatur oblastının yaranmasına gətirib çıxarır. 160K temperaturda relaksor (nanodomen) haldan makrodomen seqnetoelektrik halına faza keçidi baş verir.

#### D B YAYAT

1. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov . . , Djabbarov D.Q. Anizotropi seqnetoglektriçeskix i glektriçeskix svoystv v interkalirovannıx kristallax TlInS<sub>2</sub>. «Fizikanın aktual problemləri» III Respublika elmi konfransının materialları, Bakı, 2004, s.45-46.
2. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov . . , Nadjafov A. . Vli nie  $\gamma$ -obluçeni na seqnetoglektriçeskie svoystva relaksorov na osnove TlInS<sub>2</sub>. «Fizikanın aktual problemləri» III Respublika elmi konfransının materialları, Bakı, 2004, s.46-47.
3. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov . . TlInS<sub>2</sub>, leqirovannıy Cr i Mn – novıy relaksornıy seqnetoglektrik. FTT, 2004, t.46, v.10, s.1852-1855.

4. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov . . ., Salmanov F.T. Relaksionnie svoystva i mexanizm provodimosti -obluçennıx kristallov TlInS<sub>2</sub>. Azərbaycan MEA X birləri fiz.-riyaz. v texnika elmləri ser., 2004, N 5, s.17-22.
5. Sardarlı R.M., Samedov O.A., Sadıxov . . ., Nadjafov A. . Seqnetoglektriçeskie i glektriçeskie svoystva TlInS<sub>2</sub>, leqirovannoqo perexodnımi metallami. Azərbaycan MEA X birləri fiz.-riyaz. v texnika elmləri ser., 2003, c.XXIII, N 5(1), s.111-116.

**(SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub>**

. . . , . . . e a , . . .

[1959oktay@mail.ru](mailto:1959oktay@mail.ru)

SnS [1] (SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub>

SnS (SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub>, (001), 5 3 0,5 3

, b. (80-350 ) (a,b). (SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub>, 0,6-1,3

SnS

(SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub> [2]. .1 .2, -

E||a E||b. E||a

(SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub> E||b  $h\nu_2=1,72$  ,  $h\nu_2=1,37$  ( =80 ).

1,72 .  $h\nu_1=1,37$

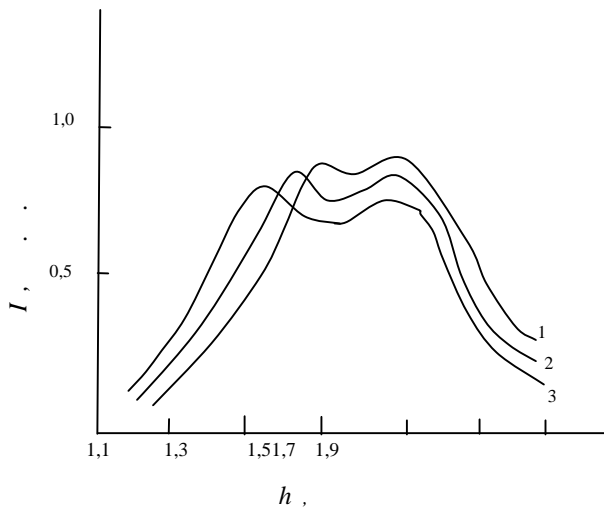
$h\nu_2=1,72$  E||a. E||a :

$\frac{dE}{dT}=-3,6 \cdot 10^{-4}$  / . E||b 80

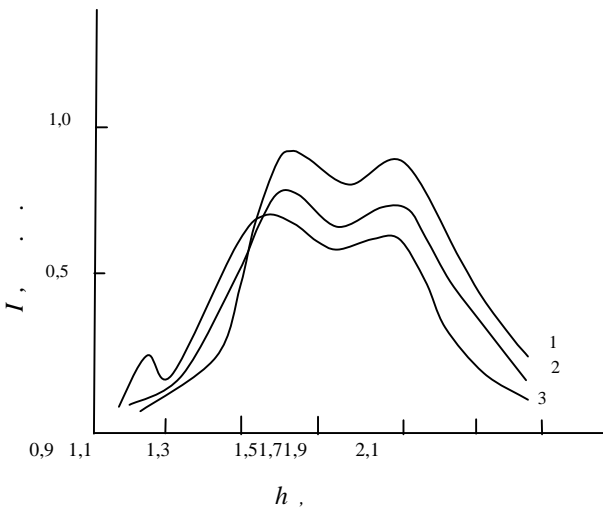
1,37

$\frac{dE}{dT}=-4 \cdot 10^{-4}$  / .





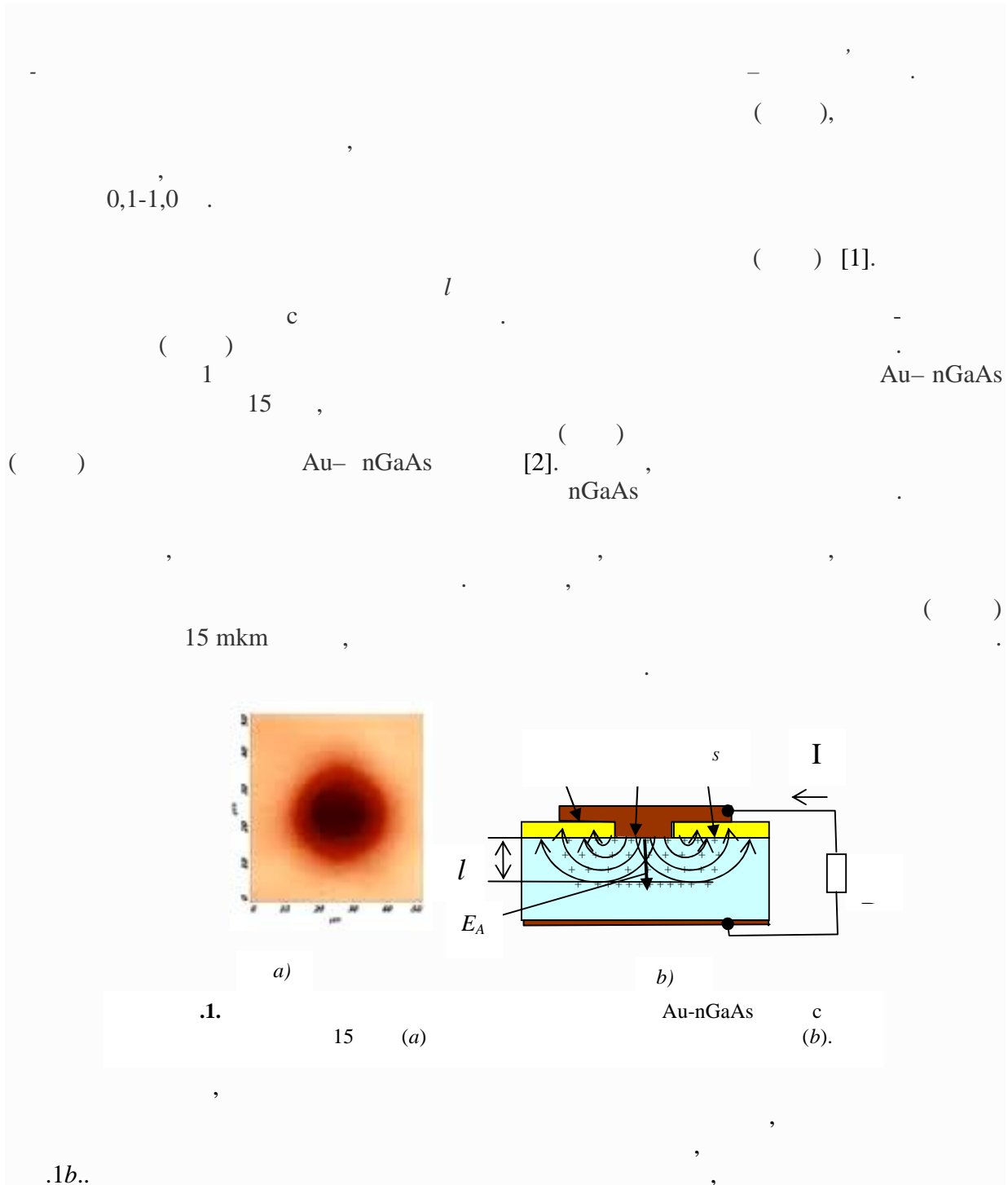
**1.** SnS: 1-80 , 2-200 , 3-300 .



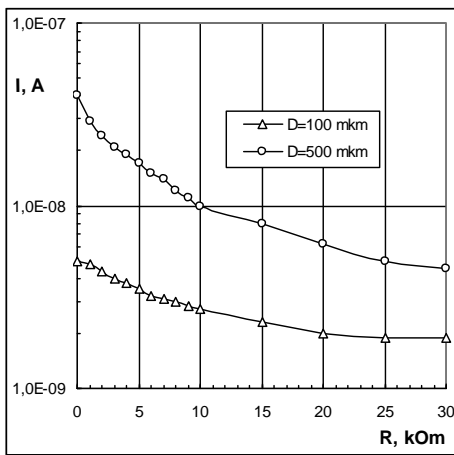
**2.** (SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub>: 1-80 , 2-200 , 3-300 .

1,22 80 ) E|| (1,3 300  
- , , >320 ,  
(SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub> ,  
(SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub> 4f-5d  
, 4f- [3,4]. [5]  
, 4f- ( f- Nd)  
, 4f-

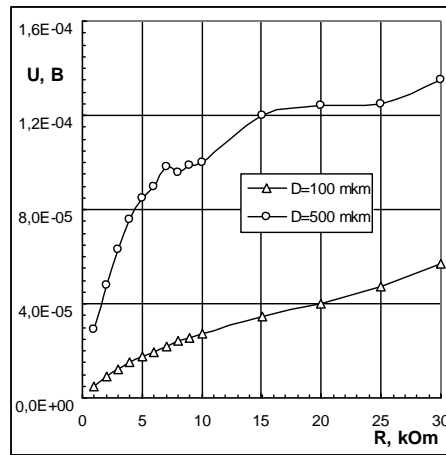
1. Chamberlain J.M., Merdan M. Infrared protoconductivity in p-SnS. J. Phys. Solid. State, 1977, 19, c.10.
2. (SnS)<sub>0,999</sub>(NdS)<sub>0,001</sub>, 1998, 3, .19-20.
3. ,, 1,13-3,96 . . . . ., 1970, .30, 1, .214-217.
4. ,, . . . . . 4f- . . . . ., 1974, .16, 4, .1142-1150.
5. Brodeng U.V. Photoemission Measurements on Erbium and Samarium. J.Bid, 1972, v.15, 3,p/171-190.



$s(\dots) = \dots$   
 $(\dots, 0)$   
 $\dots > 0$   
 d.  
 $E$   
 $l > d$   
 $l-d$



a)



b)

.2.

Ni-nSi

( )

100 500

(b).

15

n-

.1b

100

500

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

$R$   
 $100 \quad 500$   
 $I$   
 $R$   
 .2a.  
 $(R=0)$   
 $1,6 \cdot 10^{-11} / 100 \quad 2,0 \cdot 10^{-11} / 500$   
 $6,4 \cdot 10^{-13} / 100^2 \quad 2,0 \cdot 10^{-13} / 500^2$   
 .2b  
 $R$   
 $5 \quad 100 \quad 500$   
 $R \quad U \quad R$   
 .1b  
 c - "TMBS diode" [3,4]

1. . . . . - , 2003, 231 .
2. . . . . /AIIIIV . . . . . , 2010, 18 .
3. Mehrotra M, Baliga B.J. Trench MOS barrier Schottky (TMBS) rectifier. Solid State Electron 1995, 38, 801
4. . . . . , 2013, .50(2), 1-7

**MÜXTƏLİF METODLAR VASİTƏSİLƏ ALINMIŞ SILİSIUM LÖVHLƏRİNİN  
A İNDİRİLMƏSİ VƏ LÖVHLƏRDƏ ÇƏP LƏFİN ALINMASI METOD KƏSİ**

**R.K. Hüseyinov, Z.M. Zeynalov, N. . Quliyev**

*Gənç Dövlət Universiteti*

*Əldə müxtəlif metodlar vasitəsilə alınmış silisium lövhələrinin qeyribircinsliliyinin xüsusiyyətlərini təsir edən amillər arasında dirilmədir. Müəyyən edilmişdir ki, yarımqeçiricinin müxtəlif hissələrinə anma sürəti temperaturdan, aındırıcının tərkibindən, qarışdırma intensivliyindən, keçiriciliyin tipindən və qiymətindən həmiiyyətli dərəcədə asılıdır.*

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

---

Bir cisim elektronikasının inkişafı, bir tərəfdən yarımqeçirici materialların alınmasının yeni metodları, digər tərəfdən, onların elektrofiziki parametrlərinin tədqiqi ilə kəşf edilmişdir. Belə ki, yeni yarımqeçirici cihazların yaradılması yarımqeçirici materialların daha incə xassələrinin öyrənilməsinə tələb edir. Qeyd edək ki, yarımqeçirici cihazların xassələrini müəyyən edən əsas parametrlərin xüsusi müqaviməti, yürüklüyü və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını, donor, akseptor və digər tələblərin konsentrasiyasını, yükdaşıyıcıların yaşı müddətini və s. aid edilir.

Yarımqeçirici lövhələrin xüsusi müqavimətinin səth və qalınlıq üzrə paylanması bircinsliliyinin müəyyən edilmiş aralığıdır.

Bu məqsədlə nəzərdə tutulan lövhələrin hazırlanması prosesi bir sıra ardıcıl mərhələlərdən ibarətdir. Kəsmə mərhələsinin ardınca mexaniki cilalama və pardaxlama mərhələləri, sonra kəsmədən yaranan mexaniki qalıqları zədələməni aradan qaldırmaq məqsədi ilə lövhələrin kimyəvi-mexaniki pardaxlanması həyata keçirilmişdir. Sonuncu mərhələ nəticəsində müstəvilikdən kənar çıxması 5 mm-dən az olan müstəvi paralel lövhələr alınmışdır.

Məlum olan kəsmə texnologiyalarının nə yaxşıda paslanmayan poladdan hazırlanmış və daxili tərəfdən almaz ovuntusu ilə örtülmüş kəsicilən dairələrdən istifadə edilmişdir. Bu üsulla diametri 76 mm-ə qədər olan kristallar kəşf edilmişdir. Bu halda diametri 76 mm olan kristalların kəşf zamanı itkisi xəminə 30% təşkil edir, kəsmə sürəti isə xəminə 40 mm/dq olur. Hesab edilir ki, kəsmə sürətini çox da böyük olmayan texnologiyaların hesabına artırmaq olar.

Kəsmə sürəti, konkret kəsmə texnologiyası ilə müəyyən edilən itkilərlə bu zaman yaranan qalıqların mexaniki zədələmənin ölçüləri bir-birilə qarışıqlıqla dardır. Ona görə də prosesin arzu edilən məhsuldarlığı və alınan məhsulun keyfiyyəti arasında kompromis getmək lazımdır.

Hətta ən yumşaq kəsmə üsullarında belə lövhələrin səthində mexaniki zədələmələr yaranır. Gözlənilmədiyi kimi, lövhələrin zədələnmə dərəcəsi kəsmə texnologiyasından asılıdır [2, 5, 6]. Çoxrəngli və zona ritm üsulu ilə alınmış silindrik kristallardan qalınlığı 300-625 mkm olan lövhələr kəşf edilmişdir.

Ona görə kəsmədən sonra lövhələrin səthində bir neçə on mikrometrik layın (adətən, 12-75 mkm) uzaqla dırılması məqsədi ilə onlar mütləq kimyəvi aındırmadan keçməlidir. Bir qayda olaraq, aındırıcılar azot turusu və hidrogen-ftorun qarışığından ibarət olur və dayanıqlıq artırılması məqsədi ilə bəzi reagentlər, məsələn, uksus turusu, brom, yod və s. əlavə edilir.

Kimyəvi aındırmadan sonra mexaniki qalıqları zədələmə uzaqla dırılır, lakin yenidən alınan səth cihaz hazırlanması üçün yararlı hamar və mikroskopik müstəvi olur. Ona görə kimyəvi aındırma, bir qayda olaraq, kimyəvi-mexaniki pardaxlama ilə birlikdə aparılır. Bunun üçün kimyəvi aındırılmış lövhələr metal disklər üzərində yerləşdirilən onların səthində xüsusi PQ-320 qurusunun köməyi ilə pardaxlanmışlar. Pardaxlanma, həmişə lövhənin səthində materialın mexaniki uzaqla dırılması, həmişə kimyəvi aındırma hesabına baş verir.

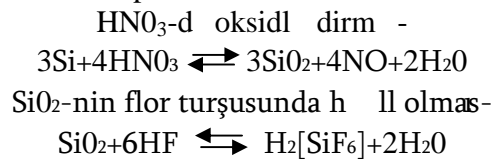
Yarımqeçirici cihazların hazırlanmasında kimyəvi aındırmanın müxtəlif növləri istifadə olunur: kəsmədən sonra mexaniki zədələnmə layın uzaqla dırılması məqsədi ilə lövhələrin aındırılması, müəyyən forma almaq üçün dielektrik təbəqələrin aındırılması, daxili laqələrin təmizlənməsi üçün metal təbəqələrin aındırılması və s. Müxtəlif olaraq aındırma mərhələləri litoqrafiyanın ardınca gəlir. Dielektrik təbəqələrin aındırılmasında bir sıra metodlar istifadə olunur, məsələn, ion-plazma, ion-üçmə, maye, qaz və ya plazma aındırılması; ən çox maye aındırılması istifadə olunur və o, silisium əsasında cihazlar istehsalında zəruri mərhələlərdən biridir [1, 3, 4].

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

Çəpəli (klini) mexaniki cilalama və yarımkeçirici aındırma yolu ilə almaq olar. Lakin texnologiya və keçiriciliyin tədqiqi üçün ticarətin təkrarlanması baxımından aındırma üçün tez-tez turu və qıllı və aındırıcılardan istifadə edilir. Aındırıcının tərkibində oksidləndirici ( $\text{HNO}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  və s.), kompleks yaradan komponent daxildir ki, bu da yarımkeçiricinin atomları ilə suda həll olub birlişmələri ( $\text{HF}$ ,  $\text{NaOH}$  və s.) yarada bilər. Aındırıcının tərkibində kimyəvi reaksiyanın sürətini təsir edən komponentlər ( $\text{CH}_3$ ,  $\text{COOH}$ ,  $\text{Br}_2$ ,  $\text{AgNO}_3$ ,  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  və s.) daxil edilir. Bunlar müəyyən kristallik istiqamətlərdə inmə sürətini təsir edilir.

Qeyd edək ki, yarımkeçirici nümunələrin mexaniki cilalanma yolu ilə hazırlanmasının son mərhələsində aındırmadan istifadə edilir.

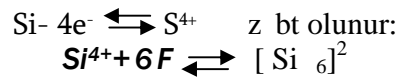
Ümumiyyətlə, silisiumun aındırma prosesini aşağıdakı kimi təsvir etmək olar:



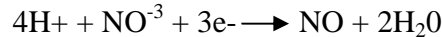
$\text{HNO}_3 + \text{HF}$  qarışığında aındırma, mahiyyətcə etibarilə, elektrokimyəvi prosesdir. Belə proses zamanı yaranan qalvanoelementdə yarımkeçiricinin səthinin ayrı-ayrı yerləri üzvlərini növbəli anod və ya katod kimi aparırlar.

Yarımkeçiricinin anod rolu oynayan yerində həll olması baş verir, bu halda katodda aındırıcının oksidləndiricisi bərpə olunur.

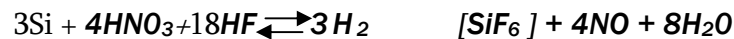
1. Silisiumun anod həll olmasında dörd elektron azad olur və ya dörd dəfə



2. Katodda oksidləndirici komponentin bərpəsi zamanı üç elektron tutulur və ya dəfə azad olur:



Silisiumun həll olma tənliyinin ümumi məntəqəli belədir:



Aındırmanın baxılan məxanzimi kristallik qəfəsin dəfətkilərinin (dəfətkilərin, dislokasiyaların sərhədlərinin) aındırılmasını izah etmək imkan verir. Daha böyük səbəb təbii təbiətinə malik olan kristal qəfəsin dəfətkili, özünü anad kimi aparacaq, qəfəsin puzlunu yığılması daha böyük sürətlə həll olacaq. Həll olma (aındırma) sürətində, vahid zamanda kütlənin və qalınlığın azalması başa düşülür.

stənilən dərəcəyə daxilində dəfətkilənin aındırma sürətində dəfətkilənin nisbətən böyükdür, puzkəlli nümunə hazırlamaq üçün aındırma məntəqəsini istifadə etmək məqsəduyğun olmur, çünki aındırmadan sonra nümunənin səthi qırıq-bircins olacaqdır (çökəkliklər, zolaqlar və s.).

Yarımkeçiricinin müxtəlif hissələrinin aındırma sürətində bir çox faktlardan: təmizləmədən, aındırıcının tərkibindən, qarışdırma intensivliyindən, keçiriciliyin tipindən və qiymətindən həmişə tələp asılıdır. Məsələn, yarımkeçiricinin səthinin dəfətkilə və idəli hissələrinin aındırma sürətini təmizləmədən təsirinə araşdırmaq. Başqa kimyəvi proseslərə kiçik, aındırmanın sürətində təmizləmədən artması ilə artır. Bu halda sürət artımı prosesin aktivləşməsinə təbii olaraq müəyyən olunmalıdır. Böyük səbəb təbii təbiətinə malik olan dəfətkilə hissələr üçün aktivləşməsinə, idəli hissələrin nisbətən kiçik qiymətlə malik olmasıdır. Kimyəvi proseslərin sürətini təmizləmədən asılılıq Bəlişman faktoru ilə müəyyən edilir:



**EFFECT OF DEPOSITION AND HEAT TREATMENT REGIMES ON THE  
ELECTRICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES**

**OF HETEROJUNCTIONS p-Si/Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>O**

**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](mailto:mhhuseyng@gmail.com)

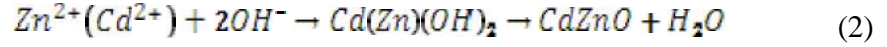
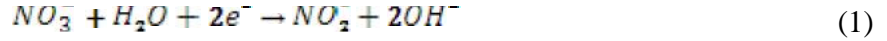
ZnO is one of the most intensely studied metal oxides that exhibit wide bandgap ( $\approx 3.3$  eV) at room temperature [1]. Because of its transparency to visible light, ZnO is already used as transparent conductive oxide in commercial applications, e.g. as front-contact in solar cells [2]. Furthermore, 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<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>O has seldom been studied.

In this paper we demonstrate Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>O 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<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>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/AgCl<sub>3</sub> electrode as reference electrode and glass/p-Si thin films (200 nm) as cathode. Total area of working electrodes (cathode) was 1×1 cm<sup>2</sup>. The glass/p-Si substrates were cleaned with ethanol, acetone and deionized water and then dried in flowing N<sub>2</sub>. 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<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>O from an aqueous solution containing Zn<sup>2+</sup> and Cd<sup>2+</sup> 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 Zn<sup>2+</sup> and Cd<sup>2+</sup> 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<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>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<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>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<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>O films.

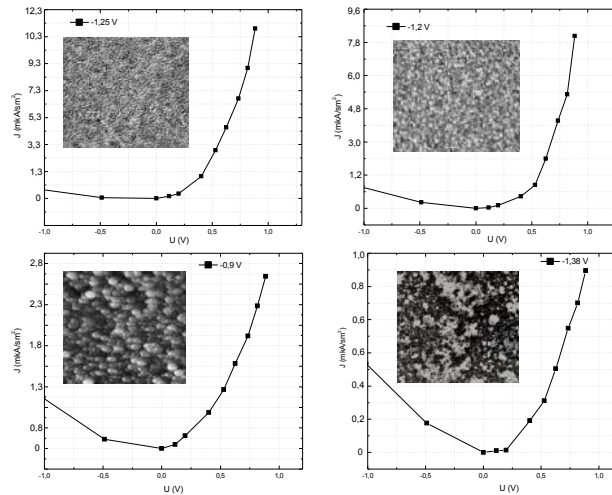
Forward current of heterojunctions can be described by equation:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{eU}{nkT}\right) \quad (3)$$

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<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>O/p-Si heterojunctions deposited at different values of cathode potential.

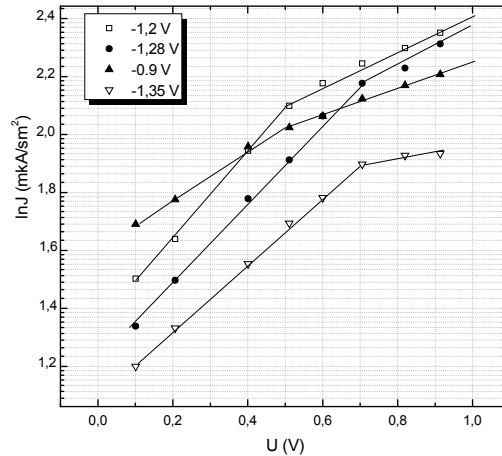


Fig. 2. Semilogarithmic plot of forward bias of J-V curves for heterojunctions n-Cd<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>O/p-Si.

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<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>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 500-560°C 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<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>O/p-Si heterojunctions can be controlled by deposition potential and the HT condition.

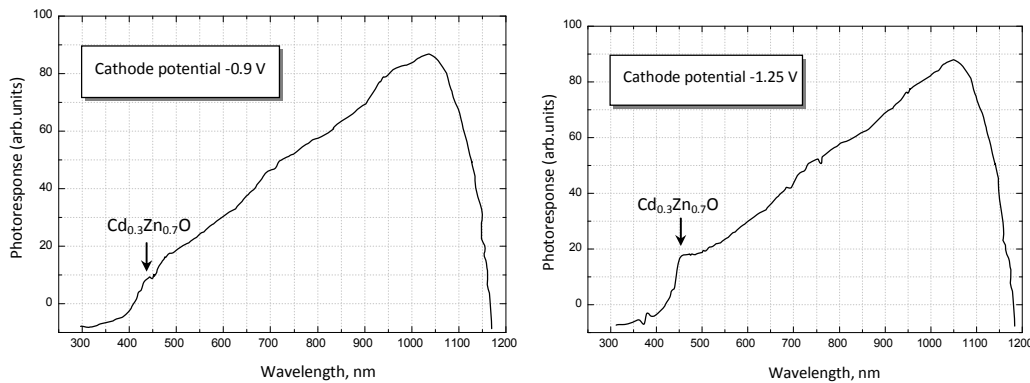


Fig. 3. Plots of photoresponse against wavelength for Cd<sub>0.4</sub>Zn<sub>0.6</sub>O/p-Si heterojunctions before HT depending on the cathode potential

**REFERENCES**

1. Djurisić 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-Acevedo 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.

[ssarmasov@rambler.ru](mailto:ssarmasov@rambler.ru)

}  
[1].

[2].

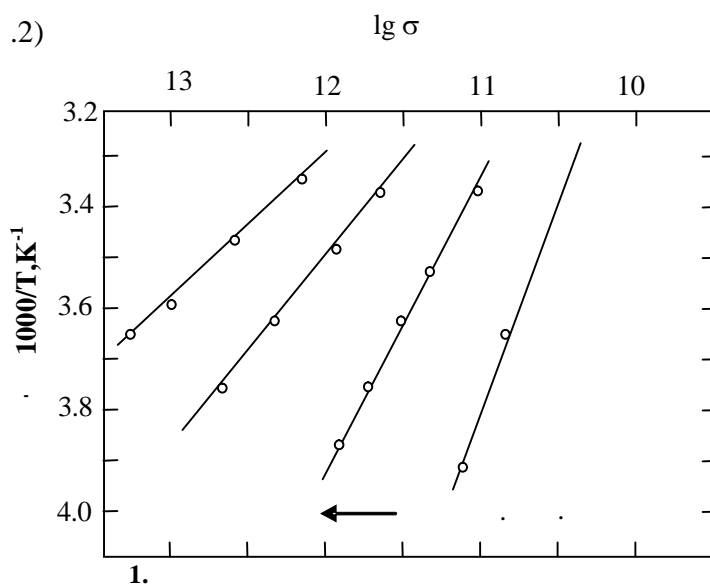
11

200 600

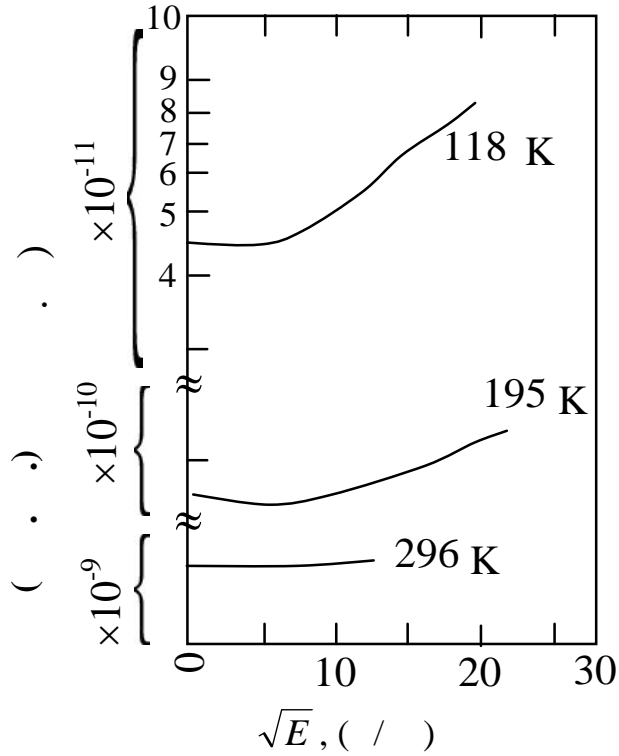
3-

.1  
8Å, V 3 ( r 25Å. ),

$\exp\sqrt{E}$  ( .2)



[3].



2.

$\sqrt{E}$  ( - ) .

1. . . . , . . . .

MnGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>, MnIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> MnGaInS<sub>4</sub>.  
, 2009, 43, .9. .1172-1174

2. . . . . . . . . . , 1972, 436 .

3. Neugebayer C.A., Webb M.B. Electrical conduction mechanism in ultrathin evaporated metal films.// J. Appl. Phys. 1982, v.33,. p. 74–82.

**ASPE+xh c.%In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> KOMPOZİTLƏRİN ELEKTRET XASSƏLƏRİ**

**R. A. Bayramov**

*Gənç Dövlət Universiteti*

[bayramov.ruslan86@mail.ru](mailto:bayramov.ruslan86@mail.ru)

Bəllidir ki, elektretləmə üçün lətrə sahəsində yığılmalı dielektrik müyyən rəqəmlərlə təmin olunan bu tip strukturların (lətrə və iynələr) miqyası bəvərir. Həmin strukturların qızdırma, soyutma, məqəddəşləşmə, məqəddəşlik, rəzioaktiv üalanma və s. olub [1-3]. Tədqiqat olunan ASPE+xh c.%In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> kompozitlərinin elektret xassələrinin tədqiqatından alınmış nəticələr barədə məlumat verilir. Tədqiqat üçün nümunələr [4]-də təsvir olunan qaydada aparılmışdır.

Həmin nümunələrdən tacboş alması ilə elektretlərin alınma sxemi [4] istifadə edilərək, həmin qurudandan istifadə etməklə kompensasiyaedici gərginlik ölçülür və yüklərin sıxlıqları hesablanır.

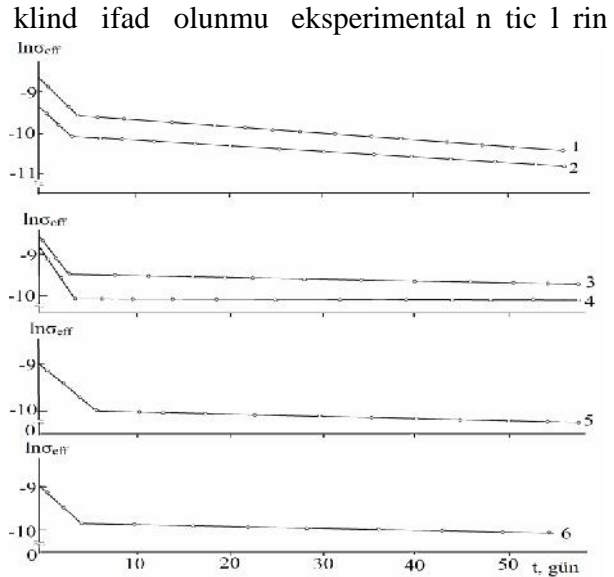
$$\tau_{eff} = \frac{W_0 U_k}{d} \quad (1)$$

düsturu vasitəsilə hesablanır. Burada  $\tau_{eff}$  - yüklərin sıxlıqları (Kl/m<sup>2</sup>),  $W_0$  - nümunənin dielektrik nüfuzlu,  $\epsilon_0$  - elektrik sabiti (8.85·10<sup>-12</sup>F/m),  $U_k$ -kompensasiyaedici gərginlik (V),  $d$ - elektret nümunənin qalınlığıdır (m).  $\tau_{eff} = \tau(sax)$  klində ifadə olunmuş eksperimental nəticələrin ilminin əsasları

$$\tau = \frac{t_{sax1} - t_{sax2}}{\ln \tau_{sax2} - \ln \tau_{sax1}} \quad (2)$$

Tədqiqat ASPE+xh c.%In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> kompozitlərinin x=0, 1, 3, 5, 7 və 10 qiymətlərinə müvafiq olan nümunələrin aparılmışdır. Alınmış nəticələrin təhlili göstərir ki, təmiz polimer əsasında alınmış elektretin ya əmələ gəlmə müddəti 78 gün, tərkibində 1h cm% In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> olan nümunə əsasında elektretin ya əmələ gəlmə müddəti 48 gün, x=3 qiymətinə uyğun kompozit əsasında elektretin ya əmələ gəlmə müddəti 400 gün, x=5h cm% In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> əlavəli kompozit əsasında elektretin ya əmələ gəlmə müddəti isə kifayət qədər yüksək-1194 gün olur. Əlavənin miqdarı 7 və 10% olan elektretlərin ya əmələ gəlmə müddətləri müvafiq olaraq, 178 və 154 gün təşkil edir. Nəticələrin təhlili göstərir ki, əlavə sıxlıqlı polietilen əlavə In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> yarımkeçirici birləşməsində əlavə edildikdən sonra alınmış kompozit əsasında elektretin ya əmələ gəlmə müddəti təmiz polimerin ya əmələ gəlmə müddətindən 4 dəfə çox olur. Bu isə o deməkdir ki polimerlə vurulmuş əlavənin miqdarını idarə etməklə kifayət qədər yüksək ya əmələ gəlmə müddətinə malik yeni tərkibli elektret almaq mümkündür.

Elektretlərin yüklərinin relaksasiyası və polyarlaşması bu kəmiyyətlərin qeyri tarazlıq xarakteri ilə bağlıdır. Zaman keçdikcə dipolların istiqamətlənməsi, polyarlaşma və yüklərin məxsusi daşıyıcıları ilə ekranlaşması qeyri tarazlıq daşıyıcılarının məxsusi



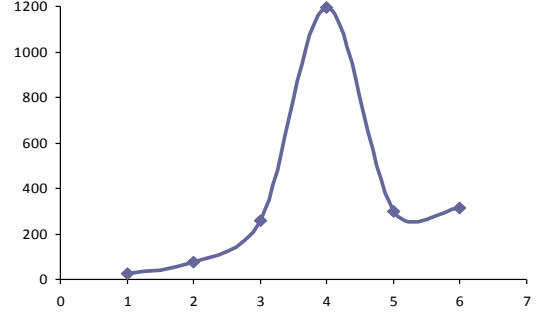
**k.1.** ASPE+xh c.%In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> kompozitlərinin yüklərinin sıxlıqlarının saxlama müddətində asılılığı; 1-x=0; 2-x=1; 3-x=3; 4-x=5; 5-x=7; 6-x=10

elektrik sahəsinin dəyişməsi və bir sıra digər proseslər daxili və xarici elektrik sahələrinin və elektretin statik potensialının tədricən yoxa çıxmasına gətirir.

Relaksasiya, verilmiş materialın elektret halının təbii təndən, onun strukturundan, təfərrüatının rəqəmi (temperaturundan, rütubətindən, ionlaşdırıcı ətraf mühətin mövcudluğundan, mexaniki gərginlikdən, mikroorqanizmlərdən və s.) asılıdır [4]. Dipol oriyentasiyalı poliyarlarla elektretlərdə relaksasiya, əsasən iki amildən asılıdır. Gərgin dielektriklərdə məxsusi daşıyıcılar yoxdursa və onların kontakt elektrodlardan injeksiyası qeyri mümkündürsə, onda relaksasiyanın yeganə mexanizmi dipolların istiqamətli məhsulməsinə bəbəkdir. Bu halda daxili elektrik sahəsi, qeyri tarazlıq poliyarlarla müvafiq gələn qrupların dipol momentlərinin kəskin yönəldir. Ona görə də bu daxili sahə dipolların istiqamətli məhsulməsinə açaşdır. Qeyd edək ki, bu daxili sahə dipolların istiqamətli məhsulməsinə hesabına yaranır, digər tərəfdən də bu istiqamətli məhsulməsinə açaşdır. 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 daşdığı mənzərədə əlverişsizdir. Bu zaman bu və digər qrup müvafiq bucaq altında dönə bilər. Ona görə istənilən müddətə sıfırdan fərqli temperaturlarda dipol qruplarının istiqamətli məhsulməsi prosesi çox yavaş baş verir. Məhz bu amil elektretlərin aylarla və hətta illər mövcudluğuna səbəbidir. Temperaturun artması ilə dipolların yürüklüyü və ayrı-ayrı dipolların istiqamətli məhsulməsi ehtimalı artır. Relaksasiya oblastında isə məhsulmənin, polimerin ümumi məhsulməsi zamanı bütün dipollar fırlanma momenti qazanırlar. Ona görə də poliyarların relaksasiyası onlarla, yüzlərlə, minlərlə sürətlənir.

Gərgin dielektriklərdə çox kiçik konsentrasiyalı məxsusi yükdaşıyıcılar varsa, onlar elektretin daxili sahəsinin hərəkət edərək, səthlərdə yığılır, ekranlanır və istiqamətli məhsulməsi dipolların bəli yüklərini kompensat edirlər. Dipolların özlərinin istiqamətli məhsulməsi halda qalmalarına baxmayaraq, dielektrikin poliyarlaşması yox olur, relaksasiya baş verir. Həqiqi istiqamətli məhsulməsi poliyarlarla elektretlərin istifadə müddətini artırmaq üçün nümunələrin qısa qapanmasından istifadə olunur. Bu zaman nümunənin daxilində elektrik sahəsi sıfıra bərabər olur. Bu isə relaksasiyanın zərər çarpacaq dərəcəyə gətirir. Vəllər müddətindən hazırlanmış qalın elektret lövhələri metallik folqaya bükülürdü. Yüklərin potensialın relaksasiyası xarici amillərin, hər əyən və temperatur və rütubət təsiri ilə sürətlənir. Temperaturun təsiri relaksasiya mexanizmindən və elektret halının təbii təndən əsaslı olaraq müxtəlif cür izah olunur. Məhsulmənin, gərgin relaksasiya dipolların ekranlanması və məxsusi yüklərin qeyri taraz müdaxiləsi ilə baş verir, temperaturun təsiri məhsulməsi məxsusi yüklərin konsentrasiyasının temperatur artdıqca artmasıdır, bu halda ion dielektriklərdə ionların yürüklükləri həmiyyətli dərəcə artır. Bu dipol poliyarlaşmasına uyğun dipol momentin malik olub, elektret effekti üçün qrupların, seqmentlərin və digər kinetik vahidlərin istilik hərəkətlərinin intensivliklərinin temperatur artdıqca artması ilə əlaqədardır. Poliyarların relaksasiyası relaksasiya və faza keçidi oblastlarında yüksək sürətlə baş verir, bu zaman bu və digər kinetik vahidlərin yürüklükləri



**k.2.** ASPE+xh.c.%In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> polimer kompozitlərinin yamamüddətlərinin In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> doldurucusunun həcmi tərkibində asılılığı, burada 1-x=0; 2-x=1; 3-x=3; 4-x=5; 5-x=7; 6-x=10

artırır. q r elektret t l l r t r find n tutulmuş lav yükl rd n t kil olunmuş dursa, onların t l l rd saxlanma müdd t l ri  $\tau_t$  temperaturdan v t l l rin d rinliyind n asılı olur.

Yükda ıyıcıların t l l rd n azadolma tezliyi

$$\omega_t = \frac{1}{\tau_t}, \quad (3)$$

Bolsman qanununa gör t yin edilir.

$$\tilde{S}_t = \tilde{S}_{to} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (4)$$

burada,  $\tilde{S}_{to}$  - tezlik amili,  $E_a$  - t l nin energetik d rinliyidir. T l d n çıxan yükda ıyıcılar elektretin daxili sah sind h r k t edir. Bu zaman , i ar c ks olan qar ı elektroda keç v dig r t l l r

t r find n t krar tutula da bil r.  $\tau_t$  t krar tutulma müdd ti adlanır.  $\tau_t$  v  $\tau_t$  çox geni intervalda d yi bilir, t l l rin konsentrasiyasından, tutma k sikl rd n v s. amill rd n asılı olur.

Qeyri taraz materiallarda, m s l n, polimerl rd müxt lif d rinlikli v müxt lif tezlik amilli çoxsaylı t l l r mövcuddur. Aktivl m enerjisi v tezlik geni qiym t l r intervalında kvazi-k silm z paylanır. Amma çox zaman aktivl m enerjil ri bir neç xarakterik qiym t l r trafında qrupla ırlar ki, bu da kobud yaxınla mada bir v ya bir neç t l l r modelind n istifad etm y sas verir. Sonuncu düsturdan göründüyü kimi azad etm tezliyi temperaturdan asılı olaraq eksponensial qanunla artır, buna müvafiq olaraq, tutma müdd ti azalır. H tta d rin t l l rd n bel yükda ıyıcıların azad olması ba layır v onlar öz m xsusi elektrik sah sind dreyf h r k ti ed r k, elektret halının relaksasiyasına s b b olurlar. Polyarla mada oldu u kimi qeyri taraz hal özünü da ıdır. Relaksasiya artdıqca, sah z ifl yir, nümun nin qeyri taraz yükl ri yox olur. Aydın dır ki, bu proses dönm y n olur. Kombin olunmuş elektretl rd h m injeksiya yükda ıyıcıları, h m d m xsusi keçiricilikl laq dar olaraq, relaksasiyasının müxt lif mexanizml ri mü ahid oluna bil r. Bel elektretl r ad t n xüsusi olaraq alınmır, materialın elektricl nm si prosesinin t sadüfi n tic l ri kimi meydana çıxır.

## D B YAT

1. H s nli .M. manova A.Y. Si v PP sashlı nazik t b q li kompozitl rin elektrik xass l ri // Azerbaijan jurnal of Phisycs. V.XVI 2 series: En. June,2010, pp.93-95.
2. . . . . // . . . . .
3. . . . . 1, 2005, . 47-49.
4. . . . . // Bakı.: Elm., Fizika-2007, AMEA. . 5, 2007., . 103-107.
4. . . . . + .% TiGaSe<sub>2</sub>// . . . . . 3, 2013, . 14-18



LANTANOİDLƏRİN SƏSƏLİ BƏRKMƏLİ KRİSTALLARI VƏ  
ONLARIN ALINMASI

M.B. Cəfərov, N. S. Verdiyeva

Gənc Dövlət Universiteti

Bərk cisim elektronika və fizika yeni yarımkeçirici materialların axtarışını, həm də mövcud materialların fiziki xassələrinin daha təfərrüfli öyrənilməsinə tələb edir. Bu baxımdan son zamanlar bərk məhlulların elektrik və istilik xassələrinin tədqiqinə maraqlı xeyli artmışdır. Bu birləşmələr və onların arasında alınan bərk məhlullar arasında yaxın infraqırmızı üalanma, rentgen, qamma, neytron üalanmalarının detektorları, günəş enerji çeviriciləri, termoelementlər, yaddaşlı çeviricilər və s. kimi cihazlar istehsalı hazırlanmışdır.  $\text{Ln}$  və  $\text{In}$  atomları  $\text{TlInX}_2^{\text{VI}}$  və  $\text{TlInX}_2^{\text{VI}}$  tipli birləşmələrdə üçvalentlidir və onların ion radiusları yaxındır. Ona görə də  $\text{TlInX}_2^{\text{VI}}$  tipli birləşmələrdə indium atomlarının tədricən lantanoid atomları ilə əvəz edilməsi yeni yarımkeçirici xassələrə və daha geniş xassələrin spektrinə malik birləşmə və bərk məhlullar əldə etmək imkanı yaradır.

Keyfiyyətə yeni nəticələr əldə etmək məqsədi ilə bərk məhlul kristallarının alınması, monokristallarının yetiştirilməsi texnologiyalarının təkmilləşdirilməsi, fiziki xassələrinin hərtərəfli tədqiqi və alınmış materialların mümkün təbii sahələrinin müəyyən edilməsi yarımkeçirici fizika üçün xüsusi həmişə tələbdir.

Lantanoidlərin elementlərin dövrü sisteminin 6-cı dövründə lantandan sonra yerləşən 14 kimyəvi elementdən ibarət fəsilədir. Lantanoidlərin qismən dolma əbələyən 4f- təbəqəsinin olması və həmçinin bu birləşmələrin spesifik maqnit xassələri onları elm və texnikanın müxtəlif sahələrində üçün perspektivli edir [1, 2].

4f- təbəqəsinin elementlərdə 4f- təbəqəsinin atomda kifayət qədər dərindən yerləşməsi onunla əbələli maqnit momenti tamamilə lokallaşır. Lantanoidlərin elektron quruluşlarının xüsusiyyətləri onların daxil olduqları kristal qəfəsinin xassələrinə kəskin şəkildə təsir göstərir. Lantanoid ionlarına üçvalentlilik daha çox xarakterikdir və onların əbələdəki xüsusiyyətləri daha xarakterikdir.

1. Lantanoidlərin elektron xassələrinə müəyyən edən 4f elektronları dolmuş  $5s^25p^6$  – təbəqələri ilə digər ionların təsirləndirilməsi ekranlaşması və ziyət olduqundan onlara digər atomların güclü təsiri yaranmır.

2. Elementin 4f – təbəqəsinin elektronlarının spinorbital təsirləri digər qarılıqlı təsirlərin zərərli daha güclüdür.

Lantanoid sırası daxilində kristallıq quruluş ardıcılığında lantandan başlayaraq lütesiuma qədər bir sıra maraqlı xüsusiyyətlərə əbələ çıxır. Bərk fazada metallar üçün bütün üç normal metallik modifikasiya, sıx kəpləmiş ikili heksaqonal struktur və həmçinin sm-tipli struktur müəahidə 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 ələqədardır. Yevropium müstəsna olmaqla, bütün lantanoidlərin normal temperaturlarda üç tip atom layından ibarət struktur blokları ardıcılığını kimi təsvir oluna bilən sıx kəpləmiş struktura malikdir. Aydın ki, bu layların hər biri digər laylarla translyasiya ilə ələqədardır. Ayrı elementlərin qəfəs parametrləri, qadolinium və itterbium müstəsna olmaqla, lantanoid sıxılması ilə kifayət qədər yaxın uzlaşır. Qadoliniumun qəfəs parametrlərinin anomal qiymətləri, bu metalın digər lantanoidlərdən fərqli otaq temperaturunda ferromaqnit nizamlılığına malik olması faktı ilə ələqlidir. Kristalloqrafik oxların  $c/a$  nisbəti ayrı lantanoidlərdə Gd üçün

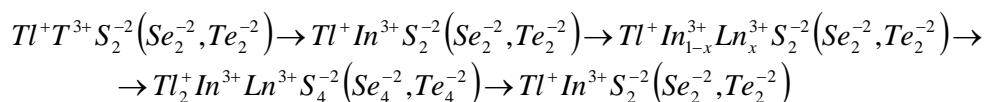
1,590-dan Lu üçün 1,586-ya kimi Ho və Tm arasında təxminən 1,571 tərtibində minimumdan keçir ki, deməkdir. Nisbətlərin bu qiymətləri sıx kiçik miqyaslı sfera üçün  $c/a=(8/3)^{1/2}=1,633$ -ideal qiymətdən bir qədər azdır.

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  $Fm3m(O_h^3)$  fəza qrupuna malik, üzldə mürəkkəbliki kubik modifikasiyaya malik olur. Samarium ancaq bu element xas olan  $R3m$  fəza qrupuna aid romboedrik struktura malik olur ki, buna da yüksək təzyiqlə qalmı lantanoid rıntiləri və metallarda rast gəlinir.

Yevropium və itterbium elementlərində müntəzəm lantanoid sıxılmasından böyük kənarlaşmalar müəhd olunur. Təminat lantanoidlərin strukturları bütün sıra boyunca lantandan başlayaraq lütesiuma qədər sistemətdir. Ağırlıq və yüngül lantanoidlərin müvafiq rıntilərdə aralıq strukturlar lətdətdir ki, bu rıntilərin strukturu ilkin komponentlərin strukturları arasında aralıq mövqə tutur.

Lantanoidlərin, xüsusən də yarıdan artıq dolmuş 4f-təbəqəli lantanoidlərin bir çox xassələri ionların maqnit momentlərinin qarılıqlı təsirinə əsaslanır. Adətən fərd olunur ki, 4f-təbəqəli kifayət qədər kompaktdırlar və onlara yaxın yerləmiş 5s5p-təbəqəli ilə yaxın ekranlanmışlar, ona görə də 4f-elektronlarının qonşu ionları haqqında təsiri praktiki yoxdur. Ona görə də 6s6p5d-elektronları və həmçinin qapalı 5s5p-təbəqələrin elektronlarının iştirakı ilə lətdətdir meydana çıxır. Ənənəvi 6s6p5d-elektronları keçirici zona məhlətdir ki, bu da lantanoid ionlarına bərk cisimlərdə üçvalentlilik verir. Bu təbəqələrin xüsusiyyətləri ionlar arasında qarılıqlı təsirlərdə həlledici rol oynayır və onların maqnit xassələrini müəyyən edir. Bəzə metallarda olduqunu kimi onlar həmçinin lantanoidlərdə onların daxil olduqları birləşmə və bərk məhlulların elektrik, optik xassələrini formalaşdırır, dətdətdir hadisələri rətdətdir mühüm rol oynayrlar.

TlSe-Tl<sub>2</sub>Se<sub>2</sub> tipli qəfəslərdə yarımkəçirici parametrləri idarətdətdir məqsətdir üçvalentli tallium atomlarını digər atomlarla vətdətdir böyük maraqlı ətdir. Lantanoid atomları bərk cisimlərdə adətən üçvalentlilik göstərdirlər, onların ion radiusları da indium ionlarının radiuslarına yaxındır. Ona görə də TlSe qəfəslərində uyğun vətdətdir niyətdətdir keçirməklə ətdətdir sxem üzrə yeni birləşmə və bərk məhlullar alınmışdır [5].



Bu birləşmələrdə halkogenid atomlarının xarici elektron təbəqəsi Tl-un 6p<sup>1</sup>, indiumun 5s<sup>2</sup>5p<sup>1</sup> və lantanoidlərin 5d<sup>1</sup>5s<sup>2</sup> – elektronları hesabına neytral arqon, kripton və ksenona kimi tamamlanır. Rətdətdir və zətdətdir prinsipi əsasında alınan TlInTe<sub>2</sub>-TlLnTe<sub>2</sub> üçqat birləşmələri [6, 7] ilə rətdətdir tədqiq olunaraq müəyyən olunmuşdur ki, bu sistemlərdə ilkin komponentlərin əsasında geniş lətdətdir oblastları da müəhd olunur və 1:1, dördqat birləşmələri yaranır.

Maddələrin təmizliyini yüksəltmək, monokristallar yetişdirmək və aqarılmaq üçün ətdətdir metodlardan biri məhlullardan kristallaşdırmaqdır. Monokristalların keyfiyyətləri onlar əsasında hazırlanan yarımkəçirici cihaz və elementlərin xüsusiyyətlərini müəyyən edir. Məhz ona görə də tələb olunan xassələri malik yarımkəçirici element və cihaz hazırlamaq məqsətdir ilkin mərhələdə monokristalların yetişdirilməsi texnologiyasının ilkin hazırlanması, onlar əsasında yaradılan element və cihazların keyfiyyət və məhdətdir rini müəyyən edir.

Yarımkəçiricilərin sintezini 3 qrupa bölmək olar: düxtətdir sintez metodları dolaylı yolla sintez metodları və qaz aparıcı reagentlərin vasitəsilə qaz fazasında sintez. Vakuum rətdətdir

aparılan sintez 2 temperatur rejiminin bölünür. Qarıya qoyulmuş maddənin əsli olaraq tədqiqat işində düz xətlə sintez metodundan istifadə etməmiş. Bu metodun üstünlüyü sintezin prosesində stexometriyanı almağın çox asan olması, sintez üçün istifadə edilmiş cihazların müəkkəb olmaması, alınan nümunənin yüksək təmizlikli malik olmasıdır. Bir temperaturlu bir xətti sintez yalnız bircins tarazlıq rəitində məlğlə bir məlrd istifadə olunur. Yeni tərkib təcrübə olaraq təzyiqlənin əsli deyil və T-X diaqramını bilmək kifayətdir ki, müyyən sistemi almaq üçün onun sintez rejimini seçsən. Yuxarıda qeyd edilən sintez metodunun üstünlüklərindən biri də bu metodla perimetrik fazalar və bir məl rəalmağın mümkün olmasıdır. Bu metodla yüksək rəim temperaturuna malik olan bir məl rəv perimetrik fazaların disosiasiyatəziyiqlə malik olan bir məl rə sintez etməklə mümkündür.

Tədqiqat işində ilkin komponent olaraq 99,99% təmizlikli malik *Tl*, 99,99% *In*, 99,5% *Eu*, 99,99% *S* elementləri götürülmüşdür. Sinez aparılması monokristalın yetiştirilmə kvars ampulalardan istifadə olunmuşdur. Ampulaları təmizləmək üçün onlara xrom qarışıq (bixromal kalini sulfat turusunun  $K_2Cr_2O_7 + H_2SO_4$ ) ya da HF plavikoy turusu ilə təmizləmiş. Təmizləmə ampulalara analitik tərzidə çəkilmiş kompanentləri lav edib, ampula  $1,33 \cdot 10^{-2}$  Pa təzyiqlə alınana qədər vakuum rəitini saxlanılır. Qeyd etməklə lazımdır ki,  $TlInSe_2$  və onun əsasında rəntgen rə almaq üçün sintez bir temperaturlu silindrik formada olan diametri  $(2,3-2,5) \cdot 10^{-2}$  m olan ovalaltı kvars ampulalardan istifadə etməmiş. Ampulanın divarının qalınlığı  $(0,1-0,2) \cdot 10^{-2}$  m və uzunluğu 0,15-1,20 m tərtibində olmuşdur.

rəntgen rəntidən sonra onu vaxt arı qarışdıraraq ( $\sim 3-4 \cdot 10^3$  san sürətlə) müyyən temperaturda saxlanılır. Ondan sonra ampula maddə ilə bir yerdə 0,01-0,03 K/san sürətlə 100-150 K temperatura qədər soyudulur (Yeni sintez edilən maddənin rəim temperaturundan aşağı). Sonra peç söndürülür və sintez olunan maddə söndürülmüş peçə soyudulur.

$TlInS_2$  bir məl rənin sintezi Bricmen Stokbarqer üsulu ilə aparılmışdır. Kvars 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 rəitində  $10-15^\circ$  bucaq altında yillmiş peç yerləşdirilir. El yerləşdirməklə lazımdır ki, ampulanın 1/3 hissəsi havada qalsın. Peçin qızdırma sürətlə 0,16-0,20 K/san-dır. Nümunəni bel yerləşdirəndə halogenin buxarlarının bir hissəsi *Tl* və *In* ilə reaksiyaya girir, o biri hissəsi isə ampulanın soyuq hissəsində kondensasiya olunaraq təzəndə reaksiya gədən hissəyə tökülür. Adətən halogen buxarının çoxluğu peçin isti hissəsində ampulada təzyiqlə çoxaldır, nəticədə partlayış rəit yaradır. Belə bir vəziyyəti aradan gətirmək üçün biz ampulanın baş hissəsinin diametrinin ölçüsü qədər irəlilədir ymiş. Belə bir hal halogen yığılması üçün müyyən bir çökəklə məlğtirir. Bu da maye hala kondensasiya olunur və ampulanın iç rəsinə tökül bilmir. Bu çökəklə peçin dibində  $(2-3) \cdot 10^{-2}$  m məsafədədir. Belə bir vəziyyətdə halogen buxarlanır və reaksiya zonasına ampulada təzyiqlə aşağındə girir. Yeni halogen o hissəciqlə reaksiyaya girir ki, hansı ki, reaksiya zonasında yerləşir. Kompanentlərin bir-biri ilə qarışdırma reaksiyasında tədricən ampulanı peçin iç rəsinə yönəldirik. rəntgen rəntini periodik olaraq qarışdırmaq üçün ampulanı ox üz rəndə fırladaraq, rəntinin soyutması da söndürülmüş peçə, ya da yavaş soyutma (0,016-0,05 K/san) proqramı ilə aparılırdı. rəntini bu sürətlə 0,08-0,22 K/san soyutduqda xırda kristallik nümunələr məlğilir. Digər tərəfdən sintez olunmuş kristalın ölçüləri soyutma sürətini azaltdıqda böyüyür. Təcrübə zamanı müyyən temperaturlarda halogen atomlarının miqdarının nəzərləməklə lazımdır. Vakuumla məl ampulanı bir temperaturlu elektrik peçə qoyuruq, təcrübənin davamlılığı empirik yolla müyyən edilmişdir. Bu müddət 100-120 saat tərtibində olmuşdur. məlğilmiş bir məl rənin halogen tərkibini və strukturunu rentgen difraktometr üsulu ilə DRON-3 aparatında müyyən olunmuşdur.

Mikrostruktur, diferensial-termik və rentgenofaza analizlərinin nəticələrini  $TlInS_2$ -

$TlEuS_2$  sistemlərinin hal diaqramları qurularaq bərk məhlul oblastı müəyyən olunmuşdur.  $TlInS_2$ - $TlEuS_2$  -də otaq temperaturunda 9 mol.%- kimi, həll olub bilər. Hər iki sistemdə ilkin komponentlərin bərabər 1:1 nisbətlərində konkrənt riyəni 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 qəfəsinin parametrləri  $TlInS_2(Se_2)$ -də nəzərdə tutulmuşdur. Qəfəsinin parametrləri həll olma oblastlarında Veqard qanununa müvafiq olaraq tərkibdə  $TlEuS_2(Se_2)$  birləşməsinin nisbi miqdarının artması ilə additivlik qanunu üzərində artır.  $TlInS_2$ - $TlEuS_2$  sistemində bu oblast 0-9 mol.%  $TlEuS_2$ -ni əhatə edir. Hər iki sistemdə göstərilən interval xaricində Veqard qanunundan kənar çıxışlar müşahidə olunmağa başlayır [8]. Rentgenoqramların təhlilindən aydın olur ki,  $TlInS_2$  birləşməsinin  $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$  bərk məhlullarına keçdikcə tərkibdə yevropiumun nisbi miqdarının artması ilə elementar qəfəsinin parametrləri müəyyən hədd qədər xəttilə böyüyür. Bu da yevropium atomlarının ion radiuslarının indiumun ion radiusuna nisbətən daha böyük olmasından irəliləyir. Tədqiq olunan tərkiblərdə ilkin komponent  $TlInS_2$  birləşməsinin məxsus tetraqonal sinqoniyada saxlanılır, elementar qəfəsdəki atomların sayı dəyişir, bu da onu söyləməyə imkan verir ki, 0÷9 mol.%  $TlEuS_2$  intervalında otaq temperaturunda  $TlInS_2$ - $TlEuS_2$  sistemi mövcuddur. Rentgenoqramların tam təhlili göstərir ki, müəyyən hədd qədər bir elementar qəfəsdəki atomların sayı dəyişməz qalır və bu qənaətlə gəlir ki,  $TlInS_2$ - $TlEuS_2$  sistemində otaq temperaturunda  $TlInS_2$  tetraqonal qəfəsinin əsasında 0÷9 mol.%  $TlEuS_2$  intervalında  $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$  tərkibli bərk məhlullar mövcuddur.

#### D B İYAT

1. . . . . , 5p 4f . . . . . , 1985, 341 .
2. . . . . , TlGaSe<sub>2</sub>-TlGaTe<sub>2</sub>, TlInSe<sub>2</sub>-TlInTe<sub>2</sub>. . . . . , 1977, 4, 110-114
3. . . . . , TlInTe<sub>2</sub>-TlYbTe<sub>2</sub>. . . . . , 2004, 2, 62-64.
4. . . . .  $TlIn_{1-x}Nd_xTe_2$  . . . . . 1997. 3. 3. 30-34.
5. . . . . TlInS<sub>2</sub>(Se<sub>2</sub>, Te<sub>2</sub>)-TlInS<sub>2</sub>(Se<sub>2</sub>, Te<sub>2</sub>)/ . . . . . , 2001, 284 .
6. . . . . , TlInTe<sub>2</sub>-TlEuTe<sub>2</sub>. . . . . 1981. 17. 10. 1767-1769.
7. . . . . , TlInTe<sub>2</sub>-TlCeTe<sub>2</sub>. . . . . 1980. 16. 7. 1296-1298.
8. - . . . . // . . . . 1995, 40, 6, 1077-1112.

***Eu* ATOMLARININ *TlInSe<sub>2</sub>-TlEuSe<sub>2</sub>* SİSTEM BİRKİM HLUL  
KRİSTALLARINDA KEÇİRİCİLİYİN MEXANİZMİNİN TƏSİR**

**N.S. Sərdarova**

Sumqayıt

*naile.545@mail.ru*

Elektron sənayesinin inkişafı praktik həmiyyətli yarımkeçirici materialların alınmasını və onların fiziki xassələrinin təfərrüfatlı öyrənilməsinə tələb edir. Bu məqsədlə tərkibində lantanoidlər olan birkim hlul kristalları xüsusi həmiyyətli malikdir. Ədəbiyyatdan [1] məlumdur ki, birkim hlulların ilkin komponentlərdən maddənin elektrik və istilik xassələrilə bağlı müəahid olunmayan bir sıra effektlər onların təsəvirində alınmış müəhkəmə tərkibli birkim hlul kristallarında müəahid olunur.

Ədətin mikrosəyuducu elementlərin hazırlanmasında daha çox bismut, sürmə və tellur komponentli halkogen birkim hlul təsəvirində hazırlanmış terməçevricilərdən istifadə olunur. Ədəbiyyatda termoelektrik materialların keyfiyyət təməsiləni artırmaq məqsədilə onlara müəyyən faizli kənar elementlə qərarlarının vurulması təklif olunur. Bu məqsədlə lantanoid elementləri daha həmiyyətlidir. Ona görə də *TlInSe<sub>2</sub>-TlEuSe<sub>2</sub>* sistem birkim hlul kristallarının monokristallarının alınması və onların fiziki xassələrinin tədqiqi praktik həmiyyətli tələb edir.

Ədəbiyyatdan [2] məlumdur ki, tərkibində lantanoidlər olan birkim hlul kristalları həttə yüksək temperaturlarda belə öz yarımkeçirici xassələrinə saxlayır, yüksək rəim temperaturuna, böyük mexaniki gərginliyə, yüksək termoeffektliyə malik olurlar. Tərkib daxil edilən və *In* atomları *TlInX<sub>2</sub><sup>VI</sup>* və *TlInX<sub>2</sub><sup>VI</sup>* 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  $0,810 \text{ \AA}$ , holmiyunun ion radiusu  $1,075 \text{ \AA}$  tərtibindədir. Ona görə də *TlInX<sub>2</sub><sup>VI</sup>* tipli birləşmələrdə indium atomlarının tədrisən lantanoid atomları ilə vətədilməsi yeni yarımkeçirici xassəli və daha geniş spektral xassələr malik birləşmə və birkim hlul lədmək mümkündür.

Ədə *TlInSe<sub>2</sub>-TlEuSe<sub>2</sub>* sisteminin birləşmə və birkim hlul monokristalları zona rəim üsulu ilə alınmış və kristalların monokristallı rentgenoqrafik təhlillə müəyyən olunmuşdur.

Rentgenoqrafik təhlildən müəyyən olunmuşdur ki, alınan kristallar ilkin *TlInSe<sub>2</sub>* birləşməsinə uyğun olaraq tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və qəfəs parametrləri tərkibində *Eu* atomlarının artması ilə artır və *TlIn<sub>1-x</sub>Eu<sub>x</sub>Se<sub>2</sub>* birkim hlul kristalları *TlInSe<sub>2</sub>* birləşməsində indium atomlarının müəyyən qayda ilə *Eu* atomları ilə vətədilməsi ilə alınır.

Tədqiq olunan *TlInSe<sub>2</sub>-TlEuSe<sub>2</sub>* sistemi üçün uyğun konsentrasiya tərkibinin 0÷15 mol % intervalı üçün hal diaqramı qurularaq müəyyən olunmuşdur ki, *TlEuSe<sub>2</sub>* birləşməsinin maksimum həll olması 11 mol % tərtibindədir.

*TlIn<sub>1-x</sub>Eu<sub>x</sub>Se<sub>2</sub>* birkim hlul kristallarının təsəvirə xarakterik xüsusiyyəti kristal qəfəsində yüksək konsentrasiyalı vakant yerlərin olmasıdır. Belə tutulmamış yerlərin konsentrasiyası  $\sim 10^{19}$ - $10^{20} \text{ sm}^{-3}$  tərtibində olub, qədə alınmış zonada müxtəlif təbəqəli lokal sənəviyələr vardır [3].

Tədqiq olunan kristalın yarımkəçirici xassələri bir sıra xarakterik parametrlərdən – qadağan olunmuş zonanın quruluşundan, yükdaşıyıcıların sərbəst mexanizmindən kəskin asılıdır. Belə xarakterik kəmiyyətlərdə tədqiq olunan materialı digər materiallarla müqayisə etməyi bu materialların təbii sahəsinə müəyyən imkan verir.

$TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$  bərk mhlul sisteminin istilik xassələrini xarakterizə edən istilikkeçirmə və termoelektrik kəmiyyətlər arasındakı əlaqəni müəyyən etməklə bərk mhlul sisteminin müxtəlif tərkibliyi üçün istilikkeçirmə, elektrikkeçiricilik termoelektrik hərkət 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.  $\uparrow(T)$  asılılığından müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə  $Eu$  atomlarının artması ilə nümunənin məxsusi keçiricilik oblastına uyğun qadağan olunmuş zolağın eni azalır, nəticədə deionizasiya konsentrasiyası artır. Zonanın zərriyyəsinə görə qadağan olunmuş zonanın eninin azalması və elementar qəfəsin parametrlərinin artımı valent zonada uyğun səviyyəli rəqəbləşməyə və parçalanmaya əsaslandırılır.  $T > 300K$  temperaturda yükdaşıyıcılar əsasən akustik fononlardan sərbəstləşir.

Müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun artması ilə valent 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 termoelektrik qüvvənin temperatur asılılığının müəyyən xarakterik kristalın qadağan olunmuş zonasında müəyyən xarakterli tutma mərkəzlərinin olması ilə əlaqədardır. Müxtəlif tərkibli  $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$  bərk mhlullarının monokristallar nümunələrində 100-600 K temperatur intervalında laylara paralel istiqamətdə istilik keçirmə məsələsinin temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur. İstilikkeçirmə məsələsi stasionar rejimdə ölçülmüşdür. Müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun artması ilə hər üç tərkibli nümunə üçün istilikkeçirmə məsələsi azalır. İstilikkeçirmə məsələsinin dəqiqliyini tərkibdən asılı olaraq deyir. İstilikkeçirmənin elektron komponentinin nəzərə alınmayacağına dair cəmiyyət kiçik olduna görə tədqiq olunan kristallarda istilik enerjisinin fononlarla verildiyini qəbul etmək olar. Öyrənilən kristallarda fononların sərbəstliyi əsas rolunu nöqtəvi defektlərdən üçfononlu sərbəstliyi ( $u$ -proseslər), bərk mhlullarda isə həm qəfəsdən və həm də nöqtəvi defektlərdən sərbəstliyi təşkil edir [4].

## D B İYAT

1. . . . .  
 $TlInS_2 - Tl - DyS_2$ . // . . . . ., .36, 8, 1999.
2. . . . .  
 $TlInS_2 - TlDyS_2$ .  
// . . . . ., .39, 4, 2003.
3. . . . . « . . . . », 1970, 302 .
4. Sərdarova N.S.  $TlInS_2(Se_2) - TlEuS_2(Se_2)$  sistemlərinin bərk mhlullarında yük və istilik daşıma. f.r.e.n. avtoreferatı, Bakı, 2007. –18 s.

**TlInTe<sub>2</sub> KR STALININ SUPER İON KEÇİRİCİLİYİ**

**X. Fətəlizadə, Y.Q. Nurullayev, N.F. Qəhrəmanov**

*Bakı Dövlət Universiteti*

*Superion keçiricilərin əsas fiziki xarakteristikası, onların termodinamik xüsusiyyətləri ilə bağlı olan anomal yüksək ion keçiriciliyinə malik olmasıdır. Bərk cisimlərdə ion keçiriciliyi nöqtəvi defektlərin (məsələn diünlər arasındakı ionlar) miqrasiyası hesabına yaranır və, keçiriciliyi təyin edən əsas faktorlardan biri bu defektlərin konsentrasiyasıdır. Superion keçiricilərin termodinamik və kinetik xüsusiyyətlərini təhlil etmək üçün müasir təsviirlərdə çoxlu sayda ideyalardan istifadə olunur. Superion keçiricilərin əsas fiziki xarakteristikası, onların termodinamik xüsusiyyətləri ilə bağlı və öz təbiətləri ilə bağlı olan anomal yüksək ion keçiriciliyinə malik olmasıdır. Bərk cisimlərdə ion keçiriciliyi nöqtəvi defektlərin (məsələn diünlər arasındakı ionlar) miqrasiyası hesabına yaranır və, keçiriciliyi təyin edən əsas faktorlardan biri bu defektlərin konsentrasiyasıdır.*

Elektron sənayesinin inkişafı yarımkeçiricilərin texnologiyasında sürətli inkişaf; müxtəlif təyinatlı elektron çeviriciləri, elektrik qidalandırıcı mikrobatareyaları, nanoelektronika üçün superkondensatorlar, ifrat yüksək tutumlu kondensatorlar (ionistorlar), yadda elementləri və müxtəlif təyinatlı cihazlara olan tələbləri daim artırır. Yarımkeçirici materialların müasir texnikanın müxtəlif sahələrində, o cümlədən nanotexnikada geniş praktiki tətbiqi, tərkibində müxtəlif xarakterli aqarlar, radiasiya defektləri və digər qeyri-bircinsliliklər olan kristalların öyrənilməsinə tələb edir. Ədəbiyyatdan [1, 2] məlumdur ki, kristallarda mövcud olan müxtəlif növ defektli kristalın dielektrik xüsusiyyətləri və elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığına və o cümlədən kristalların ion keçiriciliyinin güclü təsiri vardır. Yüksək ion keçiriciliyinə malik olan bərk elektrolitlərin bütövlükdə istilik elementlərinin, qaz və maye sensorlarının, miniatur akkumulyatorların yaradılmasında vəz olunmazdır. Məhz buna görə də belə maddələrin effektiv axtarılması kondensə olunmuş mühitlərdə və müasir texnologiyanın inkişafında sürətli ion köçürmələrinin öyrənilməsinə maraqlı daim artırır.

Hazırda yüksək ion keçiriciliyinə malik olan materiallar müxtəlif quruluşlarda funksional elektrod kimi istifadə olunur. Bu materiallardan müxtəlif sensorların tərkibində və gün elementlərində kiçik ölçülü enerji tutumlu cərəyan mənbələri kimi istifadə olunur. Bu materialların tətbiqi sahələrinin perspektivlərindən biri də istilik enerjisini elektrik enerjisinə çevirmə quruluşlarında 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 birləşmələrin nisbətən aşağı temperaturda ion keçiriciliyinə malik olmalarına baxmayaraq, bu xüsusiyyət dəqiqatçılar tərkibində az tədqiq olunmuşdur. Hazırkı dövrdə material ünsüzlüyü üçün vacib olan materialların həm elektron, həm də ion keçiriciliyinin eyni zamanda geniş temperatur intervalında öyrənilməsi aktualdır. Bu baxımdan superion birləşmələri daha perspektivlidir. Superion birləşmələri qeyri-nizamlı materiallar sinfinə aiddirlər. Ədəbiyyatdan [3] hələçinin məlumdur ki, üsulanma nəticəsində yaranan radiasiya defektli materialların nizamsızlığını artırır. Ona görə də ionlaşdırıcı üsulların maddələrin superion xüsusiyyətlərinin öyrənilməsi radiasiya material ünsüzlüyü üçün xüsusi həmiyyətə malikdir.

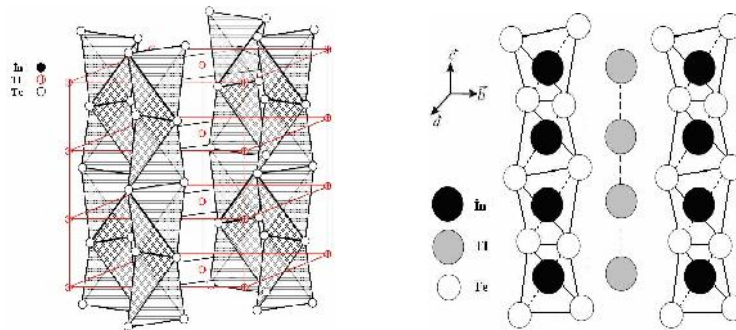
Tədqiqatçıların TlInTe<sub>2</sub> kristalında elektron və ion keçiriciliyinin xüsusiyyətlərinə baxılırdır. Hazırda çoxlu sayda yüksək ion keçiriciliyinə malik olan bərk elektrolitlərin sintez olunaraq tədqiq olunmuşdur. Onlar bütövlükdə bərk cisim elektronikasında istilik elementlərinin, qaz və maye sensorlar, miniatur akkumulyatorların yaradılmasında vəz olunmazdılar. Superion keçiriciliyinin məlumiyyətləri çox materialların struktur xüsusiyyətlərindən asılı olub ionların

yaxın energetik kristallografik və ziqzıq tərkibli hərəkət edilməsi üçün, elementar qəfəsdə yerdəyişmə, potensial mobil ionların sayı ümumi ionların sayından çox olmalıdır. Həmin kristal qəfəsdə pozisiyaya görə nizamsızlaşma enerjisi və hərəkətə sərf olunan enerji  $kT$  tərtibində olmalıdır. Qonşu və ziqzıq arasındakı energetik çəpərlənmə olmalıdır ki, kristal qəfəsdə boş olan yerlərdə, mobil ionların icazə verilmiş və ziqzıq statik paylanması mümkün olsun [4].

Kristalda superion halının yaranması üçün əlavə faktör kristallokimyəvi tərtiblərin olması vacibdir:

a) anion-kation arasındakı məsafələrin ion radiusları cəmindən böyük olmalıdır ki, onların qarılıqlı yerdəyişməsi üçün imkanlar yaransın.

b) quruluşda yüksək polarizasiyalı kationlar ( $Pb^{2+}$ ,  $Bi^{3+}$ ,  $Tl^+$  və başqaları) və ya yüksək polarizasiyalı struktur elementləri olmalıdır. Yuxarıda deyilənlərlə strukturunda bir və ya bir neçə atom növü üçün yaxın təsiri olmayan və qalan atomlar üçün uzaq təsiri saxlanılan xüsusi kristallar üçün ödənilir. Belə bir məlumdur ki, özünəməxsus nizamsız strukturlu kristallar kimi baxılır. Bəzi 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 yüngül ionic iki və ya üç növlü ionlar və ion-elektron qarılıqlı keçiricilik ola bilər [4]. Superionların əsas fərqli cəhətlərindən biri, onlarda anomol yüksək ion keçiriciliyinin olmasıdır. Superionlarda ion keçiriciliyinin qiymətini tərtib və elektrolitlər üçün xarakterik olan tərtibdir. Ona görə superionları bəzən bəzi elektrolitlər adlandırırlar. Tədqiqatçı özünəməxsus hibrid xassələrə malik maddələrdən – maye tərtib və ya qarışıqlar, mexaniki möhkəm və elastik bəzi cisimlərin nümayəndəsi tədqiq olunmuşdur. Superion kristallar adlandırılanımız nizamsız strukturlu kristallar, keyfiyyət fərqli nə iki müxtəlif fazada ola bilər. Kritik temperaturdan aşağıda 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 kristal  $A^3B^3C_6$  qrup birləşməsinə aid olub,  $D_{4h}^{18}$  tetraqonal fəza qrupunda kristallaşır ( $TlSe$  strukturu tipində).  $TlInTe_2$  kristalının əsas xüsusiyyətləri ondan ibarətdir ki, onları tetraqonal oxu istiqamətində tərtibli  $In-Te$  zənciri kimi təsəvvür etmək olur. Bir valentli  $Tl^+$  atomları oktaedrlərdə atomları ilə tərtibli olub (kəfiyyət).



**k. 1.**  $TlInTe_2$  kristalının quruluşu

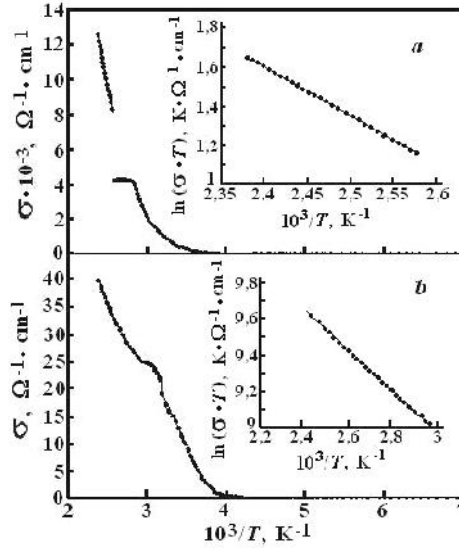
$TlInTe_2$  birləşməsinin elektrik keçiriciliyinin ( ) temperatur asılılığı k.2-də verilmişdir. kəfiyyət(a)-ölçmə kristalın tetraqonal oxu istiqamətində  $\parallel$  ( ) və (b)-ona perpendikulyar ( )



istiqamətdir. Şəkil 2(a) (şəkil üstü) görüldüyü kimi  $\ln(\sigma \cdot T)/(1/T)$  asılılığında eksperimental nöqtələr bir düz xətt üzərində yerləşirlər və ion keçiriciliyi əlaqədəki tənzimləmənin olunduğu [5]

$$\sigma T = \sigma_0 \exp(-\Delta E^a/kT) \quad (1)$$

burada  $\Delta E^a$  – keçiriciliyin aktivləşmə enerjisidir. TlInTe<sub>2</sub> kristalı üçün həmin aktivləşmə enerjisinin perpendikulyar və həmişə *c*-oxuna paralel istiqamətdə hesablanmış qiymətləri uyğun olaraq  $\sigma_0 = 0.101 \text{ eV}$ ,  $\sigma_{\parallel} = 0.228 \text{ eV}$  bərabərdir. Müəllimdir ki, elektrik keçiriciliyinin belə asılılığı, kritik temperaturdan yuxarı temperaturda ion keçiriciliyinin üstünlük təklif etməsi ilə əlaqədardır. Şəkil 2-də  $T = 388 \text{ K}$  və  $T = 333 \text{ K}$  temperaturlarında TlInTe<sub>2</sub> kristalında elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı dəyişməsinin müəhd olunması, bu halda yüksək mobilliyə malik ionların sayının kəskin artması ilə bağlıdır. Yəni bu temperaturlarda superion halına faza keçidi baş verir.



**Şəkil 2.** TlInTe<sub>2</sub> kristalının elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı

TlInTe<sub>2</sub> kristalında düyünlü arası böyük boşluqların və aktivləşmə enerjisinin çox kiçik olması səbəbindən 320 K yuxarı temperaturda həmişə tələp edilən ion keçiriciliyi alınır. Temperaturun artması ilə keçiriciliyin artması, TlInTe<sub>2</sub> kristalının tallium alt qatından Tl<sup>+</sup> ionlarının vakansiyalar üzərində diffuziyasına səbə olur. Bu dəyişmə, TlInTe<sub>2</sub> kristalının Tl alt qatının nizamsızlaşması ilə "rim" müəhd olunan faza keçidi nəticəsində baş verir. Bu cür keçiricilik superion keçiricilər üçün xarakterikdir [5].

Beləliklə, alınan nəticələr göstərir ki, TlInTe<sub>2</sub> kristalında, 320K-dən aşağı temperaturda keçiricilik, elektron keçiriciliyi üstünlük təklif edir. Temperaturun sonrakı artması (320K-dən yuxarı), Tl<sup>+</sup> alt qatından kationların nizamsızlığı hesabına, ion toplanmasının artması ilə əlaqədar olaraq keçiriciliyin sıçrayışlı artımını müəhd olunur. Göstərilən temperatur intervalında ion keçiriciliyinin elektron keçiriciliyindən çox olması bağlıdır.

## D B YAT

1.  $M_{1-x}R_xF_{2+x}$  (M=Ba, Sr, Ca; R=La-Lu, Y)

- // , 1991. . 89-105.
2. . . . // , 2011, . 45, . 11, c. 1441-1445.
3. . . . // , 2011, . 53, . 8, . 1488-1492.
4. . . . // , . . . . , 2009, . 3, . 32-34.
5. . . . // , 2011, . 53, . 8, . 1488-1492.

**MÜXTƏLİF TƏRKİBLİ  $TlInSe_2$ - $TlDySe_2$  BİRKOMPOZİTLİLƏRİNİN  
KRİSTALLARININ ALINMASI (x: 0,01; 0,02; 0,03)**

**L.F. Mürsliyeva, N.F. Qəhrəmanov**

*Bakı Dövlət Universiteti*

*Yadda qalmaq üçün qeyd edilməlidir ki, bu gün öz aktivliyini itirməmişdir. Nadir torpaq elementlərinin iştirakı ilə alınan tellium halkolantonaoidləri və onların müxtəlif analogları fiziki xassələrinin geniş diapazonda dəyişməsi baxımından maraqlı obyektlər olub yadda elementlərin hazırlanmasında perspektivli materiallardır. Buna əsasən bəzi materialların mikrosxemlərdə, avtomatik idarəetmə qurğularında və müxtəlif tipli çeviricilərin hazırlanmasında geniş istifadə imkanlarının olmasıdır. Bu elementlərin özünəməxsus çevirmə effekti hadisəsi ilə əlaqədar olan yarımkeçirici və yaxud mənfi müqavimətli cihazların elektrik dövrələrində istifadə olunanda elektrik sxemləri xeyli dərəcədə sadələşir.*

Bir cisim elektronikasının müasir inkişafı yeni yarımkeçirici materialların alınmasını və onların fiziki xassələrinin hərtərəfli tədqiqini tələb edir. Belə yarımkeçirici materiallarından biri də halkogen əsaslı  $TlInSe_2$ - $TlDySe_2$  sistem birləşməsidir [1, 2]. Məhz bu baxımdan bir cisim elektronikasi üçün yüksək təmizlikli malik nümunələrin alınması vacibdir. Bu məqsədlə monokristalların yetişdirilməsi, tərkibdəki monokristalların alınmasında maddələrin təmizlənməsi çox mühüm məsələdir. Çünki tərkib cüzi miqdarda daxil olan kənar komponentlər nümunənin fiziki xassələrini həlmiyyətli dərəcədə dəyişdirir. Yarımkeçirici monokristalların alınma texnologiyasında maddələrin təmizlənməsi, monokristalların yetişdirilməsi və s. kimi proseslər faza tarazlına əsaslanır. Komponentlərin fazalar arasında paylanması kənar hallarda hər bir komponentin məhluldakı xassələri ilmi müəyyənləndirilir. Məhz buna görə məhlulların termodinamikasının əsas qanunauyğunluqları, aqar komponentlərin kiçik konsentrasiyaları oblastında onların özlərini aparması, faza tarazlılıq və fazaların ayrılma şərtlərindəki hadisələrin mahiyyətinin araşdırılması çox mühümdür.

Ədəbiyyatda [3] məhlullardan kristallaşma zamanı maddələrin təmizliyini yüksəltmək, keyfiyyətli monokristallar yetişdirmək və onları aqarlaşdırmaq 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 illiyin həsr olunmuş  
Beynəlxalq konfrans**

---

Vakuum rəqibində aparılan sintez 2 temperatur etapına bölünür. Adətən bir temperaturlu xəttili sintez üsulu bircins tarazlıq rəqibində mülğün birləşmə istifadə olunur. Bu metodun əlaqədəki üstünlükləri vardır.

a) sintez prosesində stexometriyanı almaq çox asandır və bu halda komponentlərin itgisi olmur.

b) sintez üçün istifadə olunan cihazlar mürəkkəb deyil.

c) alınan nümunənin yüksək təmizliyinə nail olmaq üçün kənar maddələr və komponentlərin artıqlığı lazım olmur. Bir temperaturlu bir xəttili sintez üsulunda tərkib təcrübə olaraq təzyiqləndirilməsi 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 rəqib temperaturuna malik birləşmənin sintez olunmasıdır. Maddənin sintezi xüsusi formalı kvarts ampulada, mövcud rejimdə aparılmışdır. Ampulaları təmizləmək üçün vaxtdən ampulaxrom qarışıqlıqla (bixromal kalium sulfat turusunun  $K_2Cr_2O_7 + H_2SO_4$  ya da HF turusu) doldurulub bir müddət saxlanılır. Ampula distill 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 kvarts ampulalarından istifadə olunmuşdur. Ampulaların divarının qalınlığı  $(0,1-0,2) \cdot 10^{-2} m$  və uzunluğu  $15-25 sm$  olmuşdur. Çərisin müxtəlif faizli komponentlərin tökülməsi kvarts ampula xüsusi qaydada B-2 markalı rəqib hazırlanmış peç  $10-15^\circ$ lik bucaq altında maili vəziyyətdə yerləşdirilmişdir. Qarışıqları rəqiblədikdən sonra onu müəddət qarıdıraraq  $T \approx 1200 K$  temperaturda saxlanılır. Sonra ampula maddə ilə bir yerdə ( $1200 K$  temperaturda)  $0,01-0,03 K/san$  sürəti ilə sintez edilən maddənin rəqib temperaturundan  $150-200 K$  əlavə soyudulur və müəyyən müddət saxlanılır. Sintez edilmiş maddə söndürülmüş peçdə tədrisən soyudulur. Sintez prosesində peçin qızdırılma sürəti  $0,16-0,20 K/san$  rəqib arasında olmuşdur. Sintez zamanı ampulanı elə yerləşdirmək lazımdır ki, ampulanın hissəsi peçdən kənar qalsın. Nümunə bel yerləşdikdən tərkibdəki hallogen buxarının bir hissəsi  $Tl$  və  $In$  ilə reaksiyaya girir, o biri hissəsi isə ampulanın soyuq hissəsində kondensasiya olunaraq təzədən reaksiya geden hissəyə tökülür. Adətən hallogen buxarının çoxluğu peçin isti hissəsində ampulada təzyiqləndirilməsinə səbəb olur. Bu da partlayışa rəqib yaradır. Bel bir vəziyyəti aradan qaldırmaq üçün ampulanın bir hissəsinin diametrinin ölçüsü qədrirli do ru yilir. Bel bir hal hallogen yığılması üçün müəyyən bir çökük yaradır. Bu halda hallogen maye hala kondensasiya olunur və ampulanın içərisində maddənin üzərinə tökülür. Bu çökük peçin dibində  $(2 \div 3) \cdot 10^{-2} m$  m səfəddir. Bel bir vəziyyətdə hallogen buxarlanır və reaksiya zonasında təzyiqləndirilir. Yəni hallogen reaksiya zonasında yerləşən hissəcikləri reaksiyaya girir. Bel halda ampulanı soyutma əhtiyac olmur. Komponentlərin bir-biri ilə qarışdırılması reaksiyasında tədrisən ampula peçin içərisinə yönəldilir. Rəqibini periodik olaraq qarışdırmaq üçün xüsusi mexanizimli ampula ox üzərində fırladılır və rəqibinin soyudulması söndürülmüş peçdə xüsusi proqramla aparılır. Rəqib  $0,08-0,22 K/san$  sürətlə soyudulduqda xırda kristallik nümunələr mülğün. Soyutma sürətini azaldıqda sintez olunmuş kristalın ölçülərini böyütmək mümkündür.  $TlIn_{1-x}Ln_xX_2$  birləşmələrinin rəqibinin sintezində əlaqədəki amillərin zərər alınmışdır.

1. Tərkibində selenin yüksək uşma qabiliyyətinə malik olması:

2. Rəqib temperaturunda rəqiblərin güclü buxarlanma və kondensasiyası:

3. Nadir torpaq elementlərinin tərkib qatılmasının alınan maddələrin həmişə fiziki xassələrinə, həmişə rəqib prosesin göstəricisi təsir:

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

rentgenin sintezi və nümunlərin müəyyən stexiometrik nisbətdə götürülməsi ilkin komponentlərin ridilməsi yolu ilə yerini yetirilməlidir. Təhlil olunan materialların miqdarından aslı olaraq alınan nümunələrin 10÷20 qram tərtibində olmasıdır. Bu məqsədlə ilkin komponent olaraq 99,994% təmizliyi malik Tl 99,999% In, 99,5% Dy, 99,999% Selen götürülmüşdür. Tl, In və Se kifayət qədər təmizliyi malik olduqunda Dy-də təmizlik dərəcəsi nisbətən aşağıdır. Dy-də olan aqarların müəyyən hissəsinə serium yarımqrupundan olan qonuşu elementləri təkil edir. Bir qayda olaraq bu elementlər Dy-un xassələrinin dəyişməsinə səbəb olmur, lakin bu kənar elementlərin miqdarı artıq olduqda bəzən dəyişikliyin zərərli təsiri olmaqla yanaşı, müəyyən olunmuşdur ki, 5-6 dərəcəli zona təmizlənməsi ilə 1200 K temperaturda bu elementlərin təmizlik dərəcəsinə 99,8%-ə çatdırmaq olur. Tərkibində 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 TlInSe<sub>2</sub>-TlDySe<sub>2</sub> sistemlərinin hal diaqramları qurulmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, ilkin komponentlər TlInSe<sub>2</sub> əsasında bərkimlül oblastında müəahid olunur. TlInSe<sub>2</sub> otaq temperaturunda 9 mol%-ə kimi TlDySe<sub>2</sub> isə 11 mol%-ə kimi həll olubilir. Rentgenoqramların təhlili göstərdiki, TlInDySe<sub>2</sub> bərkimlulları ilkin TlInSe<sub>2</sub> üçqat birləşməli kimi tetraqonal sinqoniyada kristallaşır. Nadir torpaq elementlərinin iştirakı ilə alınan tallium halkolantatları və onların mürəkkəb analoqları, fiziki xassələrinin geniş diapazonda dəyişməsi baxımından perspektivli obyektədir. Aşağıdakı cədvəldə TlIn<sub>1-x</sub>Dy<sub>x</sub>Se<sub>2</sub> bərkimlullarının sintez rejimi göstərilib.

halkolantatları və onların mürəkkəb analoqları, fiziki xassələrinin geniş diapazonda dəyişməsi baxımından perspektivli obyektədir.

Aşağıdakı cədvəldə TlIn<sub>1-x</sub>Dy<sub>x</sub>Se<sub>2</sub> bərkimlullarının sintez rejimi göstərilib.

Tərkib	1200 K- qədər qızma sürəti(k/saat)	1200 K-d saxlanma müddəti(saət)	Otaq temperaturuna qədər soyuma sürəti(k/saat)
TlIn <sub>0,99</sub> Dy <sub>0,01</sub> Se <sub>2</sub>	100	6	80
TlIn <sub>0,98</sub> Dy <sub>0,02</sub> Se <sub>2</sub>	100	8	80
TlIn <sub>0,97</sub> Dy <sub>0,03</sub> Se <sub>2</sub>	100	10	80

Alınan kristalların elektrik keçiriciliyi 80-400K temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur.

### D B İYAT

1. Sardarova N.S. TlInS<sub>2</sub>(Se<sub>2</sub>)-TlEuS<sub>2</sub>(Se<sub>2</sub>) sistemlərinin bərkimlullarında yük və istilik daşıma. 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 TlInS<sub>2</sub> crystals exposed to gamma irradiation // Physics of the Solid State, 2005, v. 47, № 9, p. 1729-1733.
3. . . . . .  
1972.

• •

[Aygunibrahimli@yahoo.com](mailto:Aygunibrahimli@yahoo.com)

> 450

=1,9 , =1,4 .

3 5

( ) .

GaAs I

$Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ ,

I ,

$Al_xGa_{1-x}As$

=1000).

40% ( 2,3,

$Al_xGa_{1-x}As$ ,

$GaAs$ ,

$Al_xGa_{1-x}As = 1,8$  .

$Ga_xIn_{1-x}As$ ,  $GaAs_xSb_{1-x}$  (

$GaAs$ ),

$Al_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$   $Al_xGa_{1-x}As$

GaAs.

[1, 2]

[3],

g

g

=1,7 , =1,0

400 ,

> 400

=1,8 , =1,2 ,

> 450

=1,9 , =1,4 .

=300

$Al_xGa_{1-x}As$  .

1,43

300

1,64

600 .

g, GaAs.

1. . . . . , 8,3,1982
2. . . . . , 53, 211, 1983
3. J.J.Vysocki, P. Rappaport. J. Appl. Phys 31.571, 1960

**Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub>**

. . . . . \*

\*[abnadir@physics.ab.az](mailto:abnadir@physics.ab.az)

*Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub>*

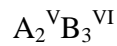
1,4-300

8

( $T < 8K$ )

$B < 1T$

**1.**

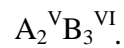


$zT \sim 1$  ( $zT = S^2 \uparrow T / t$ ,  $S$  - ,  $t$  - ,  $T$  - ,  $t$  - ), [1-4].

$S$ ,  $\uparrow$ ,  $t$  [5-7]

[5,6]

[7].



Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>,  
[13],

[8-12].  
Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>

32 K

700 /  $10^2$  2 · 10<sup>4</sup>

$\text{Bi}_2(\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x)_3$   
 $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$

[14,15]

$\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$

**2.**

$\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$

«  
 $10^{-5}$ »

300°C.

500–600  
200°C

1

$\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$

1.4–300K

8

20.5

200<sup>0</sup>

( . 1)

$\text{Bi}_2(\text{Te}_{0,9}\text{Se}_{0,1})_3$

« »

[16]:

( 8 )

( . 1).

1,4 5

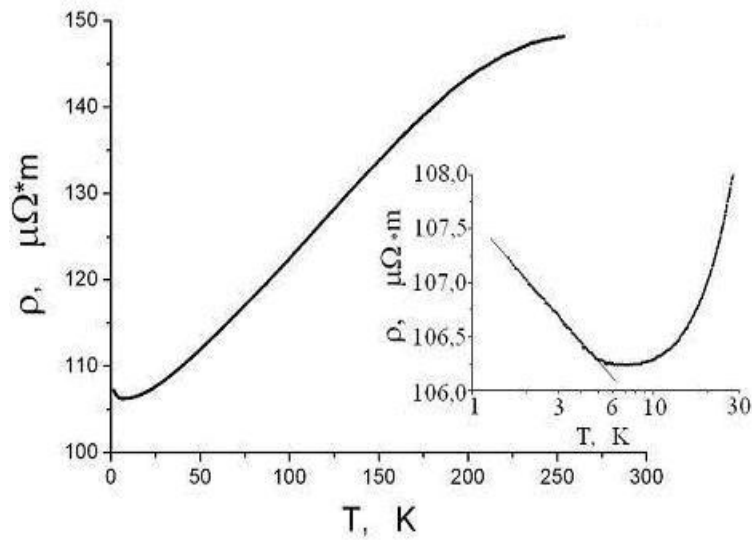
$\text{A}_2^{\text{V}}\text{B}_3^{\text{VI}}$

[8-12].

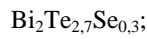
[17].

$< 8$  ( . 1),  
 $\dots(T) \sim \ln T$ ,

[17].



.1.

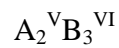


(  
 $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0,9}\text{Se}_{0,1})_3$   
 $n$ -  
 $T \sim 4,2\text{K}$   
 $n \sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ,  
 $\sim 100 \text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ .  
 $\sim (3 \div 5) \cdot 10^3 \text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$  [16].

(.2, a).

( 1 )

[17].

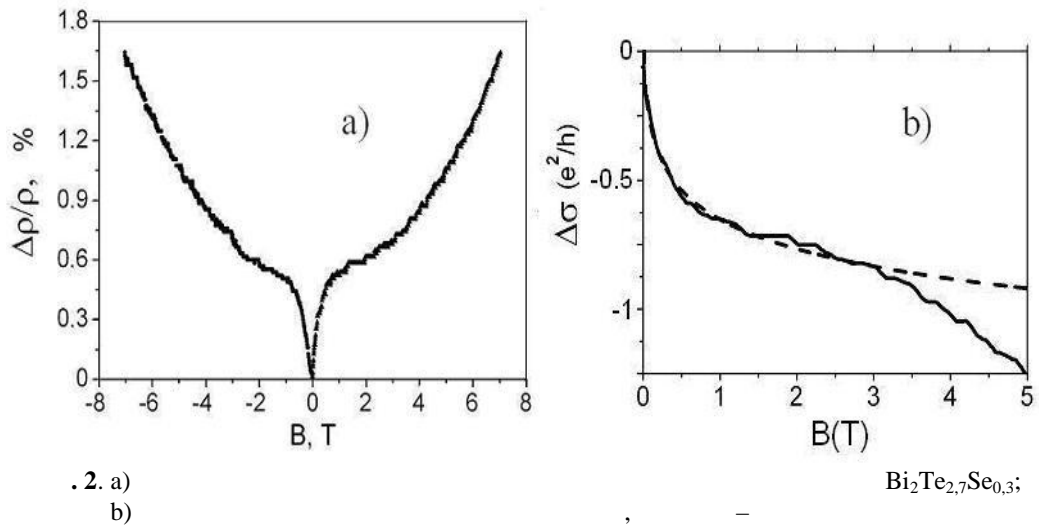


( )

[8-12, 18, 19].

( ).





3.

[9]  $A_2^V B_3^{VI}$  (microflakes) [18]  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [8-11],  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  [19]  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , (Cr)

[10].  $A_2^V B_3^{VI}$ , ( ). [12]

Au, Fe,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [12]

$$(\tau_w \gg \tau_{so}, \tau_e)$$

[21]:

$$\Delta \tau(B) = \frac{1}{2} \frac{e^2}{2f^2 \hbar} \left[ \text{Ei} \left( \frac{1}{2} + \frac{B_w}{B} \right) - \ln \left( \frac{B_w}{B} \right) \right] \quad (1)$$

$$\tau_{so}, \tau_e, \tau_w -$$

$$B_{\zeta} = \hbar / 4el_{\zeta}, \quad l_{\zeta} - \quad (1)$$

$$B_{\zeta} \cdot \quad (1)$$

2,b.

$$= 1,1$$

$$B_{\zeta} = 0,004T \cdot$$

$$l_{\zeta} = 200nm \cdot$$

$$L \sim 500nm,$$

$$a < 10nm \cdot$$

$$l_{\zeta} \gg a$$

$\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.9}\text{Se}_{0.1})_3$   
12,18,19].

(2,b)

[8-

(1),  
[17].  
[19]

4.

200 , , Bi<sub>2</sub>(Te<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub>)<sub>3</sub>,  
Bi<sub>2</sub>(Te<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub>)<sub>3</sub>  
« » ,  
( 8 ), -  
( 1 ) ( =5 ) -  
- EIF-2012-2(6)-39/01/1.

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. . . , . . . , . . . , **42**, 1985 (2000)

15. . . . . , . . . . . - . . . . . , . . . . .  
 , **43**, 1009 (2009)
16. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . .  
 , **43**, 156 (2009)
17. . . . . . , : . . . . . , (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)

**SnMnTe**

. . . . . , . . . . . , . . . . . , . . . . .

[akhundovanaila@rambler.ru](mailto:akhundovanaila@rambler.ru)

SnMnTe 77÷300 .

, . . . . . , . . . . .

Sn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te,

Sn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te (0 0,04)

~77÷300 .

[1].

3 6 12 .

( σ, α R)

σ α R

**BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyin əhəmiyyətli nailiyyətləri**  
**Beynəlxalq konfrans**

---

**Sn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te**

	77			300		
	$\sigma, 10^{-1} \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$	$\alpha, \%$	$R, \text{ } \Omega \text{ cm}^3$	$\sigma, 10^{-1} \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$	$\alpha, \%$	$R, \text{ } \Omega \text{ cm}^3$
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

$\alpha$  77 300  
 SnTe.  $\alpha$  Mn, SnTe  $\sim 180$   
 Mn  
 Mn  
 $\sim (2,0-3,1) \cdot 10^{20} \text{ } \text{cm}^{-3}$  [2]  
 $\sim 77$  (p = 1/eR)  
 SnTe,  $\sigma, \alpha$  R  
 $\sim 77$  Sn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te  
 0,40÷0,45 m<sub>0</sub>.  
 UV,  
 $\sim 3,3 m_0$  [2]  
 $= 0,005$   
 Sn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te  
 Mn Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te [3], Sn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te  
 Sn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te

1. . . . , . . . . , . . . . , . . . .  $Pb_{1-x}Mn_xTe$ , . . . .  
 , **39**, 5, (2003), 543-545.
2. . . . , . . . . , . . . . , . . . . , . . . . , **1**, 6, (1967), 869-879.
3. . . . , . . . . , . . . . , . . . . ,  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  (In) , . . . . , 30, 9, (1996), 1647-1652.

**Bi<sub>85</sub>Sb<sub>15</sub>**

**Pb-Te-Gd**

. . . . , . . . .

[mail\\_tagiyev@mail.ru](mailto:mail_tagiyev@mail.ru)

*Bi-Sb.*

$Bi_{85}Sb_{15}$   
[1,2].

Bi-Sb Bi-Sb-Gd-Te.

.%

$\alpha$  R . 0,01 .%

~200÷250  $\sigma$

$\sigma( )$

Gd

$Bi_{0,85}Sb_{0,15}$ ,

$Bi_{0,85}Sb_{0,15}$  0,01

$\sigma$

$\sigma, \alpha R_x$

0,005-0,01 .% Gd,

$\alpha$

**BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyin əhəmiyyətli nailiyyətləri  
Beynəlxalq konfrans**

$R_x$  n-  
 $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$  [2].  
 $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$  (~80)  
 $\alpha R_x$   
 $Pb$  (~80)  
 $\alpha R_x$   $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$  0,05 %  
 $Pb$   $\alpha R_x$   $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$  0,05 %  $Pb$   
 $\sim 130 \div 140$   
 $\alpha R_x$   $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$   
 $0,01$  %  $Pb$   $\alpha R_x$   
 $24 \cdot 10^4 / 9,6 \cdot 10^4 /$   $\sim 90$   
 $100$   
 $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$   
 $Gd$   $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$   
 $0,0001, 0,0005$   $0,001$  % [3].  
 $0,0001; 0,005; 0,001$  %  $Gd$   
 $0,0001 \div 0,1$  %  
 $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$   
 $Gd$  ( $\dots$ )  
 $Gd$   
 $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$  ( $0,001$  %)  
 $\alpha R_x$   
 $Gd$   $Bi_{85}Sb_{15}$   $0,0001$   $0,0005$  %  
 $ZrO_2$   $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$   
 $\alpha R_x$   $ZrO_2$   
 $\sim 3$  %  
 $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$   
 $\sim 77$  [4].  
 $Bi_{0,85}Sb_{0,15}$   
 $Pb$   
 $Pb$   $\sim 77$   
 $(\dots)$   $\sim 0,005$  %  $Pb$   
 $\alpha R_x$   
 $Pb$

~77,  $\sigma$ ,  $\alpha$ ,  $R_x$   $\chi$ .  
 Pb 0,01 -0,05 .%  
 ~77,  $\alpha$   $R_x$   
 Bi<sub>0,85</sub>Sb<sub>0,15</sub> ~77  
 [5].  
 Pb  $\alpha$   $R_x$  Pb.  
 ZrO<sub>2</sub>

Bi<sub>0,85</sub>Sb<sub>0,15</sub>

[6].

1. . . . .  
 Bi<sub>0,85</sub>Sb<sub>0,15</sub>  
 .2 (1999) 123-125.
2. . . . .  
 Bi<sub>85</sub>Sb<sub>15</sub>,  
 , **31** (1995) 1405-1407.
3. . . . .  
 (1962) 608. ,  $\therefore$  « »
4. . . . .  
 -  
 , **59** (1970) 434-444.
5. . . . .  
 Bi-Sb. , **70** (1976) 2296-2317.
6. . . . .  
 Bi<sub>0,85</sub>Sb<sub>0,15</sub>.  
 , **33** (1997) 1460-1462.