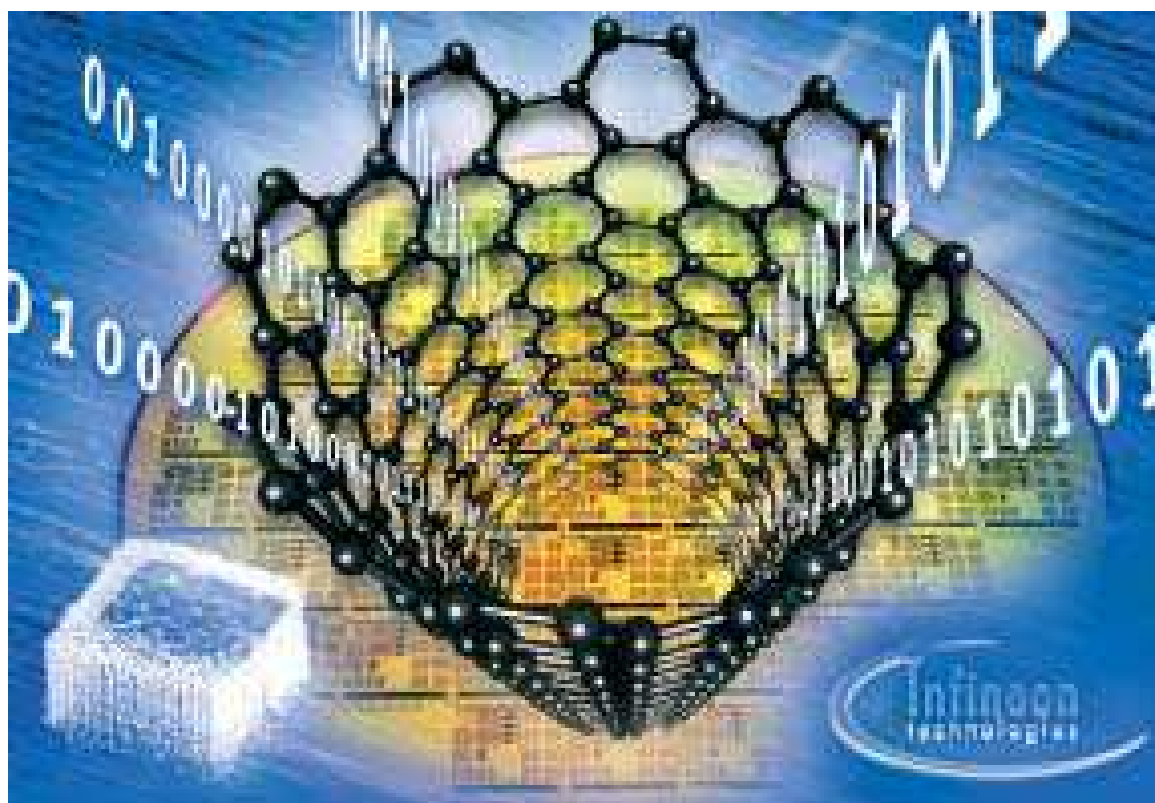


II BÖLMƏ

KONDENSƏ OLUNMUŞ MÜHİT FİZİKASI



AMORF MAQNİTYUMŞAQ LENTİN MAQNİT XASSƏLƏRİNƏ
SƏTH HALININ TƏSİRİ

T.M. Pənahov, V.İ. Əhmədov, A.Ə. İsayeva
Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti
valik.ahmadov@gmail.com

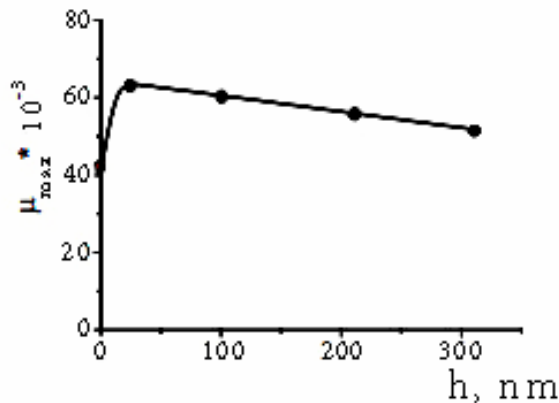
İşdə amorf maqnityumşaq ərintidən hazırlanmış lentin maqnit xassələrinə termik emalın, amorf kristallik təbəqənin qalınlığının, tab alma müddəti və temperaturunun, tab alma mühitinin təsiri araşdırılmışdır. Müxtəlif quruluş halına malik amorf maqnityumşaq ərintilərin təqiqi maqnit itkilərinin formalaşmasının əsas fiziki səbəblərini aşkar etməyə imkan verir. Müəyyən edilmişdir ki, termik emal yolu ilə yüksək maqnit xassələrinə nail olmaq üçün optimal qalınlıqlı amorf kristallik səth təbəqəsinin formalaşması zəruridir.

Kristallik materiallarla müqayisədə amorf maqnit materiallarda qeyri maqnit materialların miqdarının çox olması doyma induksiyasını azaltsa da amorf halın alınması üçün zəruridir. Bu ərintilərdə tərkibin dəyişdirilməsi və müxtəlif emalların tətbiq edilməsi maqnit və elektrik xassələrinin elə uzlaşmasını almağa imkan verir ki, texnikada onlar əsasında geniş tətbiq oblastına malik maqnit materialları yaratmaq mümkün olsun. Digər tərəfdən amorf metallik ərintilərin alınması zamanı sürətlə soyuma nəticəsində kristallik anizotropiyanın arxa plana keçməsi maqnitlənmə və yenidənmaqnitlənmə prosesində və beləliklə maqnit xassələrinin formalaşması zamanı kristallik materiallar üçün maqnittoelastiki enerji, gətirilmiş anizotropiya enerjisi və s. kimi ikinci dərəcəli faktorların təsirini aşkar etməyə imkan verir. Həmçinin, xüsusi emal (termik, termomaqnit və s.) və kimyəvi aktiv mühitlə (səth örtüyü, tab alma mühiti və s) qarşılıqlı təsir zamanı lentin səth təbəqəsinin halının dəyişməsinin amorf ərintinin maqnit xassələrinə təsirinin aşkar edilməsi də çox mühümdür.

Müxtəlif təsirlərin Fe-B-Si amorf maqnityumşaq ərintidən hazırlanmış lentin səthinin halına və onların maqnit xassələrinə təsiri öyrənilmişdir.

Termik emalın təsirinin öyrənilməsi göstərmişdir ki, lentin maqnit xassələrinin ən yaxşı səviyyəsi optimal qalınlıqlı amorf-kristallik səth təbəqəsinin formalaşması zamanı əldə edilir. Səthin lokal kristallaşması nəticəsində bu cür təbəqə lentdə əsasən müstəvi dartıcı gərginliklər induksiyanır və ortoqonal maqnitlənməli domenlərin həcmi azalır.

Aşağıdakı şəkildə öyrənilən ərintilərin maksimal maqnit nüfuzluğunun səthi amorf kristallik təbəqənin qalınlığından asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 1. Maksimal maqnit nüfuzluğunun qismən kristallaşmış səth təbəqəsinin h qalınlığından asılılığı.

“Fizikanın müasir problemləri” VI Respublika konfransı

Təbəqənin qalınlığı 380 0C temperaturda izotermik saxlama müddəti ilə idarə edilmiş və rentgen tədqiqatların köməyi ilə ona nəzarət edilmişdir. Bu halda amorf-kristallik təbəqənin optimal qalınlığı ~ 40 nm təşkil etmişdir.

Sürətlə tablanmış maqniyumşaq ərintilərin maqnit xassələrinə tab alma mühitinin təsirini öyrənmək üçün amorf ərintilər havada və vakuumda 380 0C temperaturda, 10 dəqiqə müddətində izotermik saxlanmaqla ~ 10 K/dəq sürətlə soyudulmuşdur. Nəticələrin təhlili göstərmişdir ki, vakuumda aparılan termik emal domen sərhədlərinin stabilləşməsi hesabına ən yaxşı statik xassələr almağa imkan verir. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, havada aparılan termik emaldan sonra xüsusi maqnit itkiləri əhəmiyyətli dərəcədə azalır. Havada aparılan termik emaldan sonra maqnit itkilərin azalmasının səbəbi lentin oxu boyunca bir oxlu dartılma nəticəsində domen quruluşunun xırdalanması ilə əlaqədar ola bilər. Bu cür dartılma isə öz növbəsində termik emal prosesində su buxarı atmosferində olan lentin səthində anizotrop oksidləşmənin nəticəsində yaranı bilər. Termik emal zamanı forma anizotropiya effekti əhəmiyyətli dərəcədə zəifləyir və lentdə maqnitlənmənin paylanması əsas təsiri lentin hazırlanma prosesində, tablama nəticəsində induksiyaalan daxili gərginliklər göstərir. Məlumdur ki, lent müstəvisində ən böyük dartılma onun oxuna perpendikulyar istiqamətdə yer alır. Bu istiqamət yekun maqnitlənmənin də istiqaməti olacaqdır. Lentin səthinə hidrogen və oksigenin nüfuz etməsi zamanı onların artıq konsentrasiyası lentin oxu boyunca, yəni yekun maqnitlənməyə perpendikulyar istiqamətdə yaranır. Soyumadan sonra amorf matrisa bu istiqamətdə psevdobiroxlu dartılmaya məruz qalır.

Müxtəlif təsirlərə məruz qalmış amorf maqniyumşaq ərinti nümunələrinin səthinin halı ilə maqnit xassələrinin qarşılıqlı əlaqəsinin tədqiqi göstərir ki, termik emal nəticəsində maqnit xassələrin yüksək səviyyəsini almaq üçün optimal qalınlıqlı amorf-kristallik səth təbəqəsinin formalaşması zəruridir.

Müxtəlif quruluş halına malik amorf maqniyumşaq ərinti lentlərinin tədqiqi maqnit itkilərinin formalaşmasının fiziki səbəblərini də aşkar etməyə imkan verir. Müəyyən edilmişdir ki, 180-dərəcəli domen sərhədlərinin yerdəyişməsi və maqnitlənmə vektorunun fırlanması prosesi yenidənmaqnitlənmə siklində anomal maqnit itkilərinin formalaşmasına səbəb olmur. 90-dərəcəli domen sərhədlərinin yerdəyişməsi ilə isə yenidənmaqnitlənmə zamanı anomal maqnit itkiləri meydana gəlir. 90-dərəcəli domenlərin həcmnin artması sikl ərzində maqnit itkilərinin tezlik asılılığında anomalıyanın güclənməsinə şərait yaradır.

ƏDƏBİYYAT

1. Pənahov T.M., Əhmədov V.İ., Musayev Z.S Təzyiqin amorf metallik Fe-Ni-Si-B ərintilərin maqnit xarakteristikalarına təsiri. “Opto, nanoelektronika və kondensə olunmuş mühit fizikası” Respublika elmi-praktik konfransı. BDU Fizika Problemləri Elmi Tədqiqat İnstitutu. 16-17 dekabr 2011-ci il. səh 205-207
2. Скулина Н.А., Степанова Е.А., Иванов О.А, Назарова Л.А. Влияние химически активной среды на магнитные свойства быстрозакаленных сплавов на основе железа I. Среда отжига и магнитные свойства лент аморфных магнитомягких сплавов // ФММ-2001.-Т.91, вып.1.-С.17-23.
- 3.Кекало И.Б., Самарин Б.А., Физическое метолловедение прецизионных сплавов. Сплавы с особыми магнитными свойствами.-М.Металлургия, 1989.-496 с.

**NEFTMƏDƏN TULLANTI SULARININ FİZİKİ-KİMYƏVİ GÖSTƏRİCİLƏRİNİN
VƏ REOLOJİ PARAMETRLƏRİNİN TEMPERATUR ASILILIĞININ TƏCRÜBİ
TƏDQIQI**

E.A.Məmmədov

Azərbaycan Texniki Universiteti

Müasir dövrdə Azərbaycan Respublikasının neftçixarma sənayesi böyük sürətlə inkişaf edir. Hal-hazırda Azərbaycan Respublikasının Dövlət Neft Şirkətinin nəzdində olan 6.7 min quyu mövcuddur. Neft quyularının işlək fondunun 65%-i kiçik debitli və xeyli sulaşmış quyulardır. “Bibiheybət” yatağı işlənməsinin son mərhələsində olduğuna görə neft quyularından neftlə birlikdə (80-85)%-ə qədər lay suları hasil olunur. Ona görə də neft istehsalının ümumi artımı neft mədənlərində əmələ gələn tullantı lay sularının artması müşahidə olunur.

Lay suları – tərkibində mineral komponentlər, duzlar, müxtəlif tullantılar, üzvi birləşmələrin müxtəlif siniflərinə aid maddələr olan mürəkkəb çoxkomponentli sistem olaraq, əksər hallarda çox aqressiv xassəyə malikdir, neft-mədən avadanlığının intensiv korroziyasına səbəb olur, quyularda kipləyici qovşaqların herimetikliyi pozur, nəticədə suyun yığılması, hazırlanması və laya vurulması prosesində avadanlıqların iş qabiliyyətini aşağı salaraq əngəllərə səbəb olur.

Lay sularının utilizasiyası neft və qaz sənayesinin bütün istehsal sahələri – neft-qazçixarma, qazma, emal və s. üçün aktual problemlərdən biridir.

Müasir dövrdə neftmədən lay sularının təmizlənərək təkrarən laya vurulması neftli laylarda təzyiqli saxlamaq üçün istifadə olunur. Bu zaman axından faydalı istifadə olunması və neftli laylara verilən təmiz suların miqdarının azalması su hövzələrinin çirklənmədən və duzlaşmadan mühafizəsi problemini həll edir.

Tullantı suları neftli laylarda təzyiqli saxlanmasından əlavə bir sıra müsbət amilləri də təmin edir:

- Neft mədənlərinin tullantı suları yüksək minerallaşmaya malikdir və tərkibində səthi aktiv maddələr var, ona görə də bu sular şirin və ya zəif minerallaşmış su ilə müqayisədə daha yaxşı neft yuma qabiliyyətinə malikdirlər;
- Yüksək minerallaşmış tullantı sularının zəif su keçirən və gil olan neftli laylara vurulmasından sonra onların keçiriciliyi aşağı düşür. Bu da onunla bağlıdır ki, şirin və ya az zəif minerallaşmış sulara nisbətən yüksək minerallaşmış suda gil az şışir,.
- İstifadə olunan tullantı lay sularının reagentlərdən istifadə etməklə təmizlənmə dərəcəsi su vurulan layın kollektor xüsusiyyətinə uyğun olaraq müasir tələblərə cavab verməlidir.

Bu problemin həlli üçün neft mədənlərində əmələ gələn neftmədən tullantı sularının tərkibini, fiziki-kimyəvi göstəricilərini və reoloji parametrlərini öyrənmək böyük əhəmiyyət kəsb edir.

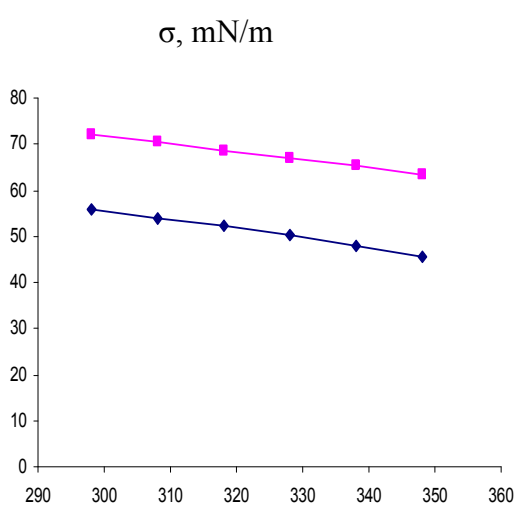
Bundan əvvəlki işlərdə neft məhsullarının lay sularının fiziki-kimyəvi göstəriciləri və reoloji parametrləri təcrübi tədqiq edilmişdir [1-4]. Bu işdə əvvəlki işlərin davamı olaraq “Bibiheybətneft” NQÇİ-nin duraldıcı hovuzunun girişindən götürülmüş tullantı su nümunələrin fiziki-kimyəvi göstəricilərinin və reoloji parametrlərinin temperatur asılılıqları təcrübi öyrənilmişdir. Təcrübə qurğusunun təsiri, təcrübələrin aparılma metodikası və aparılan təcrübələrdə buraxıla bilən xətalərin hesablanması əvvəlki işlərdə göstərilmişdir [3-4]. Təcrübədən alınan nəticələr cədvəldə verilən qiymətlər 5-6 təcrübənin orta qiymətləridir.

Cədvəl

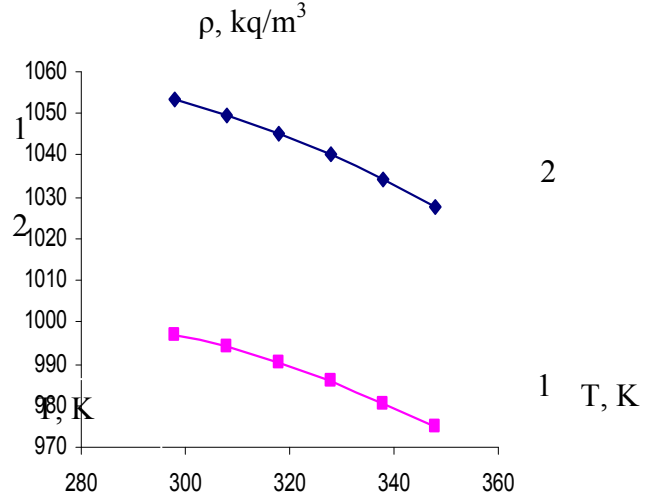
“Bibiheybətneft” NQÇİ-nin duraldıcı hovuzunun girişindən götürülmüş tullantı su nümunələrinin fiziki-kimyəvi göstəricilərinin və reoloji parametrlərinin temperatur asılılıqları

T, K	σ , mN/m	ρ , kq/m ³	ν , 10 ⁶ m ² /san	η , mPa·san
298,15	55.8	1053.4	1,079	1.137
308,15	54.0	1049.5	0.835	0.876
318,15	52.4	1045.4	0.694	0.725
328,15	50.3	1040.0	0.586	0.609
338,15	47.8	1034.4	0.500	0.517
348,15	45.5	1027.6	0.451	0.463

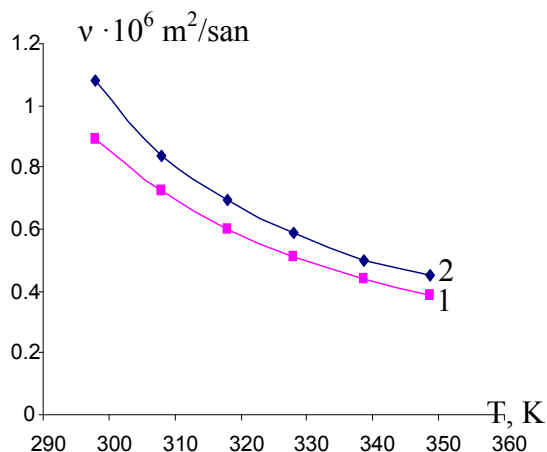
Distillə edilmiş suyun ədəbiyyatdan məlum olan fiziki-kimyəvi göstəricilərinə və reoloji parametrlərinə [5] temperaturun təsiri tullantı suların cədvəldəki uyğun parametrlərinə təsirindən azdır. Temperaturun $\Delta T=50$ K qədər dəyişməsi tullantı sularının fiziki-kimyəvi göstəricilərinə və reoloji parametrlərinə daha kəskin təsir edir. Ehtimal olunur ki, tullantı sularının sularının fiziki-kimyəvi göstəricilərinə və reoloji parametrlərinə temperaturun distillə edilmiş suyun uyğun parametrlərinə nəzərən kəskin təsir etməsinə səbəb tullantı sularının tərkibində olan neft məhsullarıdır. Şəkil 1-4-də distillə suyun ədəbiyyatdan [5] və bizim tullantı suları üçün aldığımız fiziki-kimyəvi göstəricilərin və reoloji parametrlərin cədvəldəki qiymətlərinin temperatur asılılığı müqayisəli şəkildə göstərilmişdir.



Şəkil 1. Distillə edilmiş və tullantı su nümunələrinin səthi gərilmə əmsalının temperaturdan asılılığı . 1 –Distillə su; 2 – tullantı su

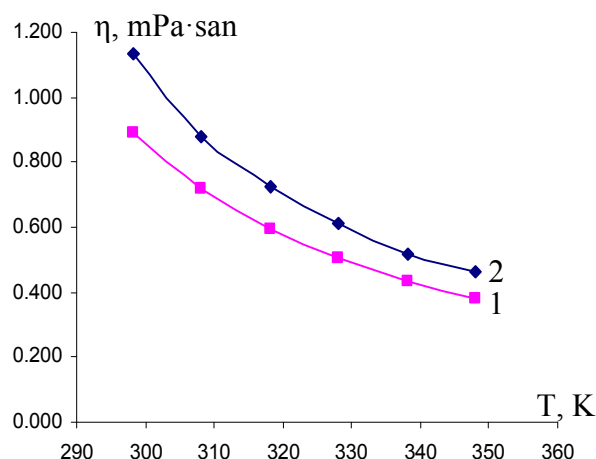


Şəkil 2. Distillə edilmiş və tullantı su nümunəsinin sıxlığının temperaturdan asılılığı. 1 –Distillə su; 2 – tullantı su



Şəkil 3. Distillə edilmiş və tullantı su nümunəsinin kinematik özlülük əmsalının temperaturdan asılılığı.

1 – Distillə su; 2 – tullantı su



Şəkil 4. Distillə edilmiş və tullantı su nümunəsinin dinamik özlülük əmsalının temperaturdan asılılığı. 1 – Distillə su; 2 – tullantı su

ƏDƏBİYYAT

1. Məmmədov E.A., Hüseynov M.A. Maye yanacaqların istilik-fiziki xassələri, Monoqrafiya Bakı -2004, 123s.
2. Мамедов Э.А., Гусейнов М.А. Плотность и вязкость жидких топлив. Elmi əsərlər, fundamental elmlər №2 cild III (10) AzTU Bakı-2004 s.58-62
3. Məmmədov E.A., Hüseynov M.A., Paşayev B.G., Musayev T.P. Lay suyunun sıxlığının və dinamik özlülük əmsalının təcrübi tədqiqi //AzTU. Elmi əsərlər-fundamental elmlər, №2, cild 8 (30), 2009. s.6-11
4. Məmmədov.E.A. Lay sularının təmizlənməsinə metal nanohissəciklərin təsirinin tədqiqi. Monoqrafiya Bakı -2011, 94 s.
5. Варгафтик А.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Наука 1972. 695 с.

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМЫ FeSb-MnTe

А.Н.Гулиев, О.М.Гасанов, С.С. Алиев*, С.А.Алиев**, М.А.Гусейнли**

Азербайджанский Государственный Педагогический Университет

* *Азербайджанский Государственный Архитектурно-Строительный Университет*

** *Азербайджанская Государственная Морская Академия*

Соединения 3d-переходных металлов с элементами 4-й группы (O,S,Se,Te) таблицы Менделеева отличаются большим разнообразием физических свойств. Ценнейшее сочетание полупроводниковых и магнитных свойств делает их незаменимыми материалами в ряде электронных устройств и других отраслях техники.

В литературе изучение электронной проводимости в халькогенидах переходных металлов в основном проводились в отдельных образцах (NiO, MnO, CoO₂ и ферритах) и не в широком температурном интервале, что не может прояснить общей картины энергетического состояния носителей тока [1].

Учитывая вышеизложенное нами исследованы соединения переходных металлов на основе MnSb, MnTe, MnO и FeSb. Одну из таких систем образуют твердые растворы системы (FeSb)_x-(MnTe)_{1-x} на основе MnTe [2:3]. FeSb имеет кристаллическую структуру типа NiAs с постоянными решетки: $a=0.4072 \text{ \AA}$; $b=6.5503 \text{ \AA}$; $c=5.140 \text{ \AA}$ и является ферромагнетиком. MnTe также обладает гексогональной структурой типа NiAs, но является антиферромагнетиком. С помощью рентгенографического, дифференциально-термического, микроструктурного анализов и измерения микротвердости и плотности вышеуказанных материалов построена диаграмма состояния. Из этой диаграммы установлено, что в интервале $0 \leq x \leq 0.25$ получены твердые растворы на основе MnTe, и микротвердость сплавов в зависимости от содержания MnTe в FeSb сильно изменяется. Изучена зависимость плотности полученных сплавов от состава, откуда видно, что в области твердого раствора остается почти постоянной, что нельзя сказать об области двухфазных образцов, где происходит некоторое ее уменьшение, в зависимости от количества MnTe в FeSb также FeSb в MnTe. Экспериментальные результаты по измерению температурной зависимости магнитной восприимчивости исследованных образцов в области твердого раствора ($0 \leq x \leq 0.25$) системы (FeSb)_x-(MnTe)_{1-x} показывает что непосредственно измеряемая величина χ_{06} является суммой антиферромагнитного и ферромагнитного вклада χ_{ϕ} и $\chi_{\text{аф}}$ ионов Fe и Sb и вклада ионов

$$\chi_{06} = \chi_{\phi} + \chi_{\text{аф}} + (\chi_{\text{Fe}} - \chi_{\text{Mn}}) + A$$

Естественно, что роль первого слагаемого довольно существенна в случае образцов, содержанием сравнительно небольших количествах марганца и железа и убывает по мере увеличения их содержания. Значение χ_{Mn} , χ_{Fe} для каждого образца определялось как разность $(\chi_{\text{Fe}} - \chi_{\text{Mn}})$, при этом в качестве величины $\chi_{\text{аф}}$ была использована магнитная восприимчивость MnTe.

Исследования указанных физических свойств показывает, что Mn в решетке FeSb может находиться в заряженном состоянии Mn^{+2} , заменив атомы железа, котором соответствует электронная конфигурация $3d^5$. Для такой электронной конфигурации характерно отсутствие расщепления энергетического состояния кристаллическим полем, так как ее орбитальный момент равен нулю. Следует отметить, что ионы Mn^{+2} находятся на больших расстояниях друг от друга и обменное взаимодействие между ними практически отсутствует. Как известно из правила Хунда, при образовании кристаллической решетки электронные состояния изменяются вследствие внутриатомной связи электронов, расщепляющего действия кристаллического поля решетки и наличия условий для магнитной (ферро- или антиферромагнитной) связи спинов соседних атомов и т.д. Следует отметить, что при образовании твердых растворов в системе FeSb-MnTe образуется несовершенная кристаллическая решетка. Повышенное содержание марганца приводит к тому, что температурная зависимость χ_{MnSb} и χ_{FeSb} уже не подчиняется закону Кюри, в то время как в области высоких температур экспериментальные данные подчиняются закону Кюри-Вейса. Между магнитными моментами атомов Mn и Fe, образующих кластер, существует обменное взаимодействие антиферромагнитного знака (MnTe) и ферромагнитного знака (FeSb), которое и обуславливает более резкое изменение величины χ_{Mn}^{-1} и χ_{Fe}^{-1} при понижении температуры. Следует отметить, что в области высоких температур восприимчивость ионов Mn и Fe подчиняется закону Кюри-Вейса. Согласно теории молекулярного поля

(С) характеристическая температура θ , а также числитель выражения $C=N\mu_{\text{эфф}}^2$ должны быть прямо пропорциональны отношению концентрации ионов марганца и железа $\mu=\mu_{\text{Sb}}/\mu_{\text{Fe}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киттель Ч. Введение и физику твёрдого тела. М., Наука, 1978. 60-65 с.
2. Алиджанов М.А., Кулиев А.Н., Дадашов И.Ш. Электрические и магнитные свойства твёрдых растворов системы FeSb-MnTe. IV Республиканская конференция «Физико-химический анализ и неорганическое материаловедение». Сборник статей, Баку, 1998.С.95-98.
3. Мамедов К.П., Кулиев А.Н., Сафаралиев Г.И., Насибов И.О., Алиджанов М.А., Вахабова Л.К. Исследование физико-химических свойств новых полупроводниковых систем // Неорганические материалы. Изв.АН СССР. 1976. №1, Т. 4. С.131.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДАРЫДАГСКОЙ ГЕОТЕРМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ.

М.Г. Казымов

Нахчыванское отделение НАН Азербайджана

AZ 7000 г. Нахчыван, проспект Г. Алиева 35,

Email: mahbubkazimov@yahoo.com

В статье показаны результаты научных исследований на территории Дарыдагского геотермального источника Нахчыванской АР имеющийся вулканическое происхождения.

Рассмотрены особенности имеющийся энергетической потенциала Дарыдагского геотермального источника и получения энергию из этого потенциала.

Ключевые слова: *резко континентальный климат, геотермальный источник, порода, скважина, теплота, пароводяная смесь, теплоемкость воды.*

Основой современной энергетической политики Азербайджанской Республики стал поиск мер, направленных на повышение эффективности использования возобновляемых источников энергии, сокращение воздействия энергетических объектов на окружающую среду. В связи с этим одним из перспективных видов возобновляемой энергии является энергия Дарыдагского геотермального источника.

До настоящего времени работы по изучению и оценка геотермальных ресурсов на Дарыдагском месторождении велись ограниченно. Анализ мирового опыта использования геотермальной энергии показывает, что по масштабам использования теплоты недр Нахчыванская АР существенно отстает от многих зарубежных стран. Из всех видов геотермальной энергии имеют наилучшие экономические показатели геотермальные ресурсы - термальные воды, пароводяные смеси и естественный пар.

Температура Земли увеличивается с глубиной в среднем на 33°C при погружении на каждую тысячу метров. В Нахчыванской АР, с вулканическими породами, градиент повышения температуры гораздо больше 55-60 °С, высокотемпературные слои залегают на малой глубине. Если через пористые породы и

трещины земной коры в высокотемпературные слои затекает вода, на поверхность вырываются струи пара и горячей воды.

Значительные масштабы развития геотермальной энергетики возможны лишь при получении тепловой энергии непосредственно из горных пород. Минимальная - технологически приемлемая для производства электроэнергии при существующих технических возможностях - температура горных пород составляет $100^{\circ}\text{C} - 150^{\circ}\text{C}$.

В связи с этим экономической целесообразности использования Дарыдагских термальных вод трудно переоценить. Их можно применять для получения электроэнергии, отопления и горячего водоснабжения, для технологических целей, добывания ценных химических компонентов и др.

Тепло получаемый непосредственно из Дарыдагских горных пород образовывается в результате теплообмена воды естественных условиях, в трещине, с высокотемпературными горными породами со следующим выводом теплоносителя на поверхность.

Джульфинская (Дарыдагская) группа мышьяковистых источников Нахчыванской АР является наиболее ценным геотермальным источником. Указанное месторождение расположено недалеко от г. Джульфы на предгорном участке и обладает потенциальными запасами геотермальной энергии.

Гора Дарыдаг, которая является и месторождением мышьяковых руд, обуславливает возвышенный рельеф местности. Высота источников 900 м над у. м. Климат резко континентальный.

Из Дарыдагских термальных вод можно получить дешевые химические продукты: йод, бром, бор, мышьяк, магнезиум, и др. Их извлечение из растворов не требует больших капитальных вложений. Значительная минерализация и бальнеологические свойства позволяют считать эти мышьяковистые источники лучшими в Европе [3, 6].

Температура воды выведенный на поверхность по буровым скважинам из глубины 300 – 400 метров на устье скважины 60°C . Дебит одной скважины значительный 4,5 миллион литр в сутки.

В настоящее время воды Дарыдагского источника используются для получения углекислого газа и бальнеологических целях.

Увеличивая глубины скважины Дарыдагского источника на 1500 – 2000 метров, можно будет увеличить температуры воды выведенный на поверхность на устье скважины $100^{\circ}\text{C} - 150^{\circ}\text{C}$.

Мощность Гео ТЭУ определяется из соотношения:

$$W = \eta_t \eta_{oi} \eta_g Q [(h_1 - h_2)] \text{ кВт.}$$

Где: η_t – термический КПД цикла находится по формуле:

h_k – энтальпия конденсата находится из таблицы;

$\eta_{oi} < 1$ – относительный КПД турбогенератора турбины, учитывающий всю необратимые

на установке (на привод циркуляционного насоса, подающего воду из водопровода в конденсатор и на привод насоса закачки отработанной воды в пласт),

η_g – КПД генератора, $\eta_g = 0,92 \div 0,97$,

η – полный КПД установки равен: $\eta = \eta_t \eta_{oi} \eta_g$

В современных действующих геотермальных установках $\eta = 15 \div 22 \% = 0,18$

Q – расход пароводяной смеси: кг/с;

h_1 – энтальпия перегретого пара;

“Fizikanın müasir problemləri” VI Respublika konfransı

h_2 — энтальпия отработавшего пара.

Из таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара или $h - s$ диаграммы находим (Таблица 2), [1]:

Таблица 2

Температура	Объемн. масса	Плотность	Энтальпия конденсата	Энтальпия пара	Энтальпия. отработавшего пара
$^{\circ}\text{C}$	$\text{м}^3/\text{кг}$	$\text{кг}/\text{м}^3$	ккал/кг	ккал/кг	ккал/кг
17,51	67,008	0,015	17,54	605,15	587,61
60,09	7,650	0,131	60,06	623,38	563,30
99,63	1,694	0,590	99,72	639,02	539,30
120,23	0,885	1,129	120,55	647,93	527,47
151,85	0,375	2,669	154,61	657,96	503,35

Определим мощность Гео ТЭУ Дарыдагского источника (Таблица 3), [2]:

Таблица 3

Температура пароводяной смеси на входе в сепаратор	Мощность Гео. ТЭУ
$^{\circ}\text{C}$	кВт
60,09	563,4
99,63	935,4
120,23	1129,9
151,85	1450,2

Геотермальные электростанции с высокопотенциальным теплоносителем могут сооружаться только вблизи соответствующих месторождений геотермальных вод.

Расход холодной воды из окружающей среды на конденсации пара определяется по формуле:

$$G_{\text{хв}} = Q (h_2 - h_k) / (c \Delta t_{\text{хв}}) \text{ кг/с}$$

Где: h_k – энтальпия конденсата, кДж /кг;

$c = 4,19$ кДж/(кг.К) – теплоемкость воды;

$\Delta t_{\text{хв}}$ – перепад температур холодной воды в конденсаторе, $^{\circ}\text{C}$.

Перспективы использования Дарыдагского геотермального источника в получении электрической энергии очень высоки. ГеоТЭС в Дарыдаге даст возможность значительно экономить сжигании традиционных топлив и значительно улучшит экологической обстановку в регионе [5].

К преимуществам Дарыдагской геотермальной энергетики можно отнести дар природы, которым можно пользоваться бесплатно на протяжении длительного времени. Мы глубоко уверены, что со временем Дарыдагский геотермальный энергетический комплекс будет играть существенную роль в развитии народного хозяйства в Автономной Республике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А.А., Григорьев Б.А., Справочник, Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара, Москва, Издательство МЭИ, 1999.
2. Абдулагатов И.М., Алхасов А.Б., Преобразование геотермальной энергии в электрическую, Теплоэнергетика, 1998, № 4, с. 43 - 56.
3. Budaqov V.Ə., Azərbaycan təbiəti, Bakı, Maarif, 1988, s. 31-57.
4. Васильев В.А., Ильенко В.В., Разработка опытной модульной геотермальной электростанции, Теплоэнергетика, 1993, №4, с. 30-33.
5. Локшин Б.А., Использование геотермальных вод для теплоснабжения, М, Стройиздат, 1974, с. 152.
6. Мадатзаде А.А., Шихлинский Э.М., Климат Азербайджана, 1968, с. 98-130.

AMORF MAQNITYUMŞAQ ƏRİNTİLƏRİNDƏ MAQNİT İTKİLƏRİ

T. M. Pənahov, A. Ə. İsayeva, N. T. Pənahov, Z. S. Musayev
“Metal və ərintilərin fizikası” ETL, AzMIU

В работе рассмотрены магнитные потери в ленточных аморфно магнитомягких сплавах в зависимости от закалки, термо и термомагнитных обработок. Построены частотные зависимости магнитных потерь. Показано, что не наблюдается аномалии магнитных потерь, даже при образовании упорядоченного тонкого слоя аморфно-кристаллического состояния оптимальной толщины на поверхности ленты.

Amorf maqniyümşaq ərintiləri yeni tip maqnit materialları hesab olunur. Onlar kristallik maqnit materiallarından öz quruluşuna, fiziki və maqnit xassələrinə görə köklü dərəcədə fərqlənir. Bu materiallarda atom nizamlılığı olmadığına görə maqnit kristalloqrafik anizotropiyanın rolu kifayət qədər aşağı düşür və maqnit xassələri səviyyələrinin formalaşmasında maqnitoelastiki enerjinin rolu böyüyür. Amorf ərintilərin sıxlığının kiçik olması onlarda otaq temperaturunda belə diffuziya hadisələrinin baş verməsi üçün şərait yaradır. Bu ərintilərin yüksək tezlikli sənaye qurğularında istifadə olunması çox perspektivlidir. Amorf ərintilərin fiziki xassələrinin optimallaşdırılması, onlarda baş verən proseslərin mexanizmini öyrənmədən mümkün deyil. Ona görə də amorf maqnit materialları həm elmi baxımdan, həm də praktiki nöqteyi nəzərdən tədqiqat üçün çox maraqlıdır.

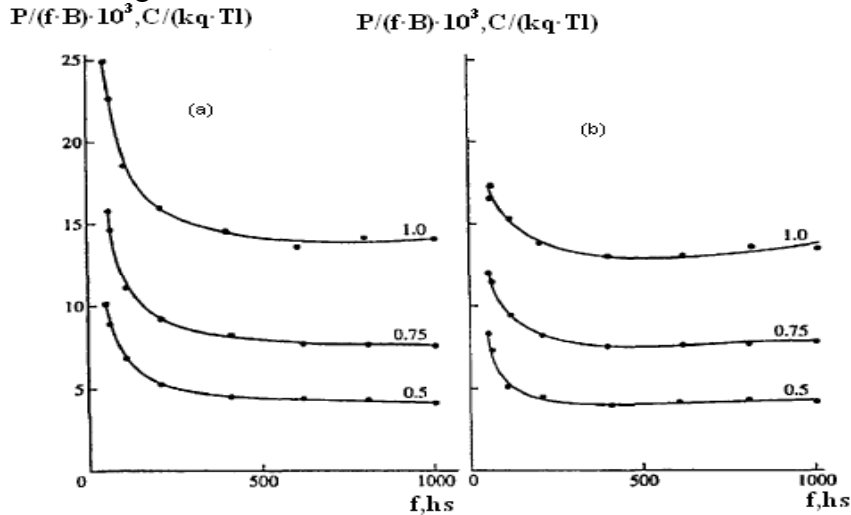
Amorf maqniyümşaq materiallar adətən keçid metalların (Fe, Co, Ni), 75-85%-ni təşkil etməklə, metalloidlərlərin (B,C,Si,P və s.) 15-20%-i ilə birgə əridilməsindən alınır. Amorf maqnit materiallarında qeyri maqnit elementlərin olması bu materialların doyma maqnitlənməsini aşağı salır. Lakin amorf halın alınması üçün bu zəruri şərtidir. Amorf ərintilər nizamsız maqnetiklər olub, onlarda atom və ionların uzağa nizamlılığı olmur.

Ona görə də lent şəkilli yüksək sürətlə təbləndirilmiş maqniyümşaq ərintilərin maqnit xassələrini və maqnit xassələri səviyyələrinin formalaşmasında maqnitoelastiki enerjinin rolunu müəyyənləşdirmək üçün maqnit itkilərinin tezlikdən və induksiyadan asılılıqları

“Fizikanın müasir problemləri” VI Respublika konfransı

öyrənilmişdir. $Fe_{81}B_{13}Si_4C_2$ sənaye lentlərindən eni 100mm, qalınlığı 25mkm olan nümunələr hazırlanmışdır. Tədqiqat üçün müxtəlif formalı nümunələrdən istifadə edilmişdir. Bir tsikl yenidən maqnitlənmə zamanı xüsusi maqnit itkilərinin tezlikdən asılılığından məlum olmuşdur ki, tezliyin 200hs-dən 20hs-ə qədər azalması maqnit itkilərinin azalmasına deyil, əksinə onun artmasına gətirir. Maqnit itkisinin bu cür artması onun dinamik toplananı ilə əlaqədar ola bilər. Alınan bu anomaliya nə domen sərhədlərinin dinamik əyilməsi, nə də domen quruluşunun bölünməsi ilə izah edilə bilmir, çünki hər iki yaxınlaşma alınan asılılığın özünü bu cür aparmasını ehtimal etmir.

Maqnit itkiləri anomaliyasının izah edilməsi üçün maqnitlənmənin anomaliyaların formalaşmasına təsiri öyrənilmişdir. Bunun üçün amorf lentlər termik və termomaqnit işlənməyə məruz edilmişdir. Lentlər tablanmış halda və müxtəlif müddətli termik emaldan sonra tədqiq edilmişdir. Termik və termomaqnit işlənmələr açıq havada aparılmışdır. Termomaqnit işlənmə solenoid daxilində 4800A/m intensivlikli sabit uzununa sahədə, termik işlənmə isə pilləvari qızmaya və soyumaya malik qızdırıcıda 2 dəqiqə müddətində aparılmış və nümunələrin maksimal temperatur oblastında (380°C) qalma müddəti 10 saniyə olmuşdur. Bu cür işlənmə 30-50nm qalınlıqlı qismən səthi kristallaşmanın yaranmasına və ərintinin optimal xassələrinin alınmasına gətirir. Nəticədə 180 dərəcəlik domen sərhədlərinə malik olan domen quruluşu formalaşır və maqnit itkilərinin tezlikdən asılılığı yox olur. Belə bir nəticəyə gəlmək olar ki, domen sərhədlərinin 180 dərəcəlik yerdəyişməsi maqnit itkilərinin tezlikdən asılı olaraq yaranmasına gətirmir.



Şəkil 1. Fe-B-Si-C amorf ərintisi üçün termik və termomaqnit işlənmədən sonra maqnit itkilərinin tezlik asılılığı

Bundan başqa maqnit itkilərinin formalaşmasına ərintinin qismən kristallaşma prosesinin, səthinin lokal kristallaşmasının və domen sərhədlərinin stabilləşməsinin təsiri öyrənilmişdir. Bu parametrlərin variasiyası müxtəlif təsirlərin köməyiylə aparılmışdır. Əsas təsirlər termik və termomaqnit, lokal lazer işlənməsi, elektroizolyasiya örtüyünün formalaşdırılması və.s. olmuşdur. Tədqiqatlar amorf maqnitiumşaq zolaq şəkilli $120 \cdot 10 \cdot 0,025$ mm ölçülü sənaye lentindən kəsilmiş $Fe_{81}B_{13}Si_4C_2$ nümunələrində aparılmışdır. Lentlər tablandırılmış və müxtəlif müddətdə termik emal olunmuş nümunələrdən ibarət olmuşdur. Termik işlənmə parametrlərinin variasiyası vasitəsilə daxili gərginliklərin səviyyəsi dəyişdirilmiş, lentlərin üzərində müxtəlif qalınlıqlı amorf kristallik rəbəqələrin alınmasına nail olunmuşdur. Bu faktorlar lentdə nəinki maqnitlənmənin paylanmasına, həm də domen sərhədlərinin möhkəmlənməsinə şərait yaradır. Termomaqnit işlənmə əvvəlki halda olduğu kimi solenoid daxilində 4800A/m intensivlikli sabit uzununa sahədə açıq hava şəraitində

aparılmışdır. Fe-B-Si-C amorf ərintisi üçün termik və termomaqnit işlənmədən sonra maqnit itkilərinin tezlik asılılığı şəkil 1-də verilmişdir.

Tədqiqatın aparıldığı induksiya oblastında (0,5-1,5 Tl) lentin üzərində səthi kristallaşmanın izləri əmələ gəldikdə, tsikl ərzində maqnit itkilərinin anomaliyası formalaşmır. İnduksiyanın 1,25Tl qiymətinə qədər optimal qalınlıqlı amorf-kristallik təbəqənin yaranması zamanı maqnit itkilərinin anomaliyası yenə də müşahidə edilmir. Yalnız induksiyanın 1,5Tl qiymətində 100hs tezlik oblastında kiçik minimum müşahidə edilir. Beləliklə, maqnit induksiyanın 1,5Tl-dan kiçik qiymətinə qədər optimal qalınlıqlı amorf-kristallik təbəqənin yaranmasına baxmayaraq maqnit itkilərinin anomaliyası yox dərəcəsinədir. Bu faktı belə izah etmək olar. Lentin səth təbəqəsinin amorf matrisasında ərintinin qismən kristallaşması nəticəsində lokal həcmi kiçilməsi ilə dartılma gərginliyi yaranır. Bu gərginliklər həcmi gərginliklərdir. Lakin lent müstəvisinə perpendikulyar olan gərginliklərin komponentlərinin qiyməti və maqnit xassələrinin formalaşmasında onun rolu qismən kristallaşma təbəqəsinin qalınlığından asılıdır. Çox ehtimal ki, lentin müstəvisinə perpendikulyar olan gərginliyin komponentləri bu halda çox kiçikdir, ona görə də müstəvi dartma gərginlikləri üstünlük təşkil edir. Bu isə maqnitlənməsi lentin müstəvisinə perpendikulyar olan domenlərin həcmi kiçilməsinə gətirir və nəticədə maqnit itkilərinin qiyməti kiçilir.

KONDENSASIYA SÜRƏTİNİN PbTe TƏBƏQƏLƏRİNİN KEÇİRİCİLİK TİPİNƏ TƏSİRİ

E.S.Qarayev. S.N.Sərməsov

Bakı Dövlət Universiteti

Ssarmasov@rambler.ru

Göstərilmişdir ki, texnoloji oyuqda vakuum 10^{-6} mm Hg olduqda göyərdilən PbTe nazik təbəqələrinin keçiricilik tipi göyərmə sürətinin qiyməti ilə idarə olunur. Göyərdilmə sürətinin kiçik qiymətlərində PbTe təbəqələrinin p-tip, böyük göyərdilmə sürətlərində isə n-tip keçiriciliyə malik olması göyərmə prosesində oksigenin zəbti ilə əlaqədar olması isbat olunmuşdur.

Yarımkəçirici birləşmələr əsasında hazırlanan fotoqəbuledicilər dalğa uzunluğunun konkret bir qiymətində, bərk məhlullar əsasında hazırlanmış fotoqəbuledicilər isə müəyyən oblastda işləyir. Belə ki, bərk məhlulda ($Pb_{1-x}Sn_xTe$) metal komponentlərin mol nisbətlərinin dəyişdirilməsi qadağan olunmuş zolağın enini və kristal qəfəs parametrlərini dəyişməklə nazik təbəqənin elektrik və fotoelektrik parametrləri idarə etməyə imkan verir [1]. Bu baxımdan $A^{IV} B^{VI}$ tipli birləşmələrin bərk məhlulları əsasında hazırlanan cihazlar müasir mikro-elektronika və optoelektronika üçün daha böyük əhəmiyyət kəsb edir.

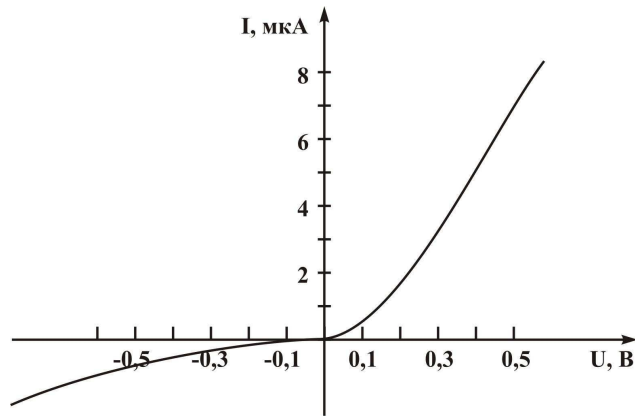
İşdə qurğuşun tellurun nazik təbəqələrinin epitaksial prosesində p-n tip keçidlərinin yaradılmasına baxılmışdır. Məcburi aşqarlardan istifadə etmədən və təbəqənin göyərmə prosesində pozuntu yaratmadan 10^{-6} mm Hg təzyiqli vakuumda molekulyar dəstəni kondensasiya etdirməklə nail olmaq mümkün olmuşdur. PbTe təbəqələrində heç bir əlavə texnoloji proses aparmadan p-n keçidlər yaradılmış, onların düzləndirmə xassələri və fətohəssaslığı tədqiq olunmuşdur [2].

p-n keçidi almaq üçün kəsilmiş slüda altlığına əvvəlcədən kiçik hissələrə ayrılan n-tip PbTe birləşməsi qrafitdən hazırlanmış kunudsen oyuğundan buxarlanması ilə

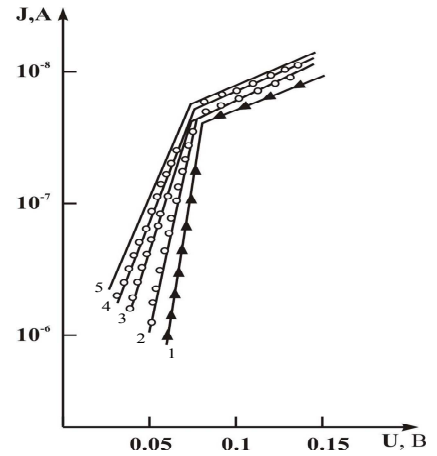
çökdürülmüşdür. Texnoloji oyuqda buxarlandırıcının temperaturu $900 \div 1000K$ aralığında dəqiq tənzimlənmiş, altlığın temperaturu üçün $T_n = 598K$ seçilmişdir. Təbəqənin altlığa kondensasiya sürəti ν_k buxarlandırıcı mənbənin temperaturunu dəyişməklə tənzimlənmişdir. Buxarlandırıcının T_1 temperaturunda ilkin zolaqlar çökdürülmüş, arakəsmə bağlandıqdan $1 \div 2$ dəqiqə sonra buxarlandırıcı yeni T_2 temperaturuna qədər qızdırılmış, sonradan isə arakəsmə açılaraq altlığın eyni temperaturunda eyni cür zolaqlar çökdürülmüşdür. Eyni vaxtda alınan nəzarət nümunələrində Holl effekti tədqiq olunmuş, termo.e.h.q. vasitəsi ilə keçiricilik tipi təyin olunmuş, elektronoqrafik ölçmələrlə uyğun təbəqənin strukturu müəyyən edilmişdir.

Göyərtilmiş təbəqələr (111) izi boyunca altlığa paralel olaraq istiqamətlənir. Göyərme sürətinin $0.035nm/san$ qiymətində alınan nazik $PbTe$ təbəqələri yükdaşıyıcılarının yüüklüyü $400 sm^2/V \cdot san$, konsentrasiyası isə $p = 5 \cdot 10^{17} sm^{-3}$ olmaqla p-tip keçiriciliyinə malik olur. Təbəqənin alınma sürəti $\nu_k = 0.12 nm/san$ -yə qədər artırıldıqda, artıq n-tip keçiricilik nümayiş etdirən $PbTe$ təbəqələrində elektronların konsentrasiyası $n \sim 10^{16} sm^{-3}$, yüüklüyü isə $300K$ temperaturda $\mu_n = 10^3 sm^2/san$ təşkil edir. Alınmış $p - n$ keçidlərlə fotogərginliyin düşən işığın dalğa uzunluğundan asılılığı foto-həssaslığın spektral paylanması spektrin $\lambda_{max} = 4.5mkm$ olmaqla $\lambda_{max} \sim 6mkm$ -ə qədər uzanan qırmızı sərhədlə xarakterizə olunur [3].

$p-n$ keçidin elektrik xassələrinin tədqiqi göstərir ki, axan cərəyanın tətbiq olunan gərginlikdən asılılığının VAX-sı yüksək düzlənmə əmsalına malik tipik diod voltamper xarakteristikasına uyğundur (şəkil 1). Düzünə qoşulduqda $p-n$ keçidin $I(U)$ asılılığı iki hissədən ibarətdir (şəkil 2).



Şəkil 1. Göyərtilmə prosesində oksigenlə aşqarlanmış $PbTe$ nazik təbəqələri əsasında $p-n$ keçidlərin volt-ampere xarakteristikası (VAX)



Şəkil 2. Göyərtilmə prosesində oksigenlə aşqarlanmış $PbTe$ nazik təbəqələri əsasında $p-n$ keçidlərin üzünə istiqamətə volt-ampere xarakteristikası

Tətbiq olunan gərginliyin kiçik qiymətlərində cərəyan gərginliyin artması ilə eksponensial qanunla artır və qeyri ideallıq parametri $\beta=2$ qiymətini alır. $U=0.5V$ gərginlikdə $p-n$ keçidlərin düzləndirmə əmsalı $k=3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^3$ olur.

Yarımləqarəfmiq miqyasda qurulmuş $I(U)$ asılılıqlarının (şəkil-2) $p-n$ keçiddən potensial çəpərin hündürlüyü $\varphi=0.082 \div 0.086$ eV və əksinə, doyma cərəyanının qiyməti $I_0=3 \cdot 10^{-5} \div 4 \cdot 10^{-5} A$ hesablanmışdır. Bu hissədə temperaturun artması ilə β -nin qiyməti dəyişir. Belə asılılıq $p-n$ keçiddən tunnel cərəyanlarının axmasına dəlalət edir. Nisbətən böyük gərginliklərdə $I(U)$ asılılığı zəifləyir və VAX meyli temperaturdan asılı olmur.

ƏDƏBİYYAT

1. Акимов В.А., Богойовленски В.А., Рябова Л.И. Тонкие пленки n-PbTe с высокой чувствительностью в ИК диапазоне. //ОРИОН, 2001, с 40-43.
2. Буткевич В.Г., Бочков В.Д., Глобус Е.Р. Фотоприемники и фотоприемные устройства на основе поликристаллических и эпитаксиальных слоев халькогенидов свинца // Прикладная физика, 2001, №6, с. 66-112.
3. Lachhab Mohammed, Papaconstantopoulos Dimitrios A., Mehl Michael. Calculation of electron structure of the chalcogenides of PbS, PbSe, PbTe // Phys. and Chem. Solids, 2002, 63, №5, с. 833-841.

SİLİSIUM VƏ POLİMER ƏSASLI NAZİK TƏBƏQƏLİ KOMPOZİT QEYRİ-XƏTTİ MÜQAVİMƏTLƏRİN TEMPERATUR ASILILIQLARI

Ş.M. Həsənlı¹, A.Y. İmanova¹, M.H. Abbasov²

E-mail: Sh_Hasanli@rambler.ru

¹Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutu

²Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Kimya İnstitutu

İşdə polimer və monokristal Si əsaslı nazik təbəqəli kompozit qeyri-xətti müqavimətlərin volt-ampere xarakteristikası və dielektrik parametrlərinin temperaturdan asılılıqlar tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, kompozitlərdə σ , $\tan \delta$, ϵ -nin temperatur asılılıqlarına kompozitdə və matrisada polyarlaşma prosesləri güclü təsir edir. Bu effektlər polimer matrisasında dipol polyarlaşmasının və yükdaşıyıcıların miqrasiyasının nəticəsidir. Yükdaşıyıcıların miqrasiyası matrisanın kristallik hissəsində və yarımkəçirici hissəciklərində baş verir ki, onlar da fazalararası sərhəddə toplanır.

Müasir elektronika və mikroelektronika, həmçinin müxtəlif təyinatlı elektrik cihazları tez-tez ifrat polyarlı impulsların təsirinə məruz qalır. Bununla əlaqədar, hal-hazırda ən mühüm problemlərdən biri mikroelektronika və energetika avadanlıqlarını, cihazlarını və onların elementlərini kommutasiya ifrat gərginliklərindən qorumaqdır. Son illər bütün dünyada bu məqsəd üçün müxtəlif birləşmələr (silisium karbid, barium titanid, sink oksid və s.) əsaslı qeyri-xətti müqavimətlər (varistorlar) geniş istifadə edilir. Onlar arasında bəzi göstəricilərinə görə (tez təsir etməsi – 10^{-8} s., kiçik ölçüləri, xarakteristikasının sabitliyi və s.) geniş tətbiq sahəsini sink oksid əsaslı varistorlar geniş istifadə edilir [1]. Son illər yeni qurğuların yaradılması sahəsində perspektiv istiqamətlərdən biri, varistor, pozistor və pyezorezistor xassələrinə malik iki- və çoxfazlı kompozit materialların, daha doğrusu polimer-disperqator (disperqator kimi, seqnetoelektriklər, yarımkəçiricilər) sistemləri əsasında kompozitlərin işlənilib hazırlanmasıdır [1, 2].

Məqalədə polimer və monokristal Si əsaslı nazik təbəqəli kompozit qeyri-xətti müqavimətlərin volt-ampere xarakteristikası və dielektrik parametrlərinin temperaturdan asılılıqları tədqiq edilmişdir. Bu məqsədlə, polyar (PVDF) və qeyri-polyar (PP) polimer əsaslı kompozit qeyri-xətti müqavimətlərin volt-ampere xarakteristikası və elektrofiziki parametrləri 300-400 K temperatur intervalında ölçülmüşdür: qalınlığı təqribən 150 mkm olan kompozit materiala gümüş məcunu vasitəsilə elektrod çəkilməklə kondensator alınmışdır. Tutum və müqavimətin, $\text{tg } \delta$ dielektrik itkisinin ölçülməsi E7-21 rəqəmsal immittansı vasitəsilə 10^2 - 10^6 -Hs tezlik diapazonunda və 300-400 K temperatur intervalında aparılmışdır. Ölçü zamanı nümunəyə 1V ölçü gərginliyi verilmişdir. C və $\text{tg } \delta$ -nın ölçülməsinin dəqiqliyi uyğun olaraq 3-5% təşkil edir.

Təcrübi nəticələrdən və

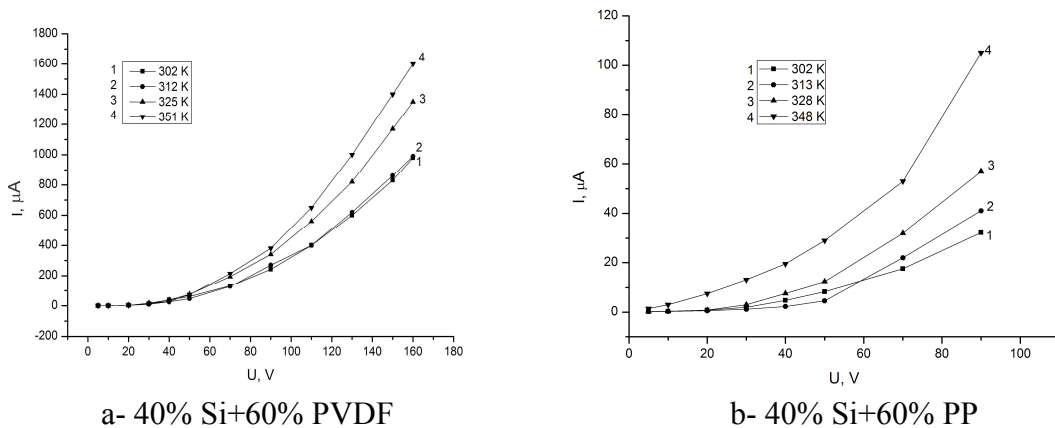
$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d} \quad (1)$$

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

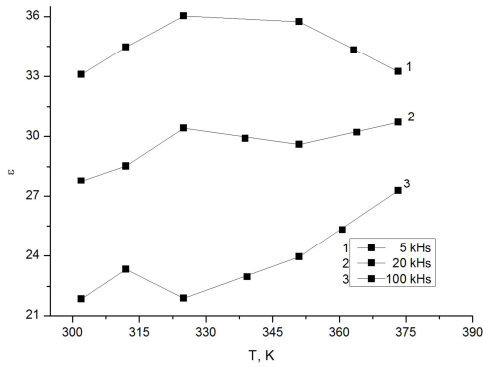
$$\sigma = 2\pi f \epsilon'' \text{tg } \delta \quad (3)$$

düsturlarından istifadə edərək elektrik keçiriciliyinin, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələrinin qiyməti hesablanmışdır. Burada $\text{tg } \delta$ -dielektrik itkisi, ϵ' - dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi, ϵ'' - dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi, C- kondensatorun tutumu, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m-dir.

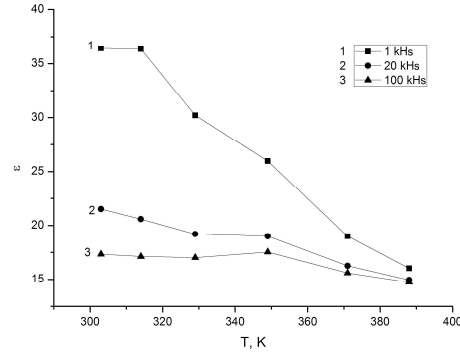
Hesablamaların nəticələri 1-3-cü şəkillərində verilmişdir. Şəkil 1-dən görüldüyü kimi, polimer matrisasının növündən asılı olmayaraq, disperqatorun eyni həcmi faizində kompozitlərin volt-ampere xarakteristikası eyni xarakter daşıyır. Belə ki, bütün temperaturlarda VAX öz qeyri-xəttiliyini saxlayır və temperaturun artması ilə açılma gərginliyi elektrik sahəsinin daha kiçik qiymətinə doğru sürüşür. Bundan əlavə, şəkil 1 a, b-nin müqayisəsindən görünür ki, gərginliyin eyni qiymətində polyar polimer əsaslı kompozitdə cərəyan şiddətinin qiyməti qeyri-polyar polimer əsaslı kompozitlərə nisbətən təqribən 5 dəfə çoxdur.



Şəkil 1. Polyar və qeyri-polyar polimer və Si əsaslı kompozitlərin müxtəlif temperaturda volt-ampere xarakteristikası



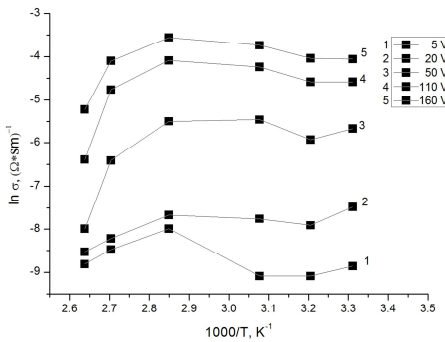
a - 40% Si+60% PVDF



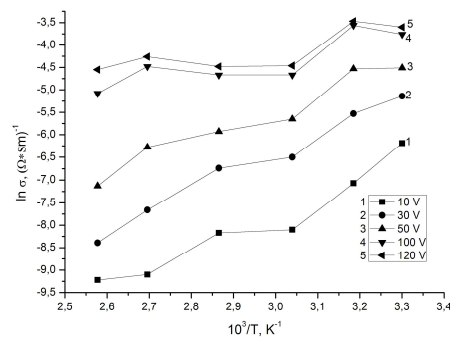
b – 40% Si+60% PP

Şəkil 2. Polyar və qeyri-polyar polimer və Si əsaslı kompozitlərin müxtəlif tezliklərdə ϵ dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan asılılığı.

Şəkil 2 a,b-də 40% Si+60% PVDF və 40% Si+60% PP kompozitlərinin müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun ϵ temperaturdan asılılığı verilmişdir. Şəkillərdən görüldüyü kimi, polyar və qeyri-polyar polimer əsaslı kompozitlər üçün $\epsilon=f(T)$ asılılığı mürəkkəb və fərqli xarakter daşıyır. Belə ki, polyar polimerli kompozitlər üçün, kompozitin dielektrik nüfuzluğu ϵ temperaturun artması ilə monoton artaraq maksimum qiymətə çatır və sonra $f=5$ kHs istisna olmaqla digər tezliklərdə temperaturun artması ilə monoton azalaraq yenidən artır. Qeyd edək ki, tezliyin qiyməti artdıqca $\epsilon=f(T)$ -nin maksimumları aşağı temperatur oblastına sürüşür. Qeyri-polyar polimer əsaslı kompozitlərdə isə temperaturun artması ilə dielektrik nüfuzluğunun qiyməti kəskin azalır. Şəkil 3 a, b-də müxtəlif polyarlı kompozitlər üçün tətbiq olunan gərginliyin müxtəlif qiymətlərində elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı verilmişdir. Şəkil 3 a-dan görüldüyü kimi, polyar polimerli kompozitlər üçün temperaturun artması ilə σ -nın qiyməti monoton olaraq artır və 350-355 K temperatur intervalında maksimal qiymətə çatır. Temperaturun sonrakı artması ilə əvvəl monoton, sonra isə kəskin azalır.



a-40% Si+60% PVDF



b – 40% Si+60% PP

Şəkil 3. Polyar və qeyri-polyar polimerli kompozitlər üçün gərginliyin müxtəlif qiymətlərində elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı

Qeyri-polyar polimer əsaslı kompozitlər üçün isə, şəkil 3 b-dən görünür ki, elektrik keçiriciliyinin qiyməti temperatur artdıqca əvvəl monoton sonra isə kəskin azalır..

Alınmış nəticələrin analiz etmədən əvvəl qeyd edək ki, temperaturun artması ilə bir tərəfdən, disperqator hissəciklərində yükdaşıyıcılarının sayı artır, digər tərəfdən, dipolların relaksasiya müddəti azalır, nəticədə onların yürüklüyü artır [3]. Bu iki proses həm kompozitin

elektrik keçiriciliyinin, həm də dielektrik nüfuzluğunun artmasına gətirir. Bundan əlavə temperatur artdıqca dielektrik nüfuzluğunun və elektrik keçiriciliyinin müşahidə edilən azalması, onunla izah olunur ki, temperaturun artması ilə polimer matrisasının yumşalması, başqa sözlə polimer matrisasının istilik genişlənməsi baş verir (Polimer matrisasının istilik genişlənmə əmsalı $(2\div 5,5) \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, silisiumun istilik genişlənmə əmsalından $4,2 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ bir neçə dəfə böyükdür). Beləliklə, polimer matrisasının istilik genişlənməsi disperqator hissəcikləri arasında polimer təbəqəsinin qalınlığının artmasına, başqa sözlə kompozitin müqavimətinin artmasına səbəb olur. Bunun nəticəsində disperqator polimer sərhəddində mövcud olan potensial çəpərin hündürlüyü artır, bu da baryerdən keçən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının, kompozitin elektrik keçiriciliyinin və dielektrik nüfuzluğunun azalmasına səbəb olur.

Beləliklə, alınmış nəticələrin analizi polimer-Si əsaslı kompozitlərdə σ , $\text{tg } \delta$, ϵ' , ϵ'' -in tezlik və temperatur asılılıqlarına kompozitdə və matrisada polyarlaşma relaksasiya effektinin güclü təsir etdiyini deməyə imkan verir. Bu effektlər polimer matrisasında dipol polyarlaşmasının və yükdaşıyıcıların miqrasiyasının nəticəsidir. Yükdaşıyıcıların miqrasiyası matrisanın kristallik hissəsində və yarımkəçirici hissəciklərində baş verir ki, onlar da fazalararası sərhəddə toplanır.

ƏDƏBİYYAT

1. Hashimov A.M., Hasanli Sh. M., Mehtizadeh R. N., Bayramov Kh. B., Azizova Sh. M.. Zinc Oxide and Polymer Based Composite Varistors// Physica status solidi (PSS), 2006, (c) 3, No.8, p.2871-2875.
2. Гасанли Ш.М., Иманова А.Я. Электрофизические характеристики композитных нелинейных резисторов на основе полимера и кремния// ЖТФ. 2011. № 81, вып. 8. с.150-152.
3. Ляшков А. Ю., Тонкошкур А.С. Варисторные композиты с положительным температурным коэффициентом сопротивления// ЖТФ, 2011, том 81, вып.3.

CuInSe₂(Mn,Fe)Se BƏRK MƏHLULLARI ƏSASLI KOMPOZİTLƏRİN MAQNİT XASSƏLƏRİ

Ş.M. Həsənlı, U.F Səmədova, R.K Hüseynov*

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutu

**Gəncə Dövlət Universiteti*

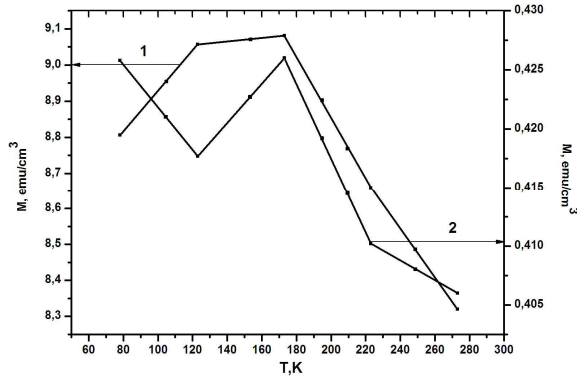
Hasanli_sh@rambler.ru, neytrino7@gmail.com, tel (99412) 539-62-32

CuInSe₂(Mn,Fe)Se bərk məhlulları əsaslı kompozitlərin maqnit xassələri geniş temperatur intervalında $T=77-300\text{K}$ tədqiq edilmişdir. Nümunələrdə Neel temperaturunun qiymətləri hesablanmış və temperaturun $T < T_N$ qiymətlərində maddələrin antiferromaqnit xassəyə malik olduqları müəyyən edilmişdir.

Yeni maqnit materialları yüksək maqnit parametrlərinə, optimal elektrik və maqnit xassələrinə malik olduqları üçün texnikada geniş istifadə edilirlər. O, cümlədən, antiferromaqnit materiallarının xassələrinin öyrənilməsi həm səth hallarının fundamental məsələlərini tədqiq etmək üçün, həm də belə materialların praktik istifadəsi üçün aktual xarakter daşıyır.

Təqdim edilən iş CuInSe₂(Mn,Fe)Se bərk məhlulları əsaslı kompozitlərin maqnit xassələrinin tədqiqinə həsr edilmişdir. Bərk məhlullarda maqnit xassələrinin temperatur

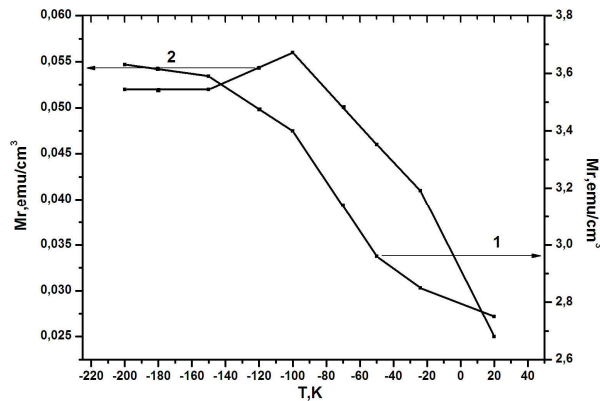
asıllıqlarını tədqiq etmək üçün iş [1]-də şərh edilən üsulla 30% X_1 +70%PE (X_1 =FeSe binar maddəsi) (N1), 40% X +70%PE (X =10mol%FeSe + 90mol%CuInSe₂) (N2) və 40% Y +70%PE (Y =10mol%MnSe + 90mol%CuInSe₂) (N3) nazik təbəqəli kompozit plyonkalar sintez edilmişdir. Nümunələrin maqnit parametrləri Faradey və vibrasiya (Lakeshore 7404 VSM maqnetometr) metodları vasitəsilə tədqiq edilmişdir. Tədqiqatlar geniş temperatur intervalında $T=77-300K$ aparılmışdır. Şəkil 1,2,3,4,6-da N1, N2 və N3 kompozitlərinin maqnit sahəsinin sabit $H=4kOe$ qiymətində M -maqnitləşmənin, $1/\chi$ -maqnit nüfuzluğunun tərs qiymətinin, M_r -qalıq maqnitləşmənin qiymətinin, qoerisitiv qüvvənin temperaturdan asılılıqları verilmişdir.



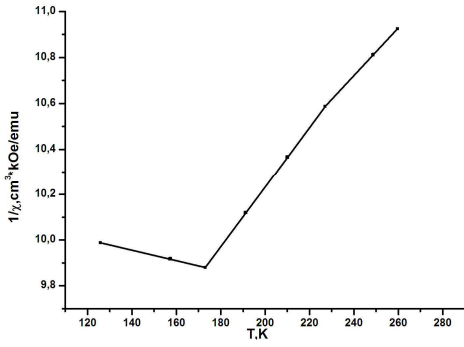
Şəkil 1. Maqnitləşmənin temperaturdan asılılığı
1-30% X_1 +70%PE (X_1 =FeSe binar)
2-40% Y +60%PE (Y =10mol%MnSe+90mol%CuInSe₂)

Şəkil 1,2-dən görüldüyü kimi tədqiq olunan nümunələrin doldurucunun tipindən asılı olmayaraq M , M_r -in qiymətlərinin temperatur asılılıqları mürəkkəb xarakter daşıyır, Belə ki: 1.a) 1-N-li nümunə üçün temperaturun azalması ilə maqnitləşmənin qiyməti artaraq $T=180K$ -də maksimuma qiymətə çatır, temperaturun sonrakı azalması ilə isə maqnitləşmənin qiyməti də azalır. b) 3-N-li nümunə üçün maqnitləşmənin qiyməti temperaturun azalması ilə kəskin artaraq $T=173K$ -də maksimuma çatır, temperaturun sonrakı azalması ilə maqnitləşmənin qiyməti azalır və sonra monoton artır.

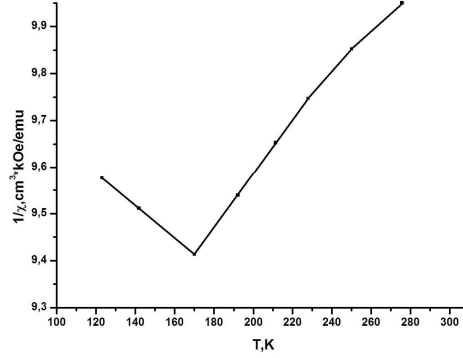
Qalıq maqnitləşmənin qiyməti temperaturun azalması ilə əvvəl kəskin, sonra isə temperaturun azalması ilə monoton artır, 3) $1/\chi$ -maqnit nüfuzluğunun tərs qiyməti temperaturun artması ilə minimum qiymətə qədər kəskin azalaraq temperaturun sonrakı artması ilə artır.



Şəkil 2. Qalıq maqnitləşmənin temperatur asılılığı
1-30% X_1 +70%PE (X_1 =FeSe binar)
2-40% Y +60%PE (Y =10mol%MnSe+90mol%CuInSe₂)

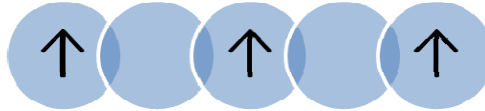


Şəkil 3. N2 nümunəsinin maqnit nüfuzluğunun tərs qiymətinin temperatur asılılığı



Şəkil 4. N3 nümunəsinin maqnit nüfuzluğunun tərs qiymətinin temperatur asılılığı

Qeyd edək ki, antiferromagnet materiallar üçün xarakterik cəhətlərdən biri odur ki, bu materiallarda qonşu ionlar arasında qarşılıqlı təsir birbaşa yox, dolayı yolla gedir.



Şəkil 5. Antiverromagnet materiallarda maqnit ionlarının yerləşmə mexanizmi

Şəkildən 5-dən görüldüyü kimi maqnit ionları arasında maqnitləşməmiş ion yerləşir (maqnitləşməmiş ion, yəni bu ionun bütün elektron buludları dolubdur). Belə olan halda maqnit ionları arasında qarşılıqlı təsir maqnitləşmiş ionla maqnitləşməmiş ionun ümumi elektronu hesabına gedir. Tədqiq edilən nümunələrdə M , M_r ayrılıqlarının temperatur asılılığındakı maksimumlar bu maddələrin antiferromagnet olduğunu bir daha sübut edir. Antiferromagnetiklərdə mübadilə integralının qiyməti sıfırdan kiçikdir $A < 0$, maqnit nizamlılığı isə temperaturun sıfır qiymətindən T_N -Neel temperaturuna kimi olan intervalda dəyişir. Neel temperaturundan aşağı temperaturda qonşu atom domenlərinin maqnit momentlərinin antiparalel oriyentasiyası eyni deyildir. Bu səbəbdən nümunələrdə yekun maqnit momenti sıfıra bərabər deyil və M , M_r -in qiymətləri sıfırdan fərqlidir. Temperaturun artması ilə bir tərəfdən maqnit kristallik anizotropiyası azalır, yəni antiferromagnet materialda domen sərhədlərinin yerdəyişməsinə və domenlərin maqnit momentinin çevrilməsinə mane olan qüvvələr zəifləyir, digər tərəfdən isə istilik hərəkəti hesabına atomun maqnit momentinə təsir edən qarşılıqlı təsir qüvvəsi azalır. Nəticədə, qonşu atomların yekun maqnit momentinin cəmi azalır və temperaturun $T = T_N$ qiymətində minimum qiymətə yaxınlaşır. Bu temperaturda maddə antiferromagnet paramagnet hala keçir. $T > T_N$ temperatur intervalında istilik fülküktasiyasının ehtimalı artır və bunun nəticəsində M , M_r -in qiyməti azalır. Maqnit nüfuzluğunun tərs qiymətinin temperatur asılılığının Neel temperaturları təyin edilmişdir. Hesablamalar nəticəsində aşağıdakı nəticələr alınmışdır: 3N-li üçün $T_N = 150K$, N2 üçün $T_N = 176K$, N1 üçün $T_N = 173K$ -dir. N3 nömrəli nümunə üçün Neel temperaturunun qiyməti [2] işində verilən nəticələrdən uzlaşır. Neel temperaturundan yuxarı temperaturalarda nümunələrdə maqnit nüfuzluğunun tərs qiyməti Kuri-Veys qanunu ilə təyin edilir.

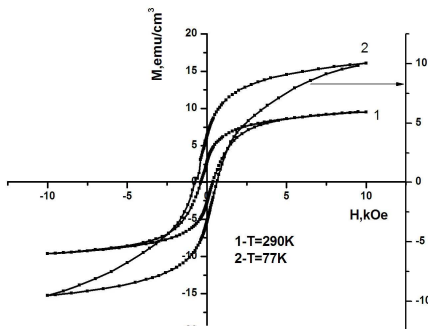
$$\chi = \frac{C}{T - \theta_p} \quad (1)$$

Burada C-Kuri sabitidir, T- mütləq temperaturdur, θ_p - paramagnet temperaturudur.

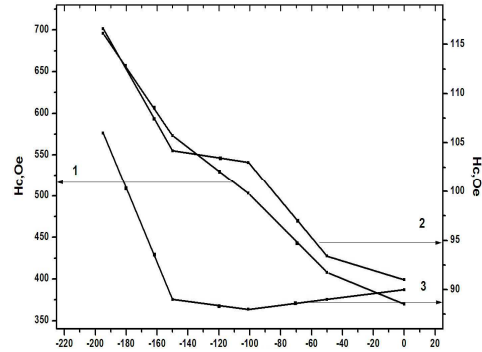
Onu da qeyd edək ki, H_c -koersitiv qüvvəsi maqnit materiallarının mühüm xassəsindən biridir. H_c -in qiymətinə əsasən maqnit materialının tipini (maqniyyəməşq, maqnitbərk)

müəyyən etmək olur. Temperaturun artması ilə koerisitiv qüvvənin artmasına səbəb H_c -in anizotropiya sabiti K -dan asılılığı ola bilər. $H_c = \frac{2K}{M_s}$ (2)

Burada M_s -spontan maqnitləşmədir.



Şəkil 5. N1 nümunəsinin maqnitləşməsinin maqnit sahəsinin intensivliyindən asılılığı



Şəkil 6. Koerisitiv qüvvənin temperatur asılılığı
1-N1, 2-N3, 3-N2

(2) düsturuna əsasən deyə bilərik ki, temperaturun azalması ilə maqnit oxları boyunca maqnit anizotropiyasının qiyməti artaraq H_c -in artmasına səbəb olur. Bundan başqa, temperaturun azalması ilə maqnit momentlərinə istilik füluktasiyalarının təsirinin ehtimalı azalır. Bu zaman maqnit momentlərinin oriyentasiya qabiliyyəti də azalır, bunun nəticəsində histirezis əyrisinin sahəsi genişlənir, yəni koerisitiv qüvvənin qiyməti artır. Deyilənlər təcrübi nəticələr ilə təsdiqlənir (bax şəkl.5,6).

ƏDƏBİYYAT

1. A.M. Gashimov, Sh.M. Gasanly, U.F. Samadova. Electric Properties of Thin_Film Composite Resistors on the Basis of $CuInSe_2$ - $MnSe$ and $CuInSe_2$ - $FeSe$ Chalcopyrite Compounds. Surface Engineering and Applied Electrochemistry, 2010, Vol. 46, No. 1, pp. 75–79
2. К.И.Янушкевич, И.А.Викторов, И.В. Боднар. Кристаллическая структура и магнитная восприимчивость $(CuInSe_2)_{1-x}(2MnSe)_x$. Физика твердого тела, 2009, том 51, вып.1, с 104-108.

ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ТРУБКЕ С НЕМОНОТОННО МЕНЯЮЩЕЙСЯ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ЕМКОСТЬЮ.

Г. М Садых – заде , Г.И.Гарибов , М.Н.Агаев ,Ш. А.Шамилова.
Бакинский Государственный Университет

До настоящего времени были проделаны исследования волны ионизации в случае с постоянной монотонно уменьшающейся или увеличивающейся по длине разрядной трубки распределенной емкостью. В настоящей работе впервые исследуется параметры волны ионизации вдоль длинной разрядной трубки с равномерно немонотонно распределенной емкостью. Емкость равномерно уменьшается до середины трубки, т.е. в середине трубки она имеет минимальное значение, а затем

возрастает с тем же шагом в сторону противоположного электрода до первоначального значения.

Измерения показали, что скорость распространения волны остается постоянной вдоль трубки также как и в случаях постоянной и неравномерно немонотонной распределенной по длине трубки емкостью, остальные параметры разряда существенно зависят от того, как распределена емкость вдоль трубки.

В последние годы значительное внимание уделяется экспериментальным исследованиям волн ионизации в газах, которые могут возникать при электрическом пробое в разрядном промежутке и обычно наблюдаются как движущийся фронт свечения. Волны ионизации представляют собой – области повышенной ионизации частиц газа, отделенные узкой переходной областью (фронтом волны) от областей с более низкой степенью ионизации. В пределах фронта волны происходит резкий скачок степени ионизации частиц газа. Структуру в газе волны ионизации определяют процессы ионизации, рекомбинации и переноса энергии. Ионизационные волны могут быть уединенными, периодическими, стационарными, бегущими и т.д. Скорость распространения таких волн зависит от ряда экспериментальных условий. Из физической картины волн пробоя следует, что на параметры характеризующие процесс влияет распределенная вдоль трубки емкость C_0 , При изучении волн ионизации обычно распределена емкость C_0 отнесенная к единице длины разрядной трубки, считается постоянной.

До настоящего времени были проделаны исследования волны ионизации в случае с постоянной [1,3] монотонно уменьшающейся или увеличивающейся [2,3] по длине разрядной трубки распределенной емкостью. В настоящей работе впервые исследуются параметры волны ионизации вдоль длинной разрядной трубки с равномерно немонотонно распределенной емкостью. Емкость равномерно уменьшается до середины трубки, т.е. в середине трубки она имеет минимальное значение, а затем возрастает с тем же шагом в сторону противоположного электрода до первоначального значения.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Установка представляет собой стеклянную газоразрядную трубку с межэлектродные расстоянием 1 м и внутренним диаметром 3,2 см , заполненный аргоном при давлении 1 мм рт.ст. По всей длине трубки располагались обкладки из алюминиевой фольги шириной $3 \cdot 10^{-2}$ м, расстояние между ними 10^{-2} м. Первые три кольца с одной из сторон были надеты непосредственно на трубку, между остальными и трубкой имеются диэлектрические прокладки шириной от $2 \cdot 10^{-4}$ до $1,08 \cdot 10^{-2}$ м. В результате емкость с помощью 19 колец, начиная с третьего равномерно немонотонно распределена по длине трубки.

Величина C_0 измерялась с помощью трубки с запаянным концом, идентичной исследуемой, между налитым в нее электролитом и внешним обкладками. Результаты

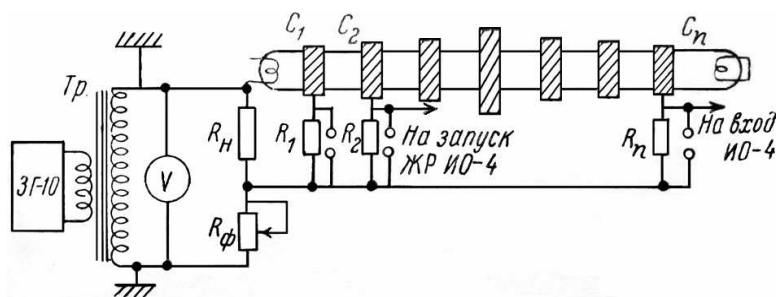


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

измерений соответствуют расчетам по формуле для емкости коаксиального конденсатора.;

$$C_0 = \frac{111 \cdot \varepsilon}{2 \ln(r_2/r_1)} \frac{\text{пф}}{\text{м}}$$

где r_1 - внутренний радиус трубки, r_2 - расстояние от оси трубки до алюминиевой обкладки, ε - диэлектрическая проницаемость стекла.

Обкладки соединялись с общей заземленной шиной через зарядное сопротивление $R = 5 \text{ кОм}$, смонтированное на штекерных гнездах таким образом, что при подключении любой из них ко входу осциллографа остальные кольца оставались замкнутыми накоротко. Источником питания разрядной трубки служили звуковой генератор, напряжение с выхода которого повышалось трансформатором до значений $U_{\text{эф}} = 2 \text{ кВ}$ и подавалось между землей и электродом, называемым поджигающим (п.э.). Второй электрод оставался свободным. Частота подаваемого напряжения не превышала 200 Гц. Тогда процесс пробоя становился многократными, повторяющимся с удвоенной частотой подаваемого напряжения.

В эксперименте исследовалось зависимость времени перемещения фронта ионизации от расстояния до поджигающего электрода. Измерения показали что скорость фронта ионизации v , определяемая из наклона зависимости $t = f(l)$, остается при всех условиях постоянной вдоль трубки независимо от того, на п.э. какого из концов трубки подается питающее напряжение и, следовательно, с какого из концов трубки стартует волна. В случае постоянной [1] и равномерно монотонной меняющейся емкости [2,3] скорость волны ионизации также остается постоянной вдоль трубки. Исходя из этого факта можно прийти к заключению, что скорость волны определяется в основном режимом разряда, и не меняется при изменении условий ее дальнейшего распространения. Кроме того, в эксперименте измерено распределение заряда, приходящего в импульсе на единицу длины трубки по ее длине (рис.2).

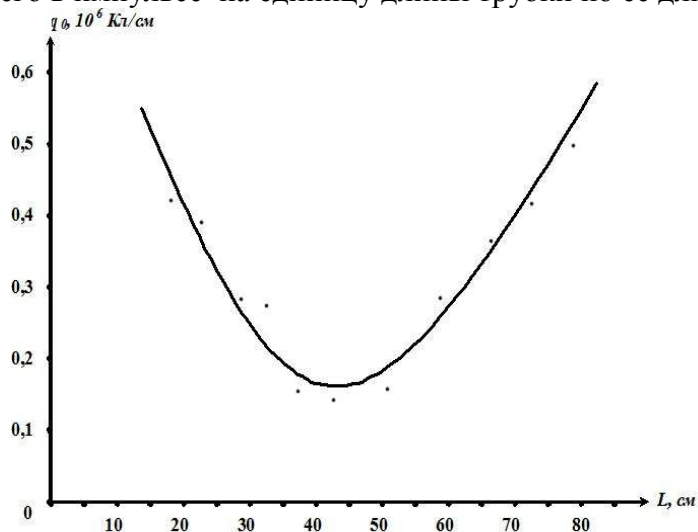


Рис.2. Зависимость заряда приходящего на единицу длины трубки от расстояний до поджигающего электрода.

$U = 1500 \text{ В}$, $f=110 \text{ Гц}$, $P = 1 \text{ мм.рт.ст.}$

Из этого графика видно, что с уменьшением емкости и увеличением расстояния от п.э. заряд тоже уменьшается, доходя до своего минимума, а затем с увеличением емкости кривая начинает расти. Действительно, на обкладках с большей емкостью протекает большой ток, а следовательно в этих местах больше должен быть и заряд.

Характер зависимостей заряда q_0 от длины трубки, который существенно отличается от установившихся для случаев с постоянной [1] и переменной распределенной емкостью [2,3] может быть объяснен следующим образом.

Движение фронта ионизации требует протекания вдоль трубки тока и, наличия продольного электрического поля E . При этом отрицательный потенциал за фронтом, должен монотонно убывать по длине, т.к. ток всегда течет в сторону, противоположную п.э. По мере удаления от п.э. падают интенсивность ионизации и плотность образующейся плазмы, а следовательно, растет сопротивление единицы длины столба R_0 . В результате приходящий на единицу стенки заряд q_0 , в соответствии с емкостью обкладок, должен монотонно убывать при движении волны от п.э. в сторону уменьшающейся C_0 , а затем также монотонно возрастает в соответствии с увеличением емкости.

Таким образом несмотря на то, что скорость распространения волны остается постоянной вдоль трубки также как и в случаях постоянной и неравномерно немонотонной распределенной по длине трубки емкостью, остальные параметры разряда существенно зависят от того, как распределена емкость вдоль трубки.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В.Недоспасов, А.Е.Новик . «Скорость распространения фронта ионизации при пробое длинных разрядных трубке», Ж.Т.Ф. том XXX. В.11.ст.1330 – 1336.
2. М.Н.Агаев, Г.М. Садых – заде , К.И. Эфендиев «Развитие разряда в длинной трубке с переменной распределенной емкостью», ТВТ, том 30, в 4, 1992, с. 818 – 822.
3. Г.М.Садыгзаде «Волны ионизации при пробое длинной трубки в аргоне» Bakı Dövlət Universiteti, Fizikanın müasir problemləri III respublika konfransının materialları. 17 – 18 dekabr. ВАКІ – 2009, səh.144 – 146.

$As_2Se_3 - As_2Te_3$ БЯРК МЯЦЛУЛ СІСТЕМІНІН ТЕРМОЕЛЕКТРИК ХАССЯЛЯРИНЯ ГЯФЯС ДЕФЕКТЛЯРИНИН ТЯСИРИ

Й. Г. Нуруллаев, N.M.Nəsrullayev, V.V.Dadaşova
Bakı Dövlət Universiteti, nurullayev.yusif.@ramble/ru

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, halqozen yasasly bərk məhlul kristalları gismyan nizamsız guurluşa malik defektli kristallarдыр. Бу кристалларın defekt tərkəzlərini onlara vurulan мұхтялиф фаузли кянар элемент ашгалары ilə idarə etməк olar. Концентрасийанын мұяййян гиймятиндя дефект мяркязляринин бир гисмини компенса olunduğундан кристалын гяфяс гурулушунда мұяййян дйишикликляр йаранур. Kristalın termoelektrik xassərinin vurulan aşqarlarla idarə etməк olar.

Электрон ышазларынын ишлямя габилыйяти онларын ишчи температур режиминдя кяскин асылыдыр. Электрон ышазларынын щяссаслыбынын вя онларын кейфиййятини артырмаг мягсядиля онлары мұяййян температура кими сойутмаг тяляб олунур. Бу мягсядя практикада ышазларын иш режиминя уйбун олараг мұхтялиф цсуллардан истифадя олунур. Бу бахымдан термоелектрик сойудубулары иля сойудулан электрон чевирибыляри даща буюцк практик ящямиййятя маликдир [1].

Чохкаскадлы термоелектрик сойудубулар ясасында алчаг температурларын алынмасы заманы гисмян ашабы температурларда йцкдашыыйгыбыларын концентрасийасы иля баылы олан термоелектрик кейфиййят ямсалыны артырмаг

мягсядиля термоелекрик материаллара мцяййян фаизли кянар элемент ашгарлары вурмаг мягсядяуйьундур [2].

Щалкоэен ясаслы термоелекрик материаллары мцяййян тябиятли дефект мяркъязляри олан гисмян низамсыз гурулуша малик дефектли кристаллардыр. Бу кристаллара вурулан мцхтялиф фаизли кянар элемент ашгалары концентрасийанын мцяййян гиймятиндя дефект мяркъязляринин бир гисмини компенся едяряк кристалын гяфяс гурулушунда мцяййян дяйишикликляр йарадыр [3]. $As_2Se_3 - As_2Te_3$ бирляшмяляри $A_2^V B_3^{IV}$ типли бирляшмяляр групуна аид олуб моноклин гяфяс гурулушуна малик кристаллар олуб $P2_1/n - C_{2n}^5$ фяза групуна аиддир. Щяр ики бирляшмянин гурулуш типли D_5^8 олуб $Pb_{nm} - D_{2n}^{16}$ гурулушда кристаллашыр. Бу гурулуша щямчинин Sb_2Se_3 вя Bi_2S_3 т ипли бирляшмяляр дя аиддир. As_2Se_3 вя As_2Te_3 бирляшмялярин структуру (010) мцствяисиня паралел мцствяиляр тяшкил едян вя араларында зяиф Ван-Дер-Ваалс ялагяси олан As_2Se_3 лайларындан ибарятдир. Лай As_2Se_3 вя As_2Te_3 бирляшмяляриларда As атому 3 кцкцрд Se атому иля ящатя олунмушдур. Лайлар арасында атомлар эцълц ковалент рабитядядир. As_2Se_3 вя As_2Te_3 бирляшмяляри бир-бириндя 2 As атому вя цц кцкцрд $Se(Te)$ атомунун кристал гяфясдя дцццлщцц иля фярглянир. As_2Se_3 вя As_2Te_3 бирляшмяляри цццн бу рабитяляр ъядвялдяки кимидир.

Бирляшмя	Рабитянин узунлуьу $\overset{0}{A}$					
я						
As_2Se_3	$As_1 - Se_1$	$As_1 - Se_2$	$As_1 - Se_3$	$As_2 - Se_1$	$As_2 - Se_2$	$As_2 - Se_3$
	2,18	2,22	2,36	2,22	2,18	2,35
As_2Te_3	$As_1 - Te_1$	$As_1 - Te_2$	$As_1 - Te_3$	$As_2 - Te_1$	$As_2 - Te_2$	$As_2 - Te_3$
	2,12	2,18	2,82	2,92	2,93	3,12

Щям As_2Se_3 вя щям дя As_2Te_3 бирляшмяляринин физики хассяляри иля баьлы мялуматлардан айдын олур ки, бу кристаллар ясасында даща йцксяк ефектли термочевриьиляр щазырламаг мцмкцндцр. Бу мягсядя мцхтялиф тяркибли ($x=0,1; 0,3; 0,5; 0,9$) $As_2Se_3 - As_2Te_3$ кристалынын термоелекрик хассяляри 80-500 К температур интервалында тядгиг олунмушдур. $As_2Se_3 - As_2Te_3$ систем бярк мящлул кристаллары кифайят гядяр ятрафлы юйрянилмямишдир. Бу тип бирляшмяляр щщявари кристаллардыр. As_2Se_3 бирляшмясиндя гадаьан олунмуш золаьын ени 2,5 еВ-дир. As_2Se_3 -дян фяргли олараг As_2Te_3 кристалынын гадаьан олунмуш золаьын ени 1,0 еВ олуб йцкдашыьыгыларын концентрасийасынын $1,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ гиймятиндя йцкдашыьыгыларынын йцрцкцлцццнц $170 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сан}$ тяртибиндядир.

Тядгигат заманы мцхтялиф тяркибли нцмуняляр цццн отаг температурунда термоелекрик щярякят гцввяси вя Щолл ямсалынын бирляшмянин тяркибиндяки As_2Te_3 компонентинин мигдарындан асылылыьы юйрянилмишдир. Мцяййян олунмушдур ки, тяркибиндя As_2Te_3 компонентинин бахылан интервалда артмасы иля термоелекрик щярякят гцввяси $25 \frac{mkV}{K}$ -дян $75 \frac{mkV}{K}$ -я, Щолл ямсалынын ися 0,15 $\text{см}^3 \cdot \text{К}^{-1}$ -дян 0,7 $\text{см}^3 \cdot \text{К}^{-1}$ -я гядяр дяйишир. Бу щалда Щолл ямсалына эоря щесаьланмыш

йцкдашыйыгыларын концентрасийасы тягрибян 3 дяфя азалыр. Мцяййян олунмушдур ки, нцмунянин тяркибиндя Te атомларынын артмасы иля бцтцн интервалда йцкдашыйыгыларын концентрасийасы азалыр, амма уйбун олагаг термоелекрик щярякят гцввяси артыр. Алынан тяърцби нятигылярдян бир даща айдын олур ки, $As_2Se_3 - As_2Te_3$ систем бярк мящлул бирляшмясинин гадабан олунмуш зонасында дярин вя дайаз сывийяляр вардыр. Алчаг температурларда гадабан олунмуш зонадакы дярин сывийяляр гисмян комплекся олундуьундан бу бирляшмяляр алчаг температурларда йцксяк олурлар. Температурун артмасы иля дярин ашгар сывийяляри тядрибян бошалыр вя йцкдашыйыгыларын концентрасийасы дяйишир.

Тяркибя вурулан As_2Te_3 компоненти гяфясядики вакант йерлярин щалкозен атомлары иля явяз олунмасы α, σ, n кямийятляринин дяйишмясиня сябяб олур. Мящз гяфясядя Te атомларынын Se атомлары иля кичик явяз олунмаларда ($x=0,1; 0,3$) концентрасийа, кечириьилик вя термоелекрик гцввяси азалыр, сонракы явяз олунмаларда ися термоелекрик гцввяси артыр.

ЯДЯБИЙАТ

- [1] Н.Х. Абрикосов, В.Ф. Байкина, А.В. Порецкая, Полупроводниковые соединения, их получение и свойства, М., Наука, 175 с., 1987.
- [2] Й.Г. Нуруллаев, Гисмян низамсыз кристалларда электрон дефект гаршылыгы тысири, Докт. Диссерт. Бакы, 254 с., (2005).
- [3] А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, М.А. Джафаров, Ю.Г. Нуруллаев, Неорганические материалы **34**, 271 (1998).

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ВЫСОКООМНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЗОНДА В ПЛАЗМЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА РАЗРЯДА В ГЕЛИИ

А.Х. Мурадов

Институт Физических Проблем, БГУ

a_muradov@yahoo.com

Измерены вольт-амперные характеристики плоского полупроводникового зонда, помещенного в гелиевую газоразрядную плазму и их первые производные. Обнаружено, что под действием постороннего излучения величина зондового тока сильно возрастает, плавающий потенциал смещается в сторону электронной части характеристики. Величина смещения интерпретируется как глубина проникновения поля в полупроводник.

Решение таких вопросов, как стабилизация работы различных приборов газового разряда, [1,2] преобразование инфракрасного излучения в видимое, передача изображений и бессеребряное фотографирование [3] и т. д. осуществляется с помощью газоразрядных ячеек с высокоомным полупроводниковым электродом. Наличие этого контакта существенным образом влияет на свойства газового разряда и коренным образом отличает его от классических затрудненных и барьерных разрядов. Однозначного мнения о механизме стабилизации разряда с полупроводниковым электродом и физической интерпретации процессов в такой газоразрядной ячейке не существует. Однако физические процессы, происходящие в контакте полупроводника и плазмы, играют определяющую роль в формировании разряда.

В данной работе измерены вольт-амперные характеристики плоского полупроводникового зонда, помещенного в гелиевую газоразрядную плазму. Изучено влияние постороннего излучения на зондовую характеристику. Обнаружено, что под действием излучения величина зондового тока сильно возрастает, плавающий потенциал смещается в сторону электронной части характеристики. Величина смещения интерпретируется как глубина проникновения поля в полупроводник. Измерены также первые производные вольт-амперных характеристик полупроводникового зонда. Под действием внешнего излучения производные характеристик также смещаются.

В качестве плазмы, контактирующей с полупроводником бралась плазма газового разряда, образующаяся в положительном столбе (ПС) разряда в гелии. Зонд был изготовлен из высокоомного образца арсенида галлия ($\rho = 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{М}$) в виде диска толщиной 1 мм и диаметром 8 мм. Боковая и тыльная стороны зонда были покрыты стеклом так, что с плазмой контактировала только обращенная к ней поверхность.

На рис.1 приведены зондовые характеристики, измеренные вблизи плавающего потенциала, при различных освещенностях зонда. Измерения проведены при условии $P=26,7 \text{ Па}$, и силе разрядного тока $J_p = 150 \text{ мА}$. Из рисунка видно, что с ростом интенсивности излучения зондовые характеристики возрастают круче, вся характеристика смещается и положение плавающего потенциала меняется. С ростом интенсивности излучения значения плавающего потенциала полупроводникового зонда приближаются к плавающему потенциалу металлического зонда. При проведении измерений было обнаружено, что с увеличением разрядного тока абсолютные значения зондовых токов растут. С ростом давления изменения ΔU_0 от интенсивности излучения уменьшается. Это по-видимому связано с тем, что при низких давлениях теплопроводность газа низка, и под действием излучения полупроводниковый образец нагревается до высоких температур, и вследствие этого уменьшается его сопротивление. С ростом давления теплопроводность газа увеличивается и поэтому устанавливается более низкая температура и низкая проводимость зонда.

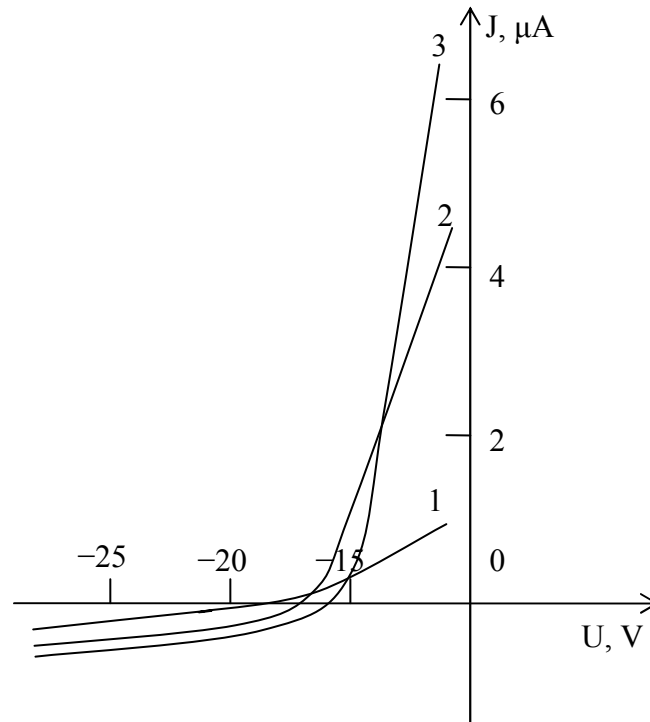


Рис. 1. Зондовые характеристики, измеренные при различных освещенностях зонда. 1 – 0%, 2 – 50%, 3 – 100%. ($He, P = 26,7 Па, J_p = 150 мА$).

Определение потенциала пространства по максимуму первой производной позволяет более точное его определение чем другими способами. Поэтому были измерены также первые производные вольт-амперных характеристик полупроводникового зонда радиотехническим методом. В цепь измерительного зонда вводился переменный сигнал малой амплитуды. Присутствие этого сигнала наряду с постоянным зондовым смещением приводит к возникновению переменных составляющих зондового тока, связанных с различными степенями производных. Для их измерений соответствующая гармоника усиливалась и регистрировалась.

Распределение потенциала в окрестности зонда должно быть найдено из уравнения Пуассона. В случае плоской геометрии это уравнение, определяющее распределение потенциала в слое, имеет простой вид:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (1)$$

При отрицательных значениях потенциала концентрация электронов подчиняется распределению Больцмана

$$n_e = n_0 \exp \frac{-e(V - V_0)}{kT_e}, \quad (2)$$

где n_0 , V_0 - концентрация и потенциал у границы слоя, T_e - электронная температура в невозмущенной плазме.

Из условия равенства ионного тока во всех точках имеем

$$n_i = n_0 \sqrt{\frac{V_0}{V}}. \quad (3)$$

Таким образом концентрация ионов, по мере их ускорения, уменьшается. Подстановка (2) и (3) в уравнение (1) приводит к

$$\frac{d^2V}{dx^2} = n_0 e \left[\sqrt{\frac{V_0}{V}} - e^{-\frac{e(V-V_0)}{kT_e}} \right], \quad (4)$$

Исключая n_e и n_i для $V < 0$ и интегрируя полученное уравнение с учетом граничных условий $\frac{dV}{dx} = 0$ при $V = V_c$ получаем:

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = -8\pi e n_c \left\{ 2V_c \left[\left(\frac{V}{V_c} \right)^{3/2} - 1 \right] - \frac{kT_e}{e} e^{-\frac{e(V-V_c)}{kT_e}} - 1 \right\} \quad (5)$$

Здесь V_c - потенциал на границе ионного слоя пространственного заряда, отсчитываемая по отношению к невозмущенной плазме. Из решения этого уравнения следует, что в околосондовой области формируется слой пространственного заряда. Внутри этого слоя при приближении к зонду потенциал быстро растет, а концентрации электронов и ионов падают, причем электронная концентрация падает гораздо быстрее ионной. Поэтому плотность заряда имеет максимум на некотором расстоянии R_0 от поверхности зонда. Начиная от этого максимума потенциал медленно спадает по мере удаления от зонда до расстояний порядка нескольких радиусов Дебая.

С приближением к потенциалу пространства от больших отрицательных потенциалов толщина слоя уменьшается. При этом на зонд течет электронный ток с плотностью

$$j = ne \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \quad (6)$$

Если теперь заменить металлический зонд на высокоомный полупроводниковый, то зонд не может отобрать от плазмы электронный ток с плотностью, определяемой формулой (6). Сила зондового тока уменьшается, поверхностный потенциал смещается в сторону плавающего потенциала.

Таким образом, в точках, расположенных ближе от максимума плотности пространственного заряда к поверхности зонда часть разности потенциалов падает в объеме полупроводника, а в точках, расположенных дальше максимума плотности, распределение потенциала почти не меняется, и зависимость силы тока от приложенного потенциала ослабевает. Этого хорошо видно из измеренных характеристик. Т. к. при этом характеристика целиком деформируется и смещается, то плавающий потенциал также перемещается, и смещение плавающего потенциала может служить мерой проникновения поля вглубь полупроводника. Следовательно измерив смещение плавающего потенциала можно оценить глубину проникновения поля в полупроводник. Изменение плавающего потенциала представляет собой величину порядка нескольких вольт, и возрастает с уменьшением давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Astrov Y. A., Logvin Y. A., Phys. Rev. Lett. 1997, v.79, p. 2983-2986.

2. Gurevich E. L., Liehr A. W., Amiranashvili S., et al., Phys.Rev. E. 2004, v.69, p. 036211-1-7.
3. Орбух В. И., Лебедева Н.Н., Саламов Б. Г., ФТП. 2009. т.43. с. 1329-1332.

ИМПЕДАНС СПЕКТРОСКОПИЯ РАЗРЯДА ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ РАЗРЯДНОГО ТОКА

А.Х. Мурадов, Т.Х. Гусейнов, Н.М. Насруллаев

Бакинский Государственный Университет

a_muradov@yahoo.com, htarlan@mail.ru

Вычислено комплексное динамическое сопротивление разряда при больших плотностях разрядного тока, когда заряженные частицы возникают путем ступенчатой ионизации и исчезают в результате объемной рекомбинации. Кривая импеданса, построенная на основе вычислений, начинается с положительного действительного значения при низких частотах. Динамическое сопротивление имеет индуктивный характер. С ростом частоты индуктивность разряда возрастает, достигает своего максимального значения, затем уменьшается. При предельно высоких частотах индуктивность разряда уменьшается до нуля, динамическое сопротивление имеет активный характер и равняется сопротивлению единичной длины разряда постоянному току.

Флуктуационные процессы в газоразрядных приборах заметно влияют на их электрические, оптические и эксплуатационные параметры. Поэтому они стали предметом изучения разрядов, находящихся в различных условиях образования и исчезновения заряженных частиц [1,2]. Динамические характеристики, определяемые из рассмотрения разрядов в колебательном режиме, содержат более полную информацию о процессах в разряде, в связи с чем они представляют не только научный а также прикладной интерес. Для анализа динамики колеблющегося разряда часто пользуются понятием комплексного динамического сопротивления или импеданса, частотными зависимостями его амплитуды и фазы. Динамическое сопротивление разряда позволяет выяснить времена жизни частиц в плазме, составить эквивалентную схему разряда [3,4]. Знание последней дает возможность прогнозировать свойства собственных колебаний, находить методы их устранения.

Настоящая работа посвящена вычислению импеданса единицы длины положительного столба разряда при больших плотностях разрядного тока. В этих условиях образование заряженных частиц в основном происходит ступенчато, а исчезновение в результате объемной рекомбинации. В разрушении метастабильных атомов, с которых идет ступенчатая ионизация, учитывается только переход на соседние уровни электронным ударом с последующим быстрым излучением. Рассмотрение проводилось на основе системы уравнений баланса с последующей линеаризацией и решением полученной системы относительно величины комплексного динамического сопротивления единицы длины столба разряда. Считалось, что функция распределения электронов по энергиям такая же, как и для стационарного столба и определяется только значением продольного электрического поля.

Рассмотрим систему уравнений ПС разряда в условиях ступенчатой ионизации и объемной рекомбинации [5,6]. Она состоит из уравнений баланса заряженных частиц,

возбужденных метастабильных атомов, с которых происходит ступенчатая ионизация, и выражения плотности разрядного тока.

$$\frac{dn_e}{dt} = N_m \alpha_{mi} n_e - \beta n_e^2 \quad (1)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = N_0 \alpha_{0m} n_e - N_m \alpha_m n_e \quad (2)$$

$$j = n_e e b_e E \quad (3)$$

Здесь n_e , N_0 , N_m -концентрации электронов, нормальных и возбужденных метастабильных атомов соответственно, $\alpha_{0m}, \alpha_{mi}, \alpha_m$ - скорости реакций прямого возбуждения, ступенчатой ионизации и разрушения метастабильных уровней электронным ударом, β - коэффициент рекомбинации, b_e - подвижность электронов, j -плотность разрядного тока, E - напряженность продольного электрического поля.

Предполагается, что электроны возникают только в результате ступенчатой ионизации метастабильных атомов электронным ударом, исчезают в результате объемной рекомбинации. Метастабильные атомы образуются в результате прямого возбуждения и разрушаются электронным ударом. Весь разрядный ток переносится электронами, концентрация нормальных атомов постоянна вдоль трубки и не модулируется. Здесь n_0 , N_{m0} , E_0 - средние значения соответствующих параметров.

Решение системы (1-3) относительно n_1 , N_1 , E_1 приводит к следующему выражению импеданса единицы длины ПС

$$Z_1 = \frac{(B + i\omega)(C + i\omega)}{AD + (B + i\omega)(C + i\omega)} R_0 \quad (4)$$

где введены обозначения $A = N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0$, $B = \beta n_0$, $C = \alpha_m n_0$, $D = \alpha_{mi} n_0$, $\frac{E_0}{j_0} = R_0$. Из этого выражения для амплитуды и фазы комплексного динамического сопротивления имеем:

$$|Z_1| = \frac{\left\{ \omega^4 + (B^2 + C^2 - AD)\omega^2 + ABCD + B^2 C^2 \right\}^{1/2} + [\omega AD(B + C)]^2}{(AD + BC - \omega^2)^2 + \omega^2 (B + C)^2} \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_z = \frac{AD(B + C)\omega}{\omega^4 + (B^2 + C^2 - AD)\omega^2 + ABCD + B^2 C^2} \quad (6)$$

Анализ этих выражений показывает, что при $\omega = 0$ $|Z_1| = \frac{BC}{AD + BC}$ и $\varphi_z = 0$, т.е. при низких частотах динамическое сопротивление имеет активный характер и стационарный разряд обладает возрастающей характеристикой. При $\omega = \infty$ $\varphi_z = 0$ и $|Z_1| = R_0$ т.е. при очень высоких частотах динамическое сопротивление разряда имеет активный характер и численно равно удельному сопротивлению разряда постоянному току.

Общий вид динамической характеристики приведен на рис.1. Видно, что согласно возрастающей статической ВАХ разряда, кривая импеданса (или

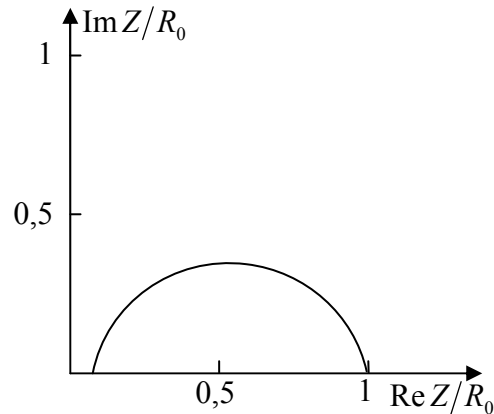


Рис. 1. Кривая комплексного динамического сопротивления, вычисленная по формуле (8).

динамического сопротивления) начинается с положительного действительного значения при низких частотах. Динамическое сопротивление имеет индуктивный характер, причем с ростом частоты индуктивность столба возрастает. Значение $|Z_1|$ достигает своего максимума при частотах порядка \sqrt{AD} . При более высоких частотах индуктивная составляющая и вместе с ним $|Z_1|$ уменьшаются. При предельно высоких частотах динамическое сопротивление оказывается чисто омическим и определяется величиной R_0 .

Вычисление комплексного динамического сопротивления разряда (или импеданса) показало, что при $\omega = 0$ для стационарного разряда импеданс носит активный характер и имеет положительный знак, т.е. стационарный разряд в условиях рекомбинации имеет возрастающую ВАХ. Это связано с тем, что при малых флуктуациях разрядного тока, в уравнении баланса заряженных частиц приходный член линейно зависит от концентрации электронов, т.к. в уравнении баланса метастабильных уровней приходный и уходный члены пропорциональны n_e , и следовательно, как видно из второго уравнения системы (1-3), N_m от n_e и силы разрядного тока не зависит. Уходный же член в уравнении баланса заряженных частиц от n_e зависит квадратично и, для удовлетворения этого уравнения, при малых изменениях разрядного тока и концентрации электронов изменяется E_z .

С увеличением частоты появляется и возрастает индуктивная составляющая. При более высоких частотах, определяемых ионизационной инерционностью и инерционностью накопления метастабильных атомов, индуктивная часть переходит через максимум и при предельно высоких частотах уменьшается до нуля. Это является следствием имеющих место механизмов накопления и диссипации энергии [1]. Активная же составляющая монотонно возрастает с ростом частоты и стремится к значению R_0 при $\omega \rightarrow \infty$.

Следует отметить, что экспериментальное определение коэффициентов, входящих в расчетные формулы затруднены из-за невысокой точности определения скоростей реакций (они имеют порядковый характер). Поэтому количественное сравнение результатов расчетов с измеренными кривыми импеданса не имеет смысла.

Однако ход кривых импеданса качественно согласуется с общими закономерностями экспериментальных кривых, что свидетельствует в пользу применимости предложенной модели для расчетов импеданса разрядов с большой плотностью разрядного тока, находящихся в ионизационно-рекомбинационном режиме.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Грановский В. Л. Электрический ток в газе, М.Гостехиздат, 1952, т.1, с.374-382.
- [2]. Дейч Г., Голубовский Ю.Б., Радиотехника и электроника, 1978, №6, с.1205-1211.
- [3]. Привалов В.Е., Шишов С.И. "Радиотехника и электроника", 1987, т.32, №8, с.1678-1685.
- [4]. Wilke L., Kablan N., Deutsch H. Contribution to Plasma Phys. 1990, 30, №4, p. 481-486.
- [5]. Абдуллаев Р.А., Гусейнов Т.Х. Журнал "Известия вузов Радиоэлектроника" Киев, 2008, т.51, №4, стр.38-49.
- [6]. Sobhanian S., Khorram S., Muradov A. European Journ of Phys., Appl. Phys. 2005, v.30 №3, 201-206.

TlIn_{1-x}Dy_xTe₂ BƏRK MƏHLULLARINDA İSTİLİKKEÇİRMƏ.

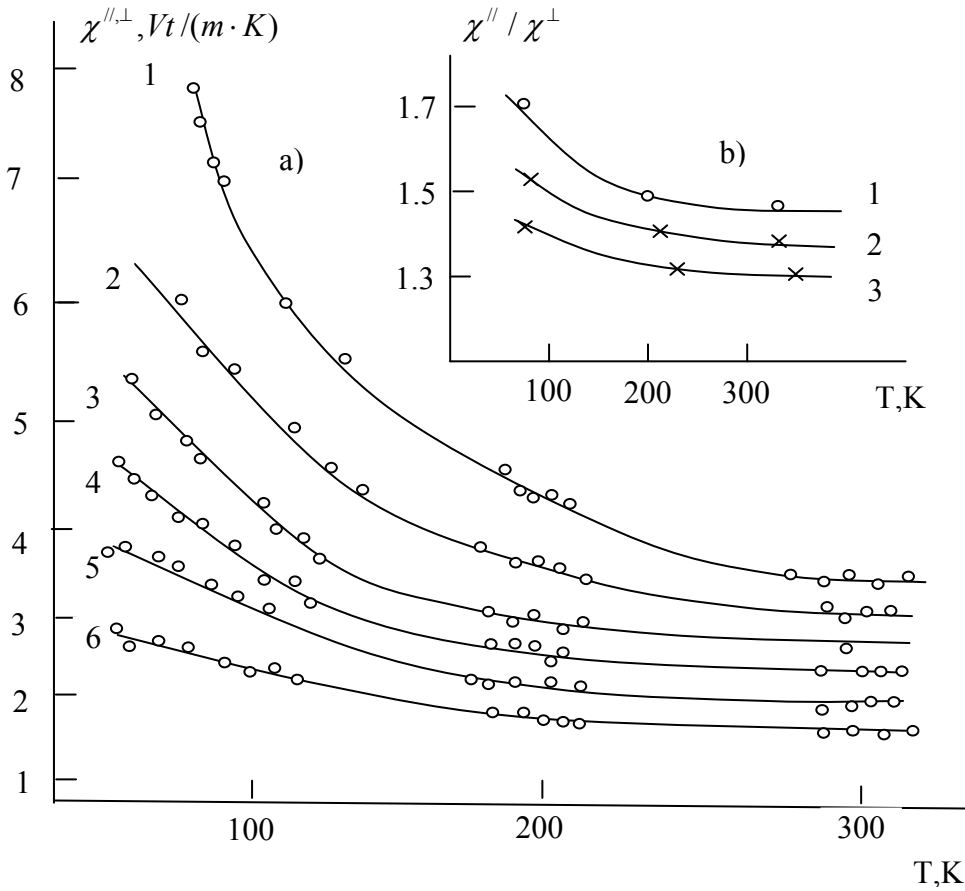
H.İ.Zeynalov, A.M.Əhmədova, E.S.Qarayeva, G.N.Əzizova.

aarzum@rambler.ru

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Ədəbiyyatda TlInS₂(Se₂,Te₂)–TlDyS₂(Se₂,Te₂) sisteminin tədqiqi haqda məlumat verilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, TlInTe₂–TlDyTe₂ sistemində həllolma oblastı 12 mol%-dir. İlk komponentlərin 1:1 nisbətində dördqat Tl₂InDyTe₄ birləşməsi alınır. Tərkib – elektrik xassəsinin öyrənilməsi nəticəsində TlInTe₂–TlDyTe₂ sistemi ərintilərinin birləşmə və bərk məhlullarının yarımkeçirici xassələrə malik olduqları müəyyən edilmişdir. Onların keçiriciliyinin tipi, volt– amper xarakteristikaları və güclü elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyi öyrənilmişdir. Fononların səpilməsinin əsas mexanizmlərini müəyyən etmək üçün təqdim olunan işdə TlInTe₂ – TlDyTe₂ sistemi bərk məhlullarının anizotrop kristallarının istilikkeçirməsi tədqiq olunmuşdur. Tədqiq olunmaq üçün nümunələr Bricmen– Stokbarqer üsulu ilə alınmışdır. Bütün nümunələr p – tip keçiriciliyə malikdirlər.

Istilikkeçirmənin TlIn_{1-x}Dy_xTe₂ bərk məhlulların monokristallik nümunələrdə istilik selinin təbəqəyə paralel (χ^{\parallel}) və perpendikulyar (χ^{\perp}) istiqamətlərdə temperatur asılılığı şəkildə verilmişdir. Istilikkeçirmənin ölçmə dəqiqliyi $\pm 6\%$ təşkil etmişdir.



Şəkil. TIIn_{1-x}Dy_xTe₂ bərk məhlullarının istilik keçirməsinin temperaturdan asılılığı $x = 0,01$ (1,4), $0,05$ (2,5), $0,09$ (3,6) (1-3) paralel hal üçün, (4-6) perpendikulyar hal üçün (a) və χ''/χ' nisbətinin temperatur asılılığı $x=0,01$ (1), $0,05$ (2), $0,09$ (3) (b).

İstilikkeçirmə stasionar üsulla istilik selini (001) müstəvisinə paralel və perpendikulyar göndərməklə 80-350K temperatur oblastında ölçülmüşdür. [1]: Nümunələr $\sim 6 \times 4 \times 12$ mm ölçüdə olmuşlar. Nümunə, soyuducu və qızdırıcı arasında istilik kontaktını yaratmaq üçün gümüş pastadan istifadə olunmuşdur.

Ümumi istilikkeçirmənin elektron payı məlum olan Videman– Frans münasibətilə qiymətləndirilmişdir. TIIn_{1-x}Dy_xTe₂– nin müxtəlif tərkibləri üçün istilikkeçirmənin elektron payı ümumi istilikkeçirmənin 1% - dən çox olmamışdır. Ona görə də kifayət qədər dəqiqliklə hesab etmək olar ki, ölçülən kəmiyyətlər qəfəsin verdiyi pay ilə əlaqədardır. Şəkildən görünür ki, tədqiq olunan temperatur intervalında TIIn_{0,99}Dy_{0,01}Te₂ bərk məhlullarında temperatur qradientinin (0,01) müstəvisinin müxtəlif istiqamətlərində anizotropluq müşahidə olunur.

$$100 \text{ K} - \text{d} \text{ə } \chi'' = 6,82 \text{ Vt}/(\text{mK}), \chi'_{\perp} = 3,87 \text{ Vt}/(\text{mK});$$

$$200 \text{ K} - \text{d} \text{ə } \chi'' = 3,11 \text{ Vt}/(\text{mK}), \chi'_{\perp} = 2,13 \text{ Vt}/(\text{mK});$$

$$300 \text{ K} - \text{d} \text{ə } \chi'' = 1,81 \text{ Vt}/(\text{mK}), \chi'_{\perp} = 1,44 \text{ Vt}/(\text{mK});$$

Təbiidir ki, atomlarının nizamlı düzülüşə malik olan ilkin birləşmədən bərk məhlullara keçdikcə, istilikkeçirmənin atom kütləsindən asılılığında adi qanunauyğunluqdan kənara çıxma müşahidə olunur. Bu hal onunla əlaqədardır ki, dəyişən tərkibli qarışıq kristallar üçün fononların lokal nöqtəvi defektlərdən səpilməsi üstünlük təşkil edir. Nöqtəvi defektlərlə əlaqədar olan istilik müqavimətinə təsir edən əsas amil sıxlığın və mühitin elastik xassələrinin lokal dəyişməsidir. TIIn_{1-x}Dy_xTe₂ bərk məhlullarında fononların səpilməsinin əsas

mexanizmlərini aşkar etmək üçün 300 K temperaturda istilikkeçirməyən qəfəs rəqslərinin verdiyi payın eksperimental verilənləri Klemens nəzəriyyəsinə [2] hesablanmış verilənlərlə müqayisə edilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, $TlInTe_2$ birləşməsində və onun əsasında $TlIn_{1-x}Dy_xTe_2$ bərk məhlullarında istilik, əsas etibarilə qəfəsin istilik rəqsləri ilə daşınır. Fononların səpilməsində əsas rol üç fononlu proseslər (U- proseslər) oynayır. $TlIn_{1-x}Dy_xTe_2$ bərk məhlullarında isə Debay temperaturundan yüksək temperaturlarda fononların səpilməsində U- proseslərlə yanaşı eyni zamanda N – proseslər və nöqtəvi defektlərdən səpilmə aktiv rol oynayır.

ƏDƏBİYYAT

1. Зарбалиев М.М. Явление переноса заряда и тепла в системах $TlInS_2$ ($Se_2 Te_2$) – $TlInS_2$ ($Se_2 Te_2$) : дис... докт. Физ.-мат. Наук. Баку, БГУ, 2001. 2840
2. Klemens D.G. Termal resistonoe due to point defects at high temperatures // phys. Rev. 1960. V. 119. № 2. P. 507 - 510.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА FeCo

Т.М.Панахов, Д.М. Кафарова, И.В.Мусазаде, А.А. Исаева, Р.Б.Велиев

Азербайджанский архитектурно строительный институт

phys_dk@yahoo.com

Сплавы FeCo магнитомягкие материалы, которые имеют высокую магнитную насыщенность в широком диапазоне состава. В работе построены кривые изменения спинового момента с составом. Изучены сплавы FeCo при упорядоченном B2 и неупорядоченной ОЦК-состоянии путем вычисления электронной структуры.

Fe-Co сплавы широко применяются в электротехнике и приборостроении в качестве материалов для изготовления магнитопроводов, работающих в условиях повышенных механических нагрузок, соленоидов, полюсных наконечников магнитных линз электронных микроскопов, пакетов ультразвуковых преобразователей и т.д.

Рассмотренный в данной статье сплав FeCo с эквиатомным соотношением компонентов относится к классу магнитомягких материалов и обладает наибольшими значениями температуры Кюри и индукции магнитного насыщения, а также высоким значением магнитострикции. Полная реализация всех этих свойств встречает серьезные трудности из-за высокой хрупкости сплава, в значительной степени обусловленной образованием сверхструктуры типа B2.

Нами проведенные вычисления характеризуют изменения в магнитных свойствах, связанные с изменениями в составе сплава. На рис. 1 показано изменение спиновых моментов Fe и Co в упорядоченной B2 фазе и не упорядоченной α фазе сплавов FeCo. Наибольший спиновый момент Fe найден для эквиатомного FeCo.

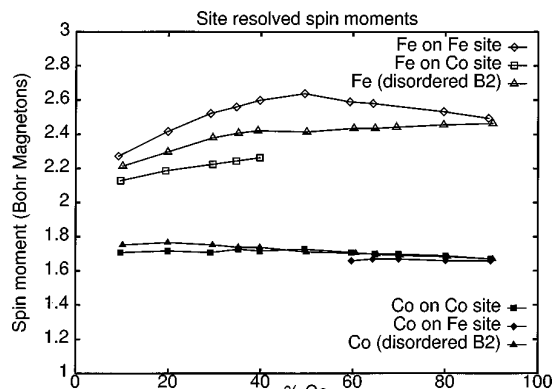


Рис. 1. Спиновая плотность состояний для Fe и Co при упорядоченном B2 состоянии сплава FeCo.

Из рисунка можно сделать выводы о том, что спиновый момент Fe на Co-богатой стороне уменьшается прежде всего из-за заполнения Fe d состояний. Спиновый момент Co остается почти постоянным как функция состава.

На рис.2 представлена плотность электронных состояний ферромагнитных состояний сплава FeCo в упорядоченном (B2) и неупорядоченном (ОЦК) состоянии. Из рисунка видно, что плотность электронных состояний для виртуального очень схожа с плотностью электронных состояний B2–FeCo. Явные различия наблюдаются в области выше уровня Ферми для электронов со спином вниз. Такая близость обусловлена схожестью электронных структур ОЦК-Fe и ОЦК-Co в которых основным эффектом является изменение энергии Ферми связанное с добавлением одного электрона (рис.2). Параметры решетки брались для ОЦК-Fe и ОЦК-Co те же что и для B2 –FeCo, что очень близко к равновесному параметру чистого железа, так и к параметру ОЦК-решетки монокристаллических пленок кобальта, выращенных на поверхности GaAs. Плотность электронных состояний, показанная на рис.1 отражает плотность электронных состояний FeCo, выделяя некоторые «размытия» пиковой структуры, которые связаны с упругими рассеяниями электронов в неупорядоченной среде. Наши данные уже на уровне плотности электронных состояний дают возможность оценить отношение $\tau^{\uparrow}/\tau^{\downarrow}$ времен жизни квазичастичных возбуждений с различными направлениями спина. Из рис. 1 видно, что плотность электронных состояний для спина вверх в области Ферми ниже, чем для спина вверх. Это говорит о том что в этом энергетическом интервале $\tau^{\uparrow}/\tau^{\downarrow} > 1$. Согласно рис.3 еще большее значение $\tau^{\uparrow}/\tau^{\downarrow}$ может быть ОЦК-Co в то время как в ОЦК-Fe вблизи уровня Ферми $\tau^{\uparrow}/\tau^{\downarrow} < 1$.

Нами из характеристик магнитной структуры было выявлено, что локальный момент для Co в B2–FeCo практически такой же как и в чистом ОЦК-Co, а для железа в упорядоченном сплаве он больше, чем ОЦК-Fe. При переходе от упорядоченного состояния к неупорядоченному, выявлено уменьшение магнитного момента, что нашло хорошее согласие с экспериментом.

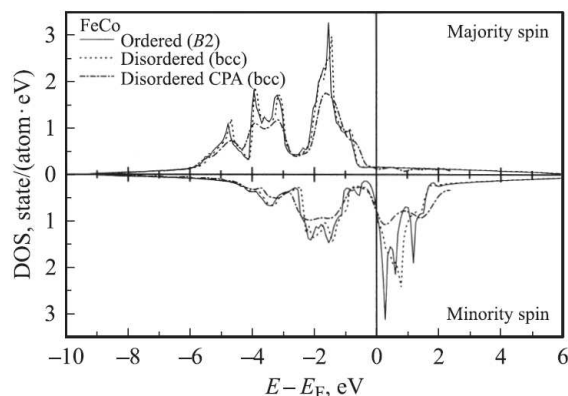


Рис. 2. Плотность электронных состояний B2-(сплошная линия) и ОЦК- FeCo (пунктирная линия). Штрихпунктирной линией показана плотность электронных состояний ОЦК- FeCo полученная в [1] в рамках приближения когерентного потенциала.

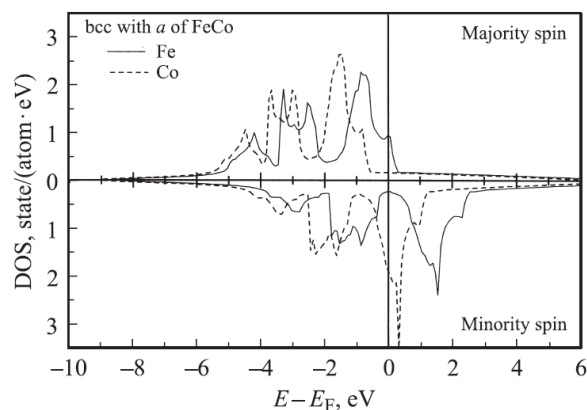


Рис.3. Плотность электронных состояний ОЦК- Fe (сплошная линия) и ОЦК- Co (штриховая линия) с параметрами решетки упорядоченного FeCo.

ЛИТЕРАТУРА

1. Turek, J. Kudrnovsk'ý, V. Drchal, P. Weinberger. Phys. Rev. B **49**, 3352 (1994).

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$

Я.Ю.Гусейнов, Д.Д.Байрамов, Р.М.Исмаилов, У.М.Мустафаева, Х.И.Алиева

Сумгаитский Государственный Университет, Азербайджан.

e-mail: ulviyya.mustafazade@mail.ru

Из исследований электрофизических свойств сплавов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$ установлен механизм рассеяния носителей заряда; характер

электропроводности и коэффициент Холла в твердых растворах и $Tl_2InGdSe_4$. Соединения $Tl_2InGdSe_4$ и твердые растворы $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ являются полупроводниками p -типа проводимости и носители заряда при высоких температурах рассеиваются в основном акустических фононах. Ширина запрещенной зоны уменьшается при увеличении содержания $TlGdSe_2$ в составе твердых растворов.

Тройные халькогениды на основе $TlSe$ подробно описаны в [1]. Соединение $TlInSe_2$ - высокочувствительный проводник в видимой и инфракрасной областях спектра, обладает высокой тензочувствительностью, а также переключающими свойствами [2]. Сочетание высокой температуры плавления и термической стойкости наряду с низким коэффициентом теплопроводности и высоким значением термо – э.д.с. обуславливает интерес к их термоэлектрическим свойствам [3].

В [3] показано, что при взаимодействии соединений $TlInX_2$ и $TlLnX_2$ ($Ln - Ce, Pr, Nd; X - S, Se, Te$) образуются четверные соединения типа Tl_2InLnS_4 и наблюдаются широкие области растворимости на основе соединений типа $TlInX_2$. Однако литературе отсутствуют данные по исследованию электрических свойств твердых растворов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$.

Цель данной работы - исследование температурные зависимости электропроводности и эффекта Холла системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$.

Для определения электрических свойств твердых растворов систем $TlInSe_2 - TlGdSe_2$ образцы готовили в виде параллелепипедов размерами $8 \times 5 \times 4$ мм³. изучена температурная зависимость электропроводности, коэффициент Холла и термо-э.д.с. в интервале $300 \div 1100$ К обычным потенциометрическим методом при нагревании образца в вакууме. Температуру образца измеряли хромель-алюминовой термопарой. Погрешность измерений электропроводности $\pm 4\%$, коэффициента Холла $\pm 8-10\%$, термо-э.д.с. $\pm 12\%$ (образцы при температуре исследования выдерживали 1-1,5 ч.). Исследовались температурные зависимости электропроводности (σ), коэффициента Холла (R_x), термо – э.д.с. (α) $Tl_2InGdSe_4$ и твердых растворов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$. Температурная зависимость электропроводности $Tl_2InGdSe_4$ имеет полупроводниковый характер и начало собственной проводимости соответствует температуре ~ 730 К. Значения ширины запрещенной зоны $Tl_2InGdSe_4$, определенные по высокотемпературным наклонам температурной зависимости электропроводности $\lg \sigma = f(10^3 / T)$ и эффекта Холла $\lg RT^{3/2} = f(10^3 / T)$, оказались одинаковыми и равными 1,53 эВ.

Коэффициент термо – э.д.с. в $Tl_2InGdSe_4$ с ростом температуры сначала увеличивается по абсолютной величине при 320-740 К, достигая максимума, а при дальнейшем повышении температуры уменьшается с наступлением собственной проводимости.

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

Изменение ширины запрещенной зоны от состава указанных твердых растворов вычислено из температурных зависимостей электропроводности и эффекта Холла. При частичном замещении атомов индия атомами гадолия ширина запрещенной зоны

уменьшается. Это связано с тем, что в $TlInSe_2$ валентная зона, в основном, образована расщепляющимися $3p$ – уровнями теллура и частично $5p$ и $5s$ - уровнями ионов индия и $6p$ – уровнями ионов таллия. При частичном замещении атомов индия атомами гадолиния в зону проводимости попадают s и d состояния гадолиния, которые энергетически расположены несколько выше, что вызывает сильное электронное взаимодействие и "разрыхление" решетки. В связи с этим при переходе от $TlInSe_2$ к твердым растворам на его основе происходит некоторое перемещение валентной зоны в область более высоких энергий за счет перекрытия $3p$ состояний теллура с высоколежащими $4f$ - состояниями гадолиния, увеличиваются параметры элементарной ячейки, уменьшается ширина запрещенной зоны.

Температурная зависимость коэффициента Холла, так же как и электропроводность, несет сложный характер. Коэффициент Холла с увеличением температуры сначала увеличивается, а затем, переходя через максимум, уменьшается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Годжаев Э.М., Гусейнов А.Г., Нагиев А.Б., Зейналов П.Н., Джафарова С.З. Электрофизические свойства соединений $TlPrS_2(Se_2Te_2)$ // Неорг. мат. 1985. №10. с.1796.
2. Гусейнов Я.Ю., Байрамов Д.Д., Мустафаева У.М., Магеррамов А.Б.* Синтез и свойства твердых растворов $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ // Неорг. мат. 2012, т.48. №4. с.394-397.
3. Годжаев Э.М. Структура, электронные и тепловые свойства сложных полупроводников на основе Sr и $4f$ элементов. Дис. докт. физ.- мат. наук. Баку 1984 с.250

$TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ БЯРК МЯЦЛУЛЛАРЫНДА ЙЦКДАШЫЙЫЪЫЛАРЫН СЯПИЛМЯ МЕХАНИЗМЛЯРИ (($x = 0,01; 0,03; 0,07$))

Qəhrəmanov N.F., Sərdarova N.S., Lətifova S.S.

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Сон заманлар бярк мяцлулларын електрик вя истилик хассяларинин тядгигиня мараг хейли артмышдыр. Бу илк нубядя бярк мяцлулларын електрик вя истилик хассяларинда илкин компонентлярдя мцшащидя олуна билмяйян ялавя механизмляр, мараглы хцсусийятляр онларын бирляшмеларинда дага аудун мцщahидя olunur. Бу мягсядя $TlInS_2(Se_2Te_2)$ цггат бирляшмяляри ясасында бярк мяцлулларын алынмасы вя онларын физики хассяларинин тядгиги хцсуси яцямийят кясб еди. \dot{I} щда $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ ($x = 0,01; 0,03; 0,07$) бирляшмелари алынмыш онларын истилик вә termoelektrik хассялари тядqiq olunaraq бу tip бирляшмеларә yцкдащыуцларын сәпилмә mexanizmi мцщууәнләщdirilmцщdir.

Әдәбиyyatdan [1]мәлумдур ки, $TlInS_2(Se_2Te_2)$ tipli бирляшмяляр тетрагонал сингонийада кристаллащыр вя онларда ики структур ващиди мювьуддур. Бу tip бирляшмелардә кимйяви ъящягтя ясас структур ващиди тетраедр щесаб едилир вя йалныз бу тетраедрляр арасында икинџи ващидин-сяккизтяпялинин типлинин вя йахуд бурулмуш кубун формалашмасы баш верир. Истяр М-Х, истярся дя Х-Х ялагяляри ион типя аид олуб, бу бирляшмялярин кристалларынын фяза формалашмасында щялледиџи рол ойнадыџи щалда, диляр структур ващидиндяки $M^{III} - X$ ялагяляри онларын ясас

йарымкечириъи хассялярини мцяййян едир. Мящз бу сябядян бахылан бирляшмялярдя кимйяви ялагялярин кяскин ассиметриклийи, кристаллик гурулушунда бир сыра хцсусийятляри вя уйъун кристаллык гяфяс чярчивясиндя эениш диапазонда кимйяви тяркибин вариасийасынын мцмкнлщйц, нятигядя физики хассяляр топлусунун идаря олунмасы мараг кәsb edir. Бу бирляшмяляр geniş praktik tәtbiqә malikdir. Онлар ясасында алынган бярк мящлуллардан йахын инфрагырмызы щцаланма, рентәен, гамма, нейтрон щцаланмаларынын детекторлары, эцняш енержи чевириъиляри, термоелементляр, йаддашлы чевириъиляр вя с. кими ъищазлар ищляниб щазырланмасында istifadә olunur.

Тяркибляриня лантаноидляр дахил олан бирляшмя вя бярк мящлуллар йцксяк ярымя температуру, буюцк механики бярклик, йухары температурларда беля юз йарымкечириъи хассялярини сахламаг, йцксяк термоэффектлийя малик олмаг кими хассяляря маликдирляр. Ln вя In атомлары $TlLnX_2^{VI}$ вә $TlInX_2^{VI}$ типли бирляшмялярдя цвалентлидирляр вя онларын ион радиуслары йахындыр. Она эоря дя $TlLnX_2^{VI}$ типли бирляшмялярдя индиум атомларыны тядриъян лантаноид атомлары иля явяз етмякля йарымкечириъи хассялярин даща эениш спектриня малик бирляшмя вя бярк мящлуллар almaq мүmkündür. Ядябийятда [2] $TlInX_2-TlLnX_2$ системляриндя гаршылыгыгы тясиря даир бир сыра мялуматлар вардыр, лакин онлар цмуми мянзярини мцяййянлящдирмяк, лантаноидлярин 4ф – сявиййяляринин долмасы ардыъыллыгы вя бир атомдан диэяриня кечяркян хассялярин дяйишмя характерини тяслил етмяк цццн кифайят дейилдир.

İщdә $TlInS_2-TlEuS_2$ системляринин бирляшмя вя бярк мящлуллары алынмищ, онларын структур формалашмасынын хцсусийятлярини, електрик, истилик хассялярини мцяййянлящдирilmiş, онларда йцк вя истиликдашынма щадисяляринин механизми юйрянilmişdir. $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ бярк мящлулларында йцк вя истилик кеçirmә щадисяляри, birlәşmәlәрin термоелектрик хасәләти тядгиг olunmuşdur. $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ бярк мящлулларынын електрофизики хассялярини юйрянмякдя мягсяд $TlInS_2-TlEuS_2$ системи яринтиляринин бирляшмя вя бярк мящлулларынын електрик кечириъилийинин характерини вя сяпилмя механизмини мцяййян етмякдя ибарятдир.

Електрик, магнит sahәləri, температур градиенти вя с. хариъи амилләр кристалда таразлыг, щямчинин гейри-таразлыг щяраитиндя йцкдашыыгыгылара мүәууән тәsir göstәrir. Мүәууән olunmuşdur ki, kristalda yükdaşıyıcıların qeyri-tarazlıq prosesləri гяфяс рягсляри вя müxtәlif xarakterli дефект мәrkәzlәrinin гаршылыгыгы тясир механизминдя кәskin асылыдыр.

Гейри таразлыг просесляринин ясас хцсусийяти ондан ибарятдир ки, онлар идеал кристалларда електрик интенсивлийи сели узун мцддят сахланыла биляр, башга сюзля сонсуз кечириъилик йарана биляр. Бу о демякдир ки, релаксасийа мцддати сонсуз буюцк ола биляр. Лакин реал кристалларда релаксасийа мцддати чох да буюцк олмур. Бу кристаллик гурулушун периодиклийинин тясриф олунмасы иля ялагядардыр. Бу тясрифляр мцхтялиф мяншяли ола биляр: атом вя йа ионларын истилик рягсляри, кристалда ионлашмыш вя йа нейтрал щалларда йерляшмиш ашгарлар, гяфясин мцхтялиф дефектляри (бош дйцнляр, сцрщмя, дислокасийа, кристаллик дяняъиклярин сярщядди вя с.). Бу манеялярин щяр бири йцкдашыыгыгылары юз яввялки трайекторийаларындан мейл етдирярк сяпир [3] Чохлу сайда бащ верәп сяпилмя актлары кристалын мцяййян температуруна уйъун олараг бцццн системи таразлыг щалына йахынлащдырыр.

Дисперсийанын квадратик ганунуна табе олан йарымкечириъиляр цццн бахылан нязярийя эюстярди ки, бир сыра щалларда релаксасийа мцддятинин йцккн енержисиндя асылылыгы ашаъыдакы щякилдя вериля биляр [6]:

$$\tau = \tau_0(T)e^{r-\frac{1}{2}}$$

бурада р-енержи эюстяриъисидир вя о конкрет сяпилмя механизми иля тьяин олунур. Кифайят гядяр йцксяк температурларда ($kT \gg \hbar\omega$) атом гяфясли йарымкечириъилярдя йцкдашыйыгыларын сяпилмясиндя ясас ролу узунуна акустик фононлар ойнайыр вя бу заман $p=0$ олур. Ион гяфясли йарымкечириъилярдя электронларын оптик фононларла гаршылыгы тясире, онларын акустик фононларла гаршылыгы тясириндя чох эълц олур.

Электронларын оптик фононлардан сяпилмяси ики интервала бюлцнцр. Ашаъы температурларда ($\hbar\omega_0 \gg kT$) (ω_0 - оптик фононларын максимал тезлийидир) τ - релаксасийа мцддяти ε - енержидян асылы дейил вя $r = \frac{1}{2}$ олур. Йцксяк температурларда, йяни $\hbar\omega_0 \ll kT$ олдугда, $p=1$ олур.

Ашаъы температур областында акустик, еляъя дя оптик фононлар зяиф щяйъанланырлар. Бу щалда электронларын сяпилмяси ионлашмыш ашгарлардан баъ вериг. ($p=2$). Чох-чох кичик температурларда, щяля ашгарлар ионлашмыш олдугда, электронларын нейтрал атомлардан сяпилмяси ясас рол ойнайыр. Бу щалда да τ - релаксасийа мцддяти ε - енержидян асылы олур вя $r = \frac{1}{2}$ олур. Йцкдашыйыгыларын мцхтялиф сяпилмя механизмяринин бирэя тясириндя релаксасийа мцддятинин (τ) йцкцн енержисиндя (ε) асылылыбы чох мцряккъаб олур вя бу асылылыбын нязяри тәһлилі мюәууәп чятинликлярлә бағлидир.

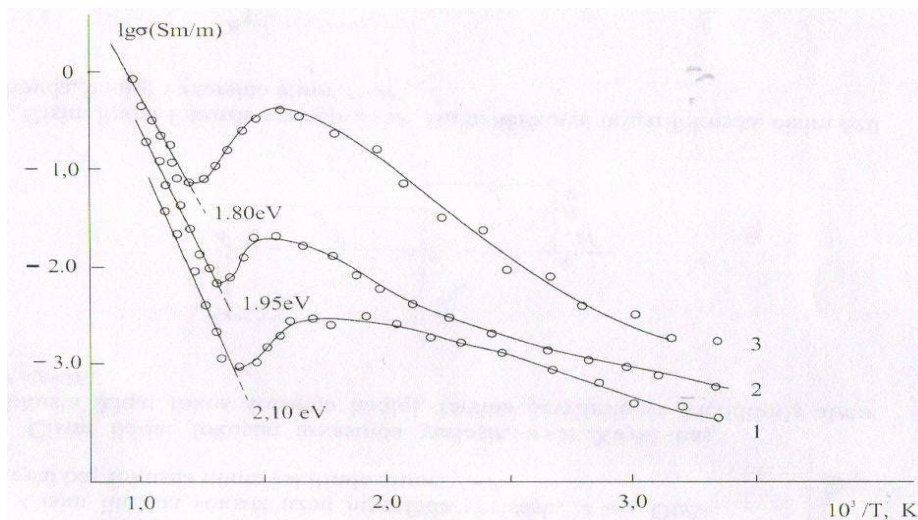
Тядгиг олунан цчгат бирляшмяляр эениш зоналы йарымкечириъиляр синфиня аид едилер. Бу бирләшмәләрдә уцкдашыйыгыларын концентрасийасы $\sim 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ тәртибндә олдугундан онлар цчцн дисперсийа ганунуну квадратик щесаба етмяк олар. Гейд едяк ки, яксяр щалларда Щолл йцрцкльцц дрейф йцрцкльцц иля цст-цстя дцщцр вя ейни физики мащийят дашыйыр. İşdә P (Щолл ямсалы) вя σ (електрик кечириъилийи)-нин гиймятиня ясасян, дрейф йцрцкльццнцн щесабламаг мцмкцн олан hallara baxılmışdır. Гейд едяк ки, бу анъаг о заман мцмкцндцр ки, кечириъиликдя йалныз бир нюв йцкдашыйыгылар иштирак етсин. Бу щалда яяр электрон газы ырлашмыш оларса,

$R = \frac{1}{en}$ вя йа P, $\frac{\mu H}{c} \gg 1$, $R_0 = \frac{1}{en}$ щяртини юдяйян эълц магнит сащясиня ясасян юлчцлцр. Лакин бу ики щярт юдянмирся, onda $R = \frac{A_r}{en}$; $\mu = \frac{R\sigma}{Ar}$ ифадяляриндя

истифадя етмяк олар. Бир тип йцкдашыйыгы олан йарымкечириъилярин електрик хассяляринин хцсусийятляриндя бири ондан ибарятдир ки, температурун артмасы иля Щолл ямсалы (P) артыр, бу ися уйъун щякилдя дияр кинетик ямсаллара тясир едир. Лакин P (T) температур эедишинин хариъи эюрцнщцнцн охщарлыбына бахмайараг бу щадисянин физики тябияти ашгар зонадан олан кечидлярля, қадабан олунмуш зонада йерлящян ашгар зоналардан олан кечидлярля, электрон газынын ырлашмасынын йох олмасы иля, кечириъи зонанын дибиндя нисбятян йухарыда вя йа валент зонанын таванындан нисбятян ашаъыда йерлящян даща аыр зонанын тясирля ионлашмыш atomlardan олан сяпилмя иля, уцкдашыйыгыларын дисперсийасынын гейри-квадратик гануну иля ялагядар ола биляр.

$TlIn_{1-x}EuS_2$ тяркибли бярк мящлулларын електрик кечириъилийи сырф йарымкечириъи характеря маликдир. Кеçiriciliyin $\lg \sigma = f(10^3 / T)$ асылылыгыларын

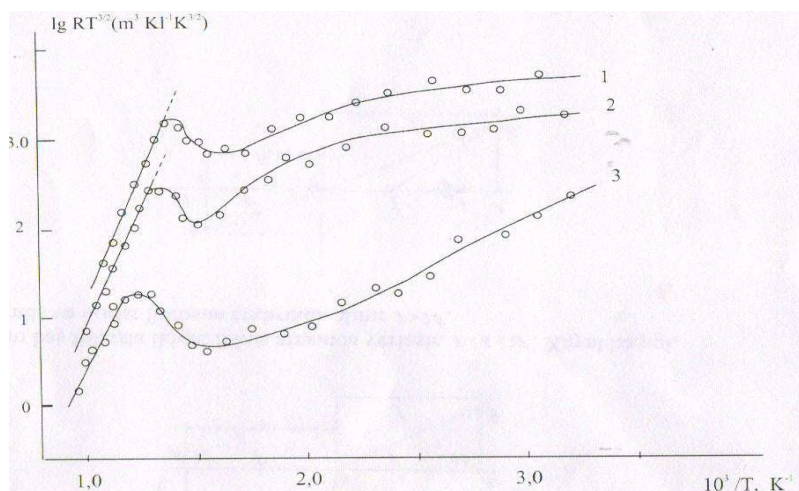
müəyyən olunmuşdur ki, (şəkil 1) ~ 600-670 K temperaturda aşqar səviiyyəyərdən olan kəcidlər «tqяnir» vя mяхсуси кечирибилик областы башлайыр.



Şəkil 1.

$TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlulunda elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı.
 $1 - x = 0,01; 2 - 0,03; 3 - x = 0,07$.

Щолл ямсалынын температур асылылыбындан мялум олур ки, бу асылылыг електрик кечирибилийинин температур асылылыбы иля йахшы уйбунлуг тяшкил едир, беля ки, отаг температурундан ~ 500K температурадяк сярбяст йцкдашыыйгыларынын концентрасийасы дйишмяз галыр вя йцксяк температур областындакы $lg RT^{3/2} = f(\frac{1}{T})$ asılılığının (şəkil 2) мейлиня эюря щесаблинмыш гадабан олунмуш зоналарын ени бир-бириля ~ 0,03eV дягиглийи иля цст-цстя дцщпр.



Şəkil 2.

$TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlulunda $lg RT^{3/2} = f(\frac{1}{T})$ asılılığı,
 $1 - x = 0,01; 2 - 0,03; 3 - x = 0,07$.

Щолл йцрцкльцццн температур асылылыгына ясасян демяк олар ки, йцкдашыыгылар ясасян акустик фононлардан сяпилерляр. Йцрцкльццн температур асылылыгы $\mu \sim T^{3/2}$ гануну иля дыйишир, бу ися узундальалы акустик фононлардан сяпилмяя уйбун эялир. Тәдқиқ олунан нүмунәләрдә 300-650К температур интервалында термо-е.щ.г. температурун артмасы иля яввялгя мцтляг гиймятгя артыр вя максимума чатараг, температурун сонракы артмасы иля азалыр. Бу азалма мяхсуси кечириъилик областынын башланмасы иля изащ олунур.

$TIn_{1-x}Eu_xS_2$ бярк мящлулларынын електрик кечириъилийинин $\ln \sigma = \phi(10^3/T)$ асылылыгындан түүуәп олунмушдур ки, $\sim 610-650K$ температур intervalında електрик кечириъилийи артыр, сонра азалыр вя юзццн минимум гиймятиня чатдыгдан сонра кяскин артыр. Ахырынгы экспоненсиал артым мяхсуси кечириъилик областынын башланмасы иля ялагядардыр.

Фикримизгя, буну онунла изащ етмяк олар ки, яввялгя $\sim 600K$ -дяк кечидляр гадабан олунмуш зонада йерляшян ашгар сывийялярдян баш верир вя нятигдя бу сывийялярдян олан кечидляр «тцкянир». Йенидян кечидлярин баш вермяси ццн даща буюцк енерји тяляб олунур, башга сюзля гадабан олунмуш зонанын еиния бярабяр вя ондан буюцк енержи ялдя етмяк ццн температур нисбятян артмалыдыр. Мящз бу температур интервалында кечириъилик азалыр вя лазым олан енержи бярпа оландан сонра мяхсуси кечириъилик областы башлайыр.

Щолл ямсалынын температур асылылыгындан эюрццр ки, Р-ин артмасы $\sim 500K$ -дяк башлайыр. Индиум атомларыны йевропиум атомлары иля яввяз етдикдя Нолл әмсалынын артмасы даща йцксяк температур областына доьру сцрцщр. Бцтцн щалларда Р-ин артмасы мцяййян температура гядяр давам едир, сонра ися кяскин азалма мцщашидя едилер. Башга сюзля Р максимумдан кечир вя тяркибдя йевропиумун нисби мигдары артдыгя Р-ин максимуму йцксяк температур областына доьру сцрцщр.

Тәдқиқ олунан нүмунәләрдә мцщашидя олунан qeyri adi effektlәr мцхтялиф сябяблярля изащ олуна биляр. Бу вя йа дизяр моделин мцмкцнлцццн тәһлили эюстярир ки, бу щалда кечириъилик гадабан олунмуш зоналарда олан ашгар сывийялярдян олан кечидлярля ялагядардыр. Щолл ямсалынын (Р) максимумдан кечмя механизмини исә валент зонанын таванындан ΔE_n енеретик мясафядя йерляшян аксептор сывийяляр мяхсуси йцкдашыыгылар ццн “тяля” ролуну ойнайыр вя Ферми сывийяляринин бу зонайа дахил олдуьу температур интервалында онларын “тутулмасы» просеси баш верир. Бу сывийялярин кифайят гядяр буюцк консентрасийаларында ашгар зоналар мейдана чыхыр вя кечириъилик мящз бу зоналардан щяйата кечирилер. Бу заман консентрасийанын азалмасы баш верир вя нятигдя Нолл әмсалынын артмасына эятириб чыхарыр. Температурун сонракы артмасында исә ашгар сывийялярин долмасы баш верир вя $kT > \epsilon_g$ шярти юдяндикдя бу сывийялярдян кечириъи зонайа электронларын бура хылмасы башлайыр. Бу да юз нувбясиндя йцкдашыыгыларын консентрасийасынын артмасына, йяни кечириъилийин артмасына, Нолл әмсалынын азалмасына сәбәб олур.

ӘДӘБИҢҢАТ

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

Fe-Co-B ƏSASLI AMORF ƏRİNTİLƏRİN TERMODİNAMİK PARAMETRLƏRİNƏ MİS ELEMENTİNİN TƏSİRİ

H.O. Mehrabov, A.O. Mehrabov, İ.İ. Əlizadə, S.S. Əliyev, T.Q. Şamilov
AzMİU, Nüvə qamma-rezonansı spektroskopiyası ETL

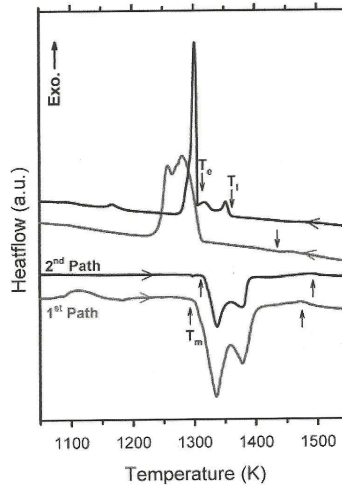
Fe-Co-B-Si-Nb tərkibli amorf ərintisinin termik parametrlərinin –şüşələşmə, kristallaşma, likvidus, evtektik, polimorf çevrilmə, nizamlılıq-nizamsızlıq faza keçidi temperaturlarının mis elementi əlavə olunduqda dəyişmə qanunauyğunluqları müəyyənləşdirilmişdir.

Amorf metallik materialların xassələrinin istismar şəraitində stabilliyinin təmini problemi, bu materialların xassələrinin yaxşılaşdırılması üçün termik emaldan istifadənin imkanları məsələlərini araşdırmaq üçün, bu materialların qızdırılması zamanı baş verən proseslərin tədqiqi zərurəti yaranır. Bu məqsədlə, $Fe_{36}Co_{36}B_{19,2}Si_{4,8}Nb_4$ tərkibli amorf ərintilərin termodinamik parametrlərinə mis elementinin təsiri tədqiq olunmuşdur.

Ərintinin tərkibində kobaltın olması, onların amorflaşmaya daha çox meylliliyini təmin edir. Baza ərintinin difraktoqramının təhlilindən ərintinin amorf halda olması alınır. Difraktoqramda iti piklər alınmamış və genişlənmiş pik isə onun amorf halda olduğunu göstərir. Tərkibində 0,5 küt.% mis olan ərintinin difraktoqramında da yeni piklər üzə çıxmır və müşahidə olunan pikin eni isə çox dəyişmişdir. Bu göstərir ki, həm təmiz Fe-Co-B-Si-Nb ərintisi, həm də mis əlavə olunmuş ərintilər otaq temperaturunda amorf haldadır [1].

Amorf ərintilərin differensial skanedici kalorimetriya (DSK) analizləri qızdırılma və soyutma yolu ilə iki tərəfli aparılmış və birinci qızdırılma yolundan şüşə keçidi temperaturu T_g və birinci kristallaşma temperaturu T_x , ikinci soyuma yolundan isə likvidus temperaturu T_l , evtektik temperatur T_e , polimorf çevrilmə temperaturu $T_{\gamma \rightarrow \alpha}$ və nizamlılıq-nizamsızlıq keçidi temperaturu T_{odt} təyin olunmuşdur.

$Fe_{36}Co_{36}B_{19,2}Si_{4,8}Nb_4$ həcmli amorf ərintinin kəsilməz termik analizi (KTA) şəkil 1-də verilmişdir. Birinci yol amorf ərintinin qızdırılmasını, əriməsini və daha sonra soyudularaq bərkiməsini göstərir. Birinci yolun ərimə əyrisi evtektik reaksiyanı və onun nəticəsində birinci kristal fazanın əriməsini göstərən ikili endotermik reaksiyanın getdiyini göstərir. Eyni yolun təkrarlanması nəticəsində eyni reaksiyalarla əlaqələndirilən oxşar ikili pikə malik yekun əyri alınması gözlənilmişdir.



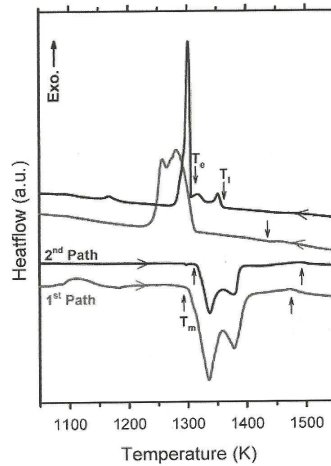
Şəkil 1. $\text{Fe}_{36}\text{Co}_{36}\text{B}_{19,2}\text{Si}_{4,8}\text{Nb}_4$ ərintisinin kəsilməz termik analiz əyriləri. Qızdırılma və soyudulma əyriləri sağa və sola yönələn oxlarla işarə olunmuşdur

Alınan nəticə göstərir ki, maye fazanın daha sıx yığılmadan ibarət olması üçün lazımi homogenliyə malik deyildir. Buna görə daha çox məlumat verə biləcək ikinci bir qızdırma-soyutma DSK analizi aparılmışdır.

Hirata və başqaları $\text{Fe}_{36}\text{Co}_{36}\text{B}_{19,2}\text{Si}_{4,8}\text{Nb}_4$ həcmli metallik şüşələrin kristallaşma məhsulunun Fe_{23}B_6 tipli bir birləşmə olduğunu göstərmişlər [2]. Şəkil 1-də təsvir olunan ilk yolun qızdırılma hissəsində kristallaşan fazaların tarazlıqlı fazalara yaxın fazalar olmadığı alınır. Kristallaşmanı göstərən hissədə üzə çıxan ekzotermik piklər metastabil fazanın yox olmasını və ya eutektikadan başqa bir fazanın ayrılmasını göstərə bilər. Mayenin daxilində qalan Fe_{23}B_6 tipli fazanın olması üçün birinci yolun bərkimə reaksiyası ərimə reaksiyası ilə olduqca yaxın bir xətt verir.

İkinci yolun qızdırılma əyrisi birinci yolun qızdırma əyrisinə oxşar olsa da bu yolların soyuma əyriləri tamamilə fərqli bir yolla baş vermişdir. İkinci yolun soyuma əyrisi göstərir ki, maye faza daha homogen bir hala gəlmiş, T_e və T_l temperaturları bir-birinə yaxınlaşmışdır. Bu iki reaksiya arasındakı kiçik pikin yaranmasının səbəbi, peritektik reaksiya və ya başqa bir metastabil fazanın ayrılması ilə izah oluna bilər. Buna görə də belə bir nəticəyə gəlmək olar ki, maye halda orta məsafəli düzülüşə malik elə oblastlar vardır ki, onlar birinci ərimədən sonra yox olmur, lakin ikinci ərimədən sonra bu kompozisiyalar eutektikaya yaxınlaşaraq yox olurlar. 1-ci şəkildəki qızdırılma yollarında ~ 1470 və $\sim 1490\text{K}$ ətrafındakı işarəsiz yuxarı yönəlmiş oxlar, yüksək ərimə nöqtəli bir fazanın varlığını göstərir. Birinci soyuma əyrisindəki işarəsiz aşağı yönəlmiş ox da eyni bir tip reaksiyanın $\sim 1420\text{K}$ -də zəifcə başladığını göstərir. Birinci və ikinci soyuma yollarının müqayisəsindən ikinci yolda $\sim 1170\text{K}$ -də birinci yolda gözlənilməyən ekzotermik bir pikin üzə çıxdığı görünür. Bu böyük bir ehtimalla bu temperatur intervalında ola biləcəyi gözlənilən $\gamma\text{-Fe}(\text{Co}) \rightarrow \alpha\text{-Fe}(\text{Co})$ polimorf çevrilməsidir.

Mis əlavə olunmuş ($\text{Fe}_{36}\text{Co}_{36}\text{B}_{19,2}\text{Si}_{4,8}\text{Nb}_4$) $_{99,5}\text{Cu}_{0,5}$ ərintisinin KTA-ları uyğun olaraq şəkil 2-də verilmişdir. Birinci yol şəkil 1-dəki DSK əyrilərinə oxşar olaraq ərimə və bərkimə yollarını göstərir. Birinci yolların bərkimə əyrisi eutektikanın yaranmasına əsas versə də, T_e və T_x temperaturları (şəkillərdə bunlar göstərilməmişdir) bir-birinə çox yaxındırlar. Birinci yolda $\sim 1470\text{K}$ ətrafında ərimə reaksiyasının yüksək temperaturlarda getdiyi yuxarı yönəlmiş oxla göstərilmişdir. Lakin mis əlavə olunmuş ərintidə, tərkibində mis olmayan baza ərintisinin əksinə olaraq ikinci yolda yüksək temperaturda əriyən fazanın yox olduğu görünür. Mis əlavə olunmuş ərintilərdə həm də $\sim 1120\text{K}$ temperaturu ətrafında gözlənilən kiçik ekzotermik pik $\gamma\text{-Fe}(\text{Co}) \rightarrow \alpha\text{-Fe}(\text{Co})$ polimorf çevrilməsi baş verir.



Şəkil 2. $(\text{Fe}_{36}\text{Co}_{36}\text{B}_{19,2}\text{Si}_{4,8}\text{Nb}_4)_{99,5}\text{Cu}_{0,5}$ həcmli şüşə ərintinin kəsilməz termik analiz ayrılması. Qızdırılma və soyudulma ayrılması növbə ilə sağa və sola göstərən oxlarla göstərilmişdir.

Baza ərinti olan amorf $\text{Fe}_{36}\text{Co}_{36}\text{B}_{19,2}\text{Si}_{4,8}\text{Nb}_4$ kompozisiyasının şüşə keçidini və onun ardınca baş verən kristallaşmaları göstərən DSK ayrılarının analizi göstərir ki, ərintinin şüşələşmə temperaturu $T_g=817\text{K}$ -dən sonra ilk kristallaşma temperaturuna ($T_x=856\text{K}$ -ə) qədər ifrat soyudulmuş maye halındadır. Əsas termiki parametrlər cədvəl 1-də göstərilmişdir. Ölçmələr zamanı temperaturun dəyişmə sürəti 40 K/dəq olduğuna görə T_g və T_x temperaturları nisbətən yüksək, T_ℓ temperaturu isə nisbətən aşağı temperaturalara düşə bilər. Başqa sözlə keçid temperaturları [3]-də verilən qiymətlər ilə eyni olmaya bilər. Kristallaşmanın böyük bir hissəsinin birinci kristallaşma piki ilə tamamlandığı və kiçik bir ekzotermik pikin də yarandığı görünür. İlk kristallaşma fazasının Fe_{23}B_6 tipli metastabil faza olduğu Hirata və başqaları tərəfindən göstərilmişdir [2]. Bu səbəblə amorf $\text{Fe}_{36}\text{Co}_{36}\text{B}_{19,2}\text{Si}_{4,8}\text{Nb}_4$ ərintisinin digər dəmir-bor əsaslı metallik şüşələrdən fərqi ondadır ki, bu zaman sadə α -Fe fazası əvəzinə kompleks bir dəmir-bromid ayrıldığı aşkar olunmuşdur.

Cədvəl 1.

	T_g	T_x	T_ℓ	T_e	$T_{\gamma \rightarrow \alpha}$	T_{odt}
$\text{Fe}_{36}\text{Co}_{36}\text{B}_{19,2}\text{Si}_{4,8}\text{Nb}_4$	817	856	1360	1307	1185	1128
$(\text{Fe}_{36}\text{Co}_{36}\text{B}_{19,2}\text{Si}_{4,8}\text{Nb}_4)_{99,5}\text{Cu}_{0,5}$	805	830	1359	1297	1148	1038

Cu əlavə olunmuş ərintilərdə T_x temperaturunun aşağı düşməsinin səbəbi mis atomlarının kristallaşmadan əvvəl və hətta şüşə keçidinə uyğun temperaturdan kiçik temperaturlarda rüşeymdən kənara çıxaraq özlərinin çox kiçik qruplaşmalarını yaratmasıdır. Belə qruplaşmalar heterogen kristallaşmanın başlaması üçün rüşeymlər rolunu oynamağa başlayırlar [2].

Amorf fazadan ayrılan ilk kristal fazalar, tarazlıqlı fazalarla çox əlaqəli olmadıqlarına görə ilkin kristallaşan fazaların ərimə reaksiyaları tarazlıqlı hal üçün gözlənilən nəticələri verməyə bilər. Araşdırılması lazım olan ərimə oblastı, ikinci yolun ərimə oblastıdır və mis elementinin bu oblasta təsirinin tədqiqi göstərir ki, baza ərintilər və mis əlavə olunmuş ərintilər ilk ərimə yolunda $\sim 1470\text{ K}$ -dək uzanan ərimə reaksiyaları sərgiləyirlər, Cu əlavəsi olan ərintidə ikinci ərimə yolunda bu təsir tamamilə yox olmuşdur. İkinci yolda, ərimə reaksiyaları ərintidə $\sim 1300\text{K}$ ətrafından başlamaqla bərabər, mis əlavə olunmuş ərintidə $\sim 1400\text{K}$ ətrafında sona çatdığından, mis olmayan baza ərintisindədə bu $\sim 1470\text{K}$ -ə qədər davam etmişdir.

Cədvəl 1-dən görüldüyü kimi baza ərintiyə misin əlavə edilməsi, likvidus temperaturunu (T_ℓ) azaldır və bu dolayısı ilə alınmış kompozisiyanın evtektik kompozisiyaya yaxınlaşdığını göstərir. Mis əlavə olunduqda evtektik temperatur (T_e) 1297K -ə qədər azalır. Evtektik reaksiyadan sonra ərinti daha sürətlə soyudulduqda iki ardıcıl ekzotermik pikin yarandığı görünür. Yuxarıda göstəriləyi kimi bunlardan birincisi $\gamma\text{-Fe}(\text{Co}) \rightarrow \alpha\text{-Fe}(\text{Co})$ polimorf çevrilməyə aiddir. Məlumdur ki, Fe və Co həm γ (ÜMK) həm də α (HMK) fazalarında bir-birində geniş konsentrasiya intervalında əvəzetmə bərk məhlulu əmələ gətirməklə həll olurlar. Bu zaman α -fazanın B2 tipli bir intermetallik birləşmə olduğu qəbul olunmuşdur [4,5]. Stexiometrik tərkibli FeCo fazası tarazlıqlı halda təxminən $\sim 1250\text{K}$ ətrafında $\gamma \rightarrow \alpha$ çevrilməsinə uğrayır. Öyrənilən ərintilərin DSK analizinin göstərdiyi kimi ən yüksək $T_{\gamma \rightarrow \alpha}$ keçid temperaturu $\sim 1185\text{K}$ -ə uyğundur və baza ərintidə müşahidə olunmuşdur. $T_{\gamma \rightarrow \alpha}$ -nin qiymətindəki bu dəyişikliyin bir çox səbəbi ola bilər. Birincisi, ərintinin soyudulma sürəti 40 K/dəq olub, tarazlıqlı soyutmaya nəzərən sürətli soyutmadır və sürətli soyutma nəticəsində faza çevrilmələri temperaturları daha aşağı düşə bilər. İkincisi, FeCo

içində həll olunmuş digər atomların olması reaksiya temperaturunu aşağı sala bilər [5]. $\gamma \rightarrow \alpha$ çevrilməsindən sonra nizamsız A2- α fazasının A2 \rightarrow B2 nizamlılıq-nizamsızlıq keçidinin (order disorder transition) eyni olması gözlənilir. Tarazlıqlı halda stexiometrik FeCo üçün bu çevrilmə 1000K temperatur ətrafındadır [5]. Tərkibində mis olmayan baza şüşə ərintilərinə bu keçidin daha yüksək temperaturda $T_{\text{odt}}=1128\text{K}$ -də baş verdiyi aşkar olunmuşdur. Misin miqdarı artdıqca T_{odt} temperaturu azalır və 1000K-ə daha çox yaxınlaşır. T_{odt} temperaturları arasındakı bu fərq asan ayırd edilə bilmir, çünki ODT reaksiyaları həll olan elementlərin miqdarından, soyuma/qızdırma sürətindən, dənələrin ölçüsündən və s. amillərdən asılıdır. Lakin bu çevrilmələrin olması çox ümidvericidir. FeCo nanokristal halda amorf fazanın daxilində ayrılı bilər, olduqca yüksək yumşaq maqnit xüsusiyyətlərinə malik iri həcmli amorf materiallar istehsal oluna bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Mehrabov A.O., Əliyev S.S. və b. Dəmir-bor əsaslı maqniyumşaq amorf ərintilərin maqnit xassələri. Fizikanın müasir problemləri və V Respublika konfransının materialları. 16-17 dekabr, Bakı-2011, s.209-210.
2. Hirata A., Hirotsu Y., Amiya K et all. Nanocrystallization of complex Fe₂₃B₆ type structure in glassy Fe-Co-B-Si-Nb alloy. Intermetallics, 16,4, p.491-497, 2008
3. Chen H.S., Glassy Metals, reports on Progress in Physics, 43, p.353-432, 1980
4. Sourmail T.- Progress in Materials Science, 50, 7, p.816-820, 2005
5. Вол А.Е.- Строение и свойства двойных металлических систем.- т.2, М. :Наука, 1962

InS MONOKRİSTALINDA QƏFƏS İSTİLİKKEÇİRMƏSİNDƏ ANİZOTROPİYA

M.M. Qurbanov, S.C. Məmmədov, A.M. Əhmədova, A.S. Rzayeva, İ.C. Cüməliyeva

Sumqayıt Dövlət Universiteti

E-mail: şalala 78 @ bk.ru

Laylı və zəncirvari quruluşda kristallaşan yarımkeçirici birləşmələrin istilik parametrlərinin eksperimental qiymətləri, bu tip birləşmələrə aid mövcud nəzəri modellərin yoxlanmasına və həmin parametrlər arasında korrelyasiya yaradılmasına imkan verir.

Bərk cisim elektronikasısı üçün perspektivli olan $A^{III}B^{VI}$ tipli yarımkeçirici kristallar qismən nizamsız quruluşa malik defektli yarımkeçiricilərdir. Bu yarımkeçirici materiallarda mövcud olan həm məxsusi və həm də müəyyən üsullarla yaradılan defektlərin yaranma mexanizminin öyrənilməsi həm elmi və həm də praktik əhəmiyyətə malikdir.

Yarımkeçirici materiallarda yarana bilən defektləri aşağıdakı kimi təsnifləşdirmək olar: struktur defektləri, idarə olunmayan aşqar defektləri, xüsusi olaraq daxil edilmiş aşqar defektləri, radiasiya defektləri, termik defektlər.

Laylı quruluşa malik kristallarda mövcud olan bu mərkəzlər qəfəsin məxsusi defektləri (vakansiya, düynələrarası atomlar və s.) və idarə olunmayan müxtəlif aşqarlarla əlaqədardır. Məhz *InS* kristallarında elektron keçiriciliyinin üstünlük təşkil etməsi tərkibdə indiumun artılığı ilə əlaqədardır. Indiumun bu artılığı *InS* kristalının sintez və göyərdilmə prosesində selenin tez uçuculuğu ilə bağlıdır. Bu atomların bir qismi düynələrarası aralıqda yerləşərək donor səviyyələr, digər qismi isə materialda kükürd vakansiyaları yaradır. Eyni zamanda *InS* kristallarında az da olsa *In* vakansiyaları mövcuddur. Həm indium, həm də selen

vakansiyaları akseptor xarakterlidir. Ona görə də adi halda xüsusi aşqarlanmamış $n - InS$ kristalları öz-özünə qismən kompensə olunmuş olur. Bu fakt laylı A^3B^6 kristalında öyrənilən müxtəlif elektron proseslərinin tədqiqi zamanı bir daha təsdiq olunur.

Müxtəlif mexaniki təsirlərlə yaranan kristal daxili sahələrin varlığı hesabına, həm düyünlər arası atomlar, həm də vakansiyalar kristal daxilində fəzaca qeyri-bircins paylandığından ayrı-ayrı oblastlarda onların lokallaşması müəyyən üstünlük təşkil edir. Bu halda kristalda düyünlərarası atomun lokallaşdığı hissələr özlərini alçaqomlu matrisa (AO), indium və selenin (akseptor) üstünlük təşkil etdiyi lokal hissələr isə özlərini yüksəkumlu fazalar (YO) kimi aparır. Bu zaman oblastların sərhəddində rekombinasiya çəpəri yaranır. Bu halda alçaqomlu oblastlarda qonşu rekombinasiya çəpərlərinin fəza yükləri oblastının “quyruqlarının” bir-birini qismən örtməsi nəticəsində nisbətən kiçik hündürlüklü dreyf çəpərləri yaranır. Dreyf çəpərlərinin varlığı alçaqomlu matrisada yükdaşıyıcıların diffuziya dərinliyinin kiçilməsinə səbəb olur və yaranan belə hissələr özlərinin bir-birinə ardıcıl qoşulmuş müxtəlif müqavimətli keçirici kimi aparır.

Bu kristalların qadağan olunmuş zonasında cəld S - və asta r - kombinasiya mərkəzlərinin varlığı məxsusi fotokeçiricinin lüks-ampere xarakteristikasının subxətti oblasti ilə, fotocərəyanın infraqırmızı və temperatur sönməsi ilə; dayaz yapışma səviyyələrinin varlığı – fəza yükləri ilə məhdudlaşmış cərəyan, termostimullaşmış keçiricilik, induksiyanmış aşqar fotokeçiricilik hadisəsinin tədqiqində müşahidə olunur.

Nəzəriyyədə göstəriləni kimi bərk cisimlərdə Debay xarakteristik temperaturu (θ_D) və Qryunayzen parametri məlum olarsa qəfəs istilikkeçirməsinin qiymətini təyin etmək mümkündür [1].

$$\chi_q = \frac{12}{5} 4^{1/3} \left(\frac{K}{h} \right)^3 \frac{M\delta\theta_D^3}{\gamma^2 T} \quad (1)$$

Burada K -Bolsman sabiti, h -Plank sabiti, M -atomar kütlə, δ -bir atoma düşən həcmnin kub kökü və γ -Qryunayzen parametridir.

Bu işdə InS monokristalının istilik parametrlərinin eksperimental qiymətləri əsasında qəfəs istilikkeçirməsi (χ_q)-hesablanmışdır.

InS monokristalının istidən genişlənməsi və izotermik sıxılması həm laylar istiqamətində, həm də laylara perpendikulyar istiqamətdə olaraq dilatometrik üsulla ölçülmüşdür [2].

Bu ölçmələr zamanı təcrübənin nisbi xətası $\sim 0,5\%$ olmuşdur. Təcrübədən alınan nəticələr cədvəldə verilmişdir.

T, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$ 1/K	$\alpha_{//} \cdot 10^6$ 1/K	$\chi_{\perp} \cdot 10^{13}$ m ² /N	$\chi_{//} \cdot 10^{13}$ m ² /N	(θ_D)	χ_{\perp}	$\chi_{//}$	Cədvəl	
								K_q^{\perp} Vt/m·k	$K_q^{//}$ Vt/m·k
150	9,48	7,05	0,551	0,342	352	1,277	1,537	5,21	6,42
200	11,50	8,17	0,590	0,387	349	1,336	1,581	4,32	5,84
240	12,75	9,82	0,595	0,392	345	1,335	1,614	3,83	5,61
280	13,80	10,60	0,607	0,408	336	1,393	1,595	3,48	4,19
300	14,19	10,83	0,615	0,418	295	1,384	1,554	3,37	3,86
350	14,78	13,65	0,629	0,431	280	1,326	1,512	3,15	3,72

Cədvəldə verilən qiymətlərdən istifadə edərək

$$\gamma = \frac{3\alpha V}{\chi_T \cdot C_V} \quad (2)$$

Termodinamik münasibətinin və

$$\theta_D = \frac{19,37}{\left(AV^{2/3} \alpha \right)^{1/2}} \quad (3)$$

Empirik düsturunun köməyi ilə Qryunayzen parametri və Debay xarakteristik temperaturu təyin edilmişdir [3]. (2) və (3) düsturlarına daxil olan α -xətti genişlənmə əmsalı, C_V -sabit həcmdə xüsusi istilik tutumu, χ_T -izotermik sıxılma əmsalıdır. Laylar boyunca və laylara perpendikulyar istiqamətdə hesablanmış Qryunayzen parametrinin, eləcə də Debay xarakteristik temperaturunun qiymətləri də cədvəldə verilmişdir.

InS kristalı üçün C_V nin qiymətləri ədəbiyyatdan götürülmüşdür [4]. Beləliklə (1) düsturu əsasında həm laylar boyunca, həm də laylara perpendikulyar istiqamətdə qəfəs istilikkeçirməsinin qiymətləri hesablanmışdır. Bu qiymətlər də cədvəldə verilmişdir.

Cədvəldən göründüyü kimi hər iki istiqamətdə temperaturun artması ilə qəfəs istilikkeçirməsinin qiyməti azalır. Bütün temperatur intervallarında laylar boyunca qəfəs istilikkeçirməsinin qiyməti (χ''_q) ~1,2.... dəfə böyük olur. 200÷300K temperatur intervalında qəfəs istilikkeçirməsinin qiyməti ~20% azalır.

Qəfəs istilikkeçirməsində alınan belə anizotrop luq InS birləşməsində laylar boyunca güclü kovalent rabitənin, laylara perpendikulyar istiqamətdə isə zəif Van-der-Vaals əlaqəsinin olması ilə bağlıdır. Belə ki, daha güclü kovalent rabitənin təsir etdiyi laylar boyunca rəqslərin qeyri harmoniklik dərəcəsi və istidən genişlənmə əmsalının qiyməti laylara perpendikulyar istiqamətdə olan qiymətdən kiçik olur. Bunun nəticəsində fononların səpilmə dərəcəsi və qəfəsin istilik müqaviməti dəyişir.

Qəfəs istilikkeçirməsində anizotrop luğun az olması InS monokristalında layların qarşılıqlı təsir qüvvəsinin nazik təbəqələrə nisbətən böyük ölçülü kristallarda daha güclü olması ilə izah edilə bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Дж. Драбл, Г. Голдсמיד. «Теплопроводность полупроводников». Изд. иностр. лит. Москва, 1963, стр. 172.
2. Э.М. Годжаев, М.М. Зарбалиев, М.М. Курбанов. Дилатометр для измерения ТКЛР твердых тел в широком интервале температур. Изм. техника, №11, 1985, стр 44.
3. М.М. Qurbanov, С.С. Bayramov, S.C. Məmmədov, Ə.В. Məhərrəmov. GaSe monokristalında qəfəs istilikkeçirməsi və fononların sərbəst yolunun orta uzunluğu. Fizikanın aktual problemləri beşinci beynəlxalq elmi-texniki konfransının materialları. 25-27 iyun Bakı ş. 2008-ci il səh.268-270.
4. И.Г. Керимов, К.К. Мамедов, В.Н. Кострюков, М.М. Мехтиев. Теплоемкость монохалькогенидов индия «Теплофизические свойства твердых тел» «научно дилека», Киев 1971, стр. 102.

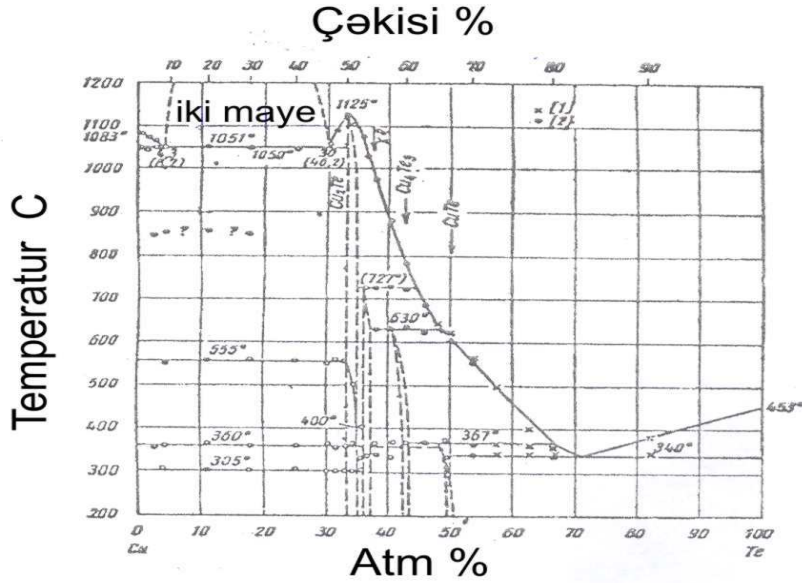
Cu-Te SISTEMİNİN FAZA DIAQRAMI

V.İ.Sarıyev

Mingəçevir Politexnik İnstitutu

CuTe kristalları sintez olunmuş tərkibinin eyni olduğu rengenografik üsulla müəyyən-ləşdirilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, Cu Te-un qəfəs parametrləri 730 K-ə kimi xətti olaraq artır və sonra keçid baş verir. Nümunələrdə rentgenoqrafik üsulla polimorf çevrilmə tədqiq olunmuşdur.

Cu Te sisteminin faza diaqramı şəkil 1-də verilmişdir.



Şəkil 1

Ərimə temperaturunun 1083 K, 1000K və 900 K olan qiymətlərində Cu_2Te , Cu_4Te_3 və Cu Te –da tapılmışdır. Hal diaqramında göstərilən birləşmələr təbiətdə tapılmış, onlar aşağıdakı kimi adlandırılmışdır: Cu_2Te - veysit, Cu_4Te_3 -rikardit, Cu Te - vulkanit.

Hal diaqramından görüldüyü kimi, Cu Te –un konsentrasiyası 33atm%-dən 45 atm % olan sərhəddə kimidir. Te bu cəhətdən daha mürəkkəbdir.

Buna [1] əsaslanaraq, rentgenoqrafik və difraktometrik müşahidələr nəticəsində Cu-Te sisteminin hal diaqramı konsentrasiyası 33.5 atm% -dən 36.2 atm % olan sərhəddə verilmişdir. Həmin hal diaqramda verilmişdir.

Şəkildən görüldüyü kimi, verilmiş diaqramda Cu_2Te , Cu_4Te_3 birləşmələrindən başqa infrastrukturallı fazanın müəyyən temperatur oblastında olan fazalara münasibəti də tədqiq edilmişdir.

Otaq temperaturunda və 540 K-də heksoqonal faza 36.1 % konsentrisiyada olur.

$\text{Cu}_{1.77}\text{Te}$ (elementar qəfəs parametrləri $a=8,28 \text{ \AA}$, $c=7,21 \text{ \AA}$) birləşməsinə daxil olan Te-da alınmışdır [2 – 3].

Bundan başqa konsentrasiyası 33,5 atm % və 34,9atm % oblastında olan iki aşağı temperatur fazalı Te da müşahidə edilmişdir.

Konsentrasiyası 33,63 atm % olan Te oması faktı həmçinin [4] -də təsdiq edilmiş və göstərilmişdir ki, bu rombik sinqoniyada $a= 7,319 \text{ \AA}$, $b=22,236 \text{ \AA}$, $c=36,458 \text{ \AA}$ parametrlərində kristallaşır.

İkinci rombik faza, konsentrasiyası 34,4 atm %-dən 34,9 atm% olan Te aşağıdakı parametrlərə malikdir : $a=10,186 \text{ \AA}^0, b=10,308 \text{ \AA}^0, c=4,234 \text{ \AA}^0$

Qəfəsin bu fazasının parametrləri [3]-də göstərilən faza ilə aşağıdakı münasibətdə olduğu

tapılmışdır : $a \approx a_{st} \sqrt{2}$ $b \approx c_{st} \sqrt{2}$ $c \approx b_{st}$

Hal diaqramından görüldüyü kimi, müxtəlif infrastrukturallı faza Cu_{2-x}Te 365 K-dən yuxarı, böyük halogen oblastlı heksoqonal fazaya keçir. (konsentrasiyası 33,3 atm %-dən 36 atm %)

Verilmiş faza Novitni tərəfindən müşahidə edilmişdir. Qəfəsin parametrləri xətti dəyişir : $a=4,25 \text{ \AA}^0, c=7,35 \text{ \AA}^0$ (33,3atm % Te), $a=4,19 \text{ \AA}^0, c=7,29 \text{ \AA}^0$ (36,1 atm % Te)

Cu_{2-x}Te temperatur göstəricisi təsdiq edilmiş və göstərilmişdir ki, temperaturu 663 K-dən yuxarı qalxdıqda, faza çevrilməsi baş verir və tetroqonal faza, heksoqonal modifikasiyaya çevrilir.

Cu_{2-x}Te hal diaqramı ($x \leq 0.27$) kalorimetrik göstəricilərə əsasən qurulmuş [5] diaqrama uyğun gəlir.

ƏDƏBİYYAT

1. Bkachnic.R “ The system Copper Tellurium ” Solid State Shemistry 1983
2. Kin Van Con, Rodot H. “ Domanie dexistenset proprietes elektrives des compos die systeme Cu-Te ” Comp.rend.Acad.Seinse (Paris) 1965
3. Steveli A.N. “ Phase transitions in nickel and Copper selenides and tellurides ” Philps.Res. Suppl.1969
4. Баранова.Р.Б, Арафьев.В.П. « Электронографические изучение теллуридов меди » АН СССР Неорганические материалы 1977 Т.13
5. Miyatami.S, Mori.S, Yanagianara.M “ Phase diagram and electiql propiets of Cu_{2-x}Te ” Japan 1979

ОБ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

$TlIn_{1-x}Sm_xTe_2$

М.М. Зарбалиев, У.М. Агаева, А.Б. Нагиев, И.Н. Абдулова, К.А. Гулиева
Сумгайытский государственный университет

Доклад посвящен исследованию температурной зависимости электропроводности, коэффициентов Холла и термо-э.д.с. твердых растворов системы $TlInTe_2 - TlSmTe_2$. Установлено, что твердые растворы данной системы являются примесными полупроводниками. Определены ширины запрещенной зоны, механизмы рассеяния, концентрации и эффективные массы носителей заряда. Установлено, что валентная зона твердых растворов $TlIn_{1-x}Sm_xTe_2$ имеет сложную структуру и состоит, в основном, из тяжелых и легких дырок.

Электропроводность и коэффициента Холла в слабых полях измеряли на постоянном токе компенсационным методом, электропроводность – в двух, а коэффициент Холла – в четырех направлениях поля при 300-100К. Одновременно с электропроводностью при данной температуре определяли термо-э.д.с., возникающую на концах образца при перепаде температуры. Для обеспечения устойчивых диффузионных потоков носителей в условиях неравновесного распределения объемного заряда при данной температуре выдерживали 40-50 минут. Погрешность при

измерении электропроводности, коэффициента Холла и термо-э.д.с. составляла 1,5; 5 и 6% соответственно.

Исследованные образцы во всем измеренном интервале температур обладают p -типом проводимости. По высокотемпературным наклонам зависимостей $\lg \sigma = f(10^3/T)$ и $\lg(R_x T^{3/2}) = f(10^3/T)$, определены значения ширины запрещенной зоны твердых растворов $TlIn_{1-x}Sm_xTe_2$. Следует отметить, что для всех составов эти наклоны оказались почти одинаковыми. При частичном замещении атомов индия атомами самария ширина запрещенной зоны уменьшается. Это можно объяснить тем, что в зону проводимости попадают и d -состояния атомов самария, которые энергетически расположены несколько выше. В твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ по мере увеличения содержания атомов самария его валентные электроны частично переходят в коллективизированные состояния, что вызывает сильное электронное взаимодействие и «разрыхляет» решетки. В связи с этим при переходе от $TlInTe_2$ к твердым растворам на его основе увеличиваются параметры элементарной ячейки, уменьшается ширина запрещенной зоны.

Обнаружено уменьшение электропроводности в интервале 300-750К. Поскольку в этой области концентрация носителей заряда остается постоянной, уменьшение электропроводности обусловлено, в основном, рассеянием носителей заряда на акустических фоновых, так как изменение холловской подвижности носителей заряда с температурой следует закону $\mu \sim T^{-3/2}$.

Зависимость коэффициента Холла твердых растворов $TlIn_{1-x}Sm_xTe_2$ от температуры в интервале 450-750К имеет сложный вид, характеризуемый аномальным увеличением R_x . Это, по-видимому, связано с тем, что валентная зона составлена из зон тяжелых и легких дырок. В этом случае коэффициент Холла выражается как $R_x = (1/ep)(A_{p_1} b_p p_1 + A_{p_2} p_2)/(b_p p_1 + p_2)^2$, где p_1 и p_2 - концентрации легких и тяжелых дырок, b_p - отношение их подвижностей.

Вследствие низкой подвижности тяжелые дырки вносят малый вклад в эффект Холла и по мере их перехода во вторую зону эффективная концентрация носителей убывает, а коэффициент Холла увеличивается соответственно выражению $R_x = A_{p_1} / e p p_1^2$.

С увеличением концентрации носителей уровень Ферми приближается к вершине второй валентной зоны и при повышении температуры все большая часть дырок имеет возможность перейти в зону с низкой подвижностью, что и приводит к увеличению R_x с ростом температуры.

Зависимость коэффициента термо-э.д.с. от температуры для исследованных сплавов также указывает на сложную структуру их валентной зоны. В случае двухзонной модели коэффициент термо-э.д.с., как известно, равен $\alpha = (\alpha_{p_1} b p_1 + \alpha_{p_2} p_2)/(b p_1 + p_2)$, где α_{p_1} и α_{p_2} - коэффициенты термо-э.д.с., связанные с зонами легких и тяжелых дырок соответственно.

Если удельная электропроводность тяжелых дырок мала по сравнению с удельной электропроводностью легких дырок, то величиной в знаменателе можно пренебречь. Кроме того, если $\alpha_{p_2} p_2 \leq \alpha_{p_1} b p_1$, полный коэффициент термо-э.д.с. приближенно равен коэффициенту термо-э.д.с. легких дырок. Когда $\alpha_{p_2} p_2$ сравнимо с $\alpha_{p_1} b p_1$ и подвижность тяжелых дырок мала ($p \leq b p_1$), полный коэффициент термо-э.д.с.

определяется как $\alpha = \alpha_{p_1} (1 + \alpha_{p_2} p_2 / \alpha_{p_1} b p_1)$. Здесь $\alpha > \alpha_{p_1}$, причем с ростом концентрации носителей заряда α_{p_1} увеличивается, что в свою очередь приводит к увеличению полного коэффициента термо-э.д.с. в области больших концентраций. При дальнейшем повышении концентрации тяжелых дырок можно достичь области, в которой $\alpha \approx \alpha_{p_2}$, $p_2 \geq b p_1$ и коэффициент термо-э.д.с. с ростом температуры снова будет уменьшаться. Зависимость коэффициента термо-э.д.с. от температуры должна, таким образом, изображаться кривой с максимумом, что и наблюдалась в данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зарбалиев М.М., Мамедов Э.Г., Ахмедова А.М., Зейналов Г.И. Теплопроводность твердых растворов $TlIn_{1-x}D_{yx}Te_2$. РАН. Неорганические материалы. Т.43, №12, 2007, стр. 1432-1435
2. Зарбалиев М.М., Гахраманов Н.Ф., Ахмедова А.М., Магеррамов А.Б. Твердые растворы замещения в системе $TlInSe_2 - TlYbSe_2$. Известия АН Азерб.Республ. серии физ-мат. и техн.наук, 2010, №5, стр.149-155
3. Зарбалиев М.М. Твердые растворы замещения в системе $TlInTe_2 - TlYbTe_2$. РАН. Неорганич.материалы, 1999, Т.35, №5, стр.560-564.

Nd_xGa_{1-x}Sb (0≤x≤0,6) SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNİN ELEKTRİKKEÇİRMƏSİNİN ÖYRƏNİLMƏSİ

Ə.N. Quliyev, O.M. Həsənov, X.A. Adıgözəlova, A.Ə. Əliyev, B.H. Həsənova
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti, oktay59@mail.ru

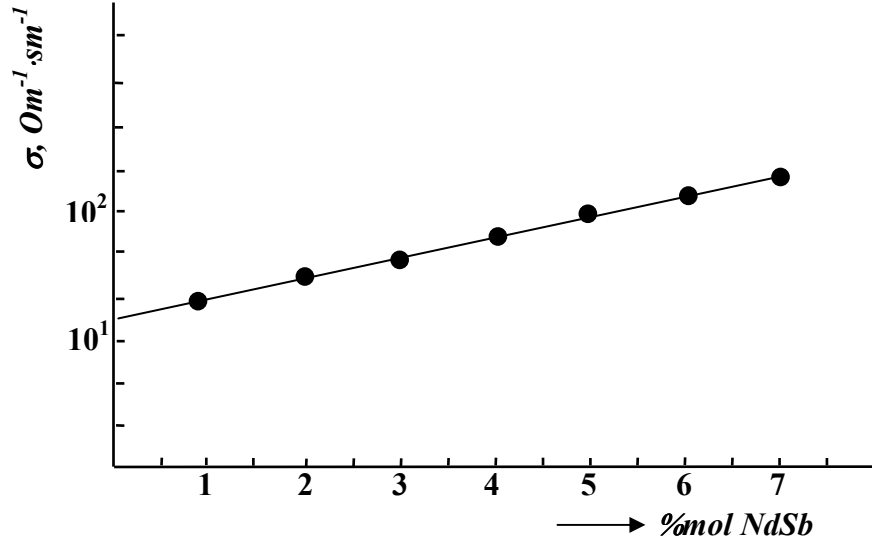
Nd_xGa_{1-x}Sb sistem ərintisində GaSb-ə əsasında alınan bərk məhlul oblastında NdSb-nin miqdarı artdıqca ölçülən nümunələrdə otaq temperaturunda σ -nin qiyməti artır. Nd_xGa_{1-x}Sb (0≤x≤0,06) x = 0,01 ÷ 0,05 nümunələrdə geniş temperatur (100 ÷ 900K) oblastında σ ölçülmüşdür.

Nd_xGa_{1-x}Sb sistem ərintilərində GaSb-NdSb kəsiyində GaSb əsasında alınan bərk məhlul sahəsinin bəzi nümunələrində elektrikkeçirməsi öyrənilmişdir. Nd_xGa_{1-x}Sb sistem ərintilərinin komponentlərindən olan Nd-in izolə edilmiş atom elektron konfigurasiyası ədəbiyyatda $4f^4 6s^2$ bu şəkildə verilir, ancaq özünü üçvalent şəkildə aparanda $4f^2 6s^2 5p^6$ onun elektron quruluşu $4f^5 s^2 5p^6$ bu cür olduğunu göstərir.

GaSb yarımkəçirici birləşməsi Nd elementinin qarşılıqlı təsiri nəticəsində elektron konfigurasiyası əsas əlaqə sp^3 hibritinin nəticəsində tetraedli quruluş strukturu alına bilər. Nd elementinin GaSb birləşməsi ilə əvəz etmə həm Ga, həm də Sb ilə ola bilər. Eləcədə birbaşa Nd elementi GaSb kristal qəfəsə daxil ola bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, bərk məhlul sahəsində (GaSb əsasında) tərkibdən asılı olaraq qəfəs sabitinin sıçrayış müşahidə olunmur və dəyişmə təqribən xəttidir.

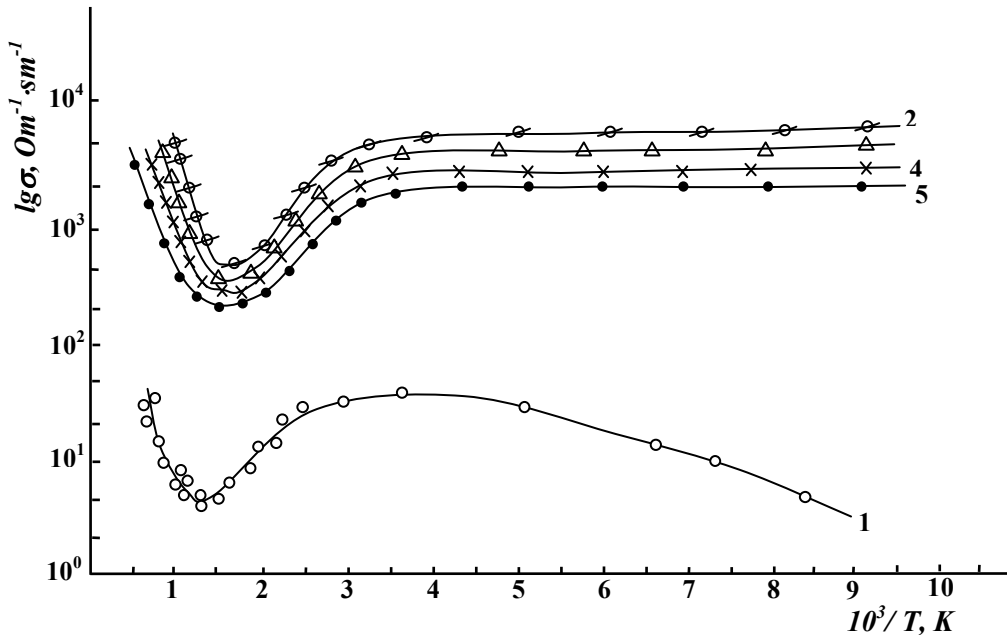
Nd_xGa_{1-x}Sb (0≤x≤0,06) sistem ərintilərinin GaSb əsasında alınan bərk məhlul sahəsindəki (x=0,01; x=0,03; x=0,04 və x=0,05) otaq temperaturunda (T=300K) tərkibdən

asılı olaraq ölçülmüşdür. Nümunələrin elektrikkeçirmə qrafiki şəkil 1-də verilmişdir. Şəkil 1-dən görüldüyü kimi $GaSb$ əsasında alınan bərk məhlul nümunələri ($T=300K$) tərkibdən asılı olaraq (σ) elektrikkeçirmənin qiyməti nəzərə çarpan qədər artmır.



Şəkil1. $GaSb$ əsasında alınan bərk məhlul sahəsindəki ($x=0,01$; $x=0,03$; $x=0,04$ və $x=0,05$) otaq temperaturunda ($T=300K$) tərkibdən asılılığı

$Nd_xGa_{1-x}Sb$ ($0 \leq x \leq 0,06$) sistem ərintilərinin bəzi nümunələr $x=0,01$; $x=0,03$; $x=0,04$ və $x=0,05$ geniş temperatur intervalında ($100 \div 900K$) elektrik keçirmə ölçülmüşdür. Ölçmənin nəticələrinə əsasən qrafik qurulmuşdur və şəkil 2-də verilmişdir. Əyrilərdən üç temperatur oblastı nəzərə çarpar ki, bunlardan $100 \div 250K$ əsasən aşkar, $260 \div 500K$ və daha yuxarı temperaturda məxsusi keçiricilik təqribən $260 \div 450K$ temperaturda qarışıq keçirici oblastı özünü göstərir. Məxsusi keçiricilik başlayanada p-tip keçiricilik n-tip keçiriciliyə ($500 \div 800K$) keçir.



Şəkil 2.

ƏDƏBİYYAT

1. Хилсум К., Роуз-Инс. Л. «Полупроводники типа $A^{III}B^V$ » Н. 1963
2. Емельяненко О.В., Колчакова Н.М., Наслодов Д.Н. «Физические свойства п-п. $A^{III}B^V$ и $A^{IV}B^{VI}$ » Вид 177, 1967
3. Вид А.Н., Вир Г.Н. Шмартсов Н., ФТТ, и.12, 2351, 1970
4. ADPU Xəbərləri Bakı №2, 2006
5. ADPU Xəbərləri Bakı №4,6, 2008
6. ADPU Xəbərləri Bakı №5, 2009

**$Er_xSn_{1-x}Se$ SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNDƏ YÜKDAŞIYICILARIN
SƏPİLMƏ MEXANİZMLƏRİ**

C.İ.Hüseynov, R.F.Məmmədova, A.Ə.İsayeva, S.S. Əliyeva
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

SnSe-ErSe sistemlərinin qarşılıqlı təsiri tədqiq olunmuş, kompleks fiziki-kimyəvi analizlər nəticəsində ErSe-nin SnSe-də həlölma oblasti müəyyənləşdirilmiş, komponentlərin 1:1 nisbətində $ErSnSe_2$ üçqat birləşmələri alınmış və sistemin hal diaqramı qurulmuşdur. $(SnSe)_{1-x}(ErSe)_x$ sistem ərintilərinin xüsusi elektrikkeçiriciliyi və Holl əmsalının temperatur asılılıqları tədqiq olunmuş, yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmlərinə baxılmış, ərintilərdə yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisinə kompensasiya dərəcəsinin təsiri öyrənilmiş, zəif və yüksək olmayan aşqarlanma dərəcəsinə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının azaldığı, tərkibdə erbiumun artımı ilə sıçrayışlı keçiricilik mexanizminin baş verdiyi aşkar edilmişdir

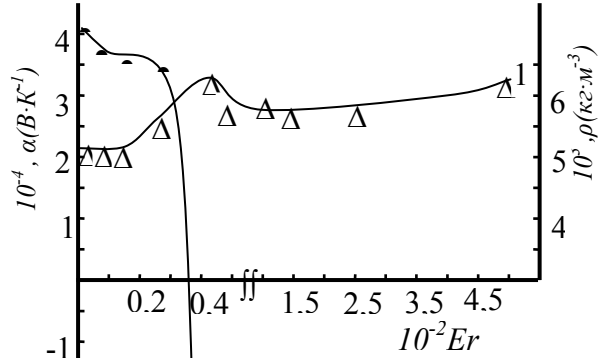
$A^{VI}B^{VI}$ tipli birləşmələrdən olan qalay monoselenidi optik diapazonun infraqırmızı oblastında aktiv elrmentlərin, həmçinin müxtəlif termodinamik çevricilərin hazırlanmasında istifadə olunan əsas materiallardandır. O mürəkkəb ion-kovalent kimyəvi rabitəyə malik olub $NaCl$ tipli quruluşda kristallaşır. $SnSe$ əsas xüsusiyyətlərindən biri müəyyən dərəcədə defektlərə malik olmasıdır. Hər iki altqəfəsdə vakansiyaların mövcudluğu və onların qarşılıqlı təsirinə antiquruluş defektlərinin əmələ gətirdiyi məlum olmuşdur. Bu defektlərin yüksək konsentrasiyası $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $SnSe$ də p -tip keçiriciliyin yaranmasına gətirir. Nadir torpaq metal (NTM) elementlərinin daxil edilməsi qalay monoselenidində defektməhləgəlmənin təbiəti və defektlərin qarşılıqlı təsiri ilə bağlı olan bir sıra fiziki xüsusiyyətlərin yaranmasına səbəb olur.

Bu baxımdan $A^{IV}B^{VI}$ tipli binar birləşmələrdən olan $SnSe$ -nin nadir torpaq elementləri ilə aşqarlanması və yaxud zəif konsentrasiyalı bərk məhlullarının alınması və onların fiziki xassələrinin kompleks tədqiqi maraqlıdır. NTM elementlərinin iştirakı ilə alınan maddələr bəzi enerji çevricilərinin, radiasiyaya, təzyiqlərə, rütubətə qarşı davamlı müxtəlif növ termorezistorların hazırlanmasında geniş istifadə olunur. NTM-nin elektron quruluşunda $4f$ səviyyəsinin tam dolmaması asanlıqla $4f-5d-6s$ keçidinin baş verməsi və atomların $4f$ səviyyəsində mütəhərrik elektronların hesabına dəyişkən valentlik yaranması onların iştirakı ilə alınan materialları maraqlı tədqiqat obyektinə çevirir.

İşdə $SnSe-ErSe$ sisteminin $SnSe$ tərəfdən hal diaqramının bir hissəsi qurulmuş, sistemdə qalay monoselenidi əsasında 0-5 mol% oblastında bərk məhlul və komponentlərin 1:1 nisbətində yeni $ErSnSe_2$ üçlü birləşməsi alınmışdır. $(SnSe)_{1-x}(ErSe)_x$ bərk məhlul ərintiləri ($x=0,0000$; $2-x=0,0010$; $3-x=0,0025$; $4-x=0,0050$; $5-x=0,0100$; $6-x=0,0150$; $7-x=0,0250$; 8

$-x=0,0500$) tərkib komponentlərinin birbaşa əridilməsi yolu ilə sintez edilmişdir. Rentgenquruluş analizinin nəticələri əsasında $ErSnSe_2$ birləşməsinin heksoqonal sinqoniyada kristallaşdığı təyin edilmiş və qəfəs sabitlərinin $a=4,41$, $b=4,13$: $c=11,56$ Å⁰ tərtibində müəyyən edilmişdir. Sıxlığı piknometrik metodla ölçülmüş ($\rho_{pik}=7,052$ q/sm³) və rentgenoqrafik nəticələr əsasında hesablanmışdır ($\rho_{rentg}=7,14$ q/sm³).

Nümunələrin tərkibində $ErSe$ -nin faizlə miqdarı artdıqca xüsusi müqavimət və Holl əmsalı artır, əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və yürüklüyü isə azalır. $SnSe$ binar birləşməsindən $(SnSe)_{1-x}(ErSe)_x$ sistem ərintilərinə keçdikdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası iki tərtib, Holl yürüklüyünü 15 dəfə, elektrikkeçiriciliyi 230 dəfə azalır. Holl əmsalının və termo e.h.q.-nin işarələri üst-üstə düşür. $x=0,025$ və $x=0,05$ tərkibli ərintilərdə keçiricilik tipini dəyişərək n -tip keçiricilik yaranır. $(SnSe)_{1-x}(ErSe)_x$ sistem ərintilərinin quruluş xüsusiyyətləri göstərir ki, tədqiq olunan tərkiblər qalay atomlarının qismən Er atomları ilə əvəz olunması ilə kristallaşır. Bu əvəz olunma prosesinin kristal qəfəsdə heterovalent izomorfizm çevrilməsi ilə baş verdiyi ehtimal olunur. Şəkil 1 də $Er_xSn_{1-x}Se$ ərintilərinin sıxlığının ρ və termo-ehq.-sinin erbiyumun miqdarından asılılıq qrafikləri təsvir edilmişdir. Şəkil 2-dən görüldüyü kimi (əyri 1) $Er_xSn_{1-x}Se$ ərintilərinə daxil edilən Er atomlarının ilk növbədə kristalda düyünlərarası vakant yerlərini tutmasını, Frenkel defekt əmələgəlməsini göstərir [2]. Erbiyumun konsentrasiyasının artımı ilə termo-ehq.-si (α) azalır və $x \geq 0,004$ % də işarəsini p -tipdən n -tipə dəyişərək maksimumdan keçərək $Er_xSn_{1-x}Se$ bərk məhlullarında mütləq qiyməti stabilləşir (əyri 2). Qeyd edək ki, termo-ehq.-sinin işarəsinin dəyişmə oblastı sıxlığın maksimal qiymətinə uyğun gəlir.



Şəkil 1. $SnSe-ErSe$ sistemində sıxlığın və termo-e.h.q.-nin tərkib asılılığı

Bu bilavasitə $Er_xSn_{1-x}Se$ ərintilərinə daxil edilən Er atomlarının ilk növbədə kristalda düyünlərarası vakant yerlərini tutmasını, Frenkel defekt əmələgəlməsini göstərir [2]. Erbiyumun konsentrasiyasının artımı ilə termo-ehq.-si (α) azalır və $x \geq 0,004$ % də işarəsini p -tipdən n -tipə dəyişərək maksimumdan keçərək $Er_xSn_{1-x}Se$ bərk məhlullarında mütləq qiyməti stabilləşir (əyri 2). Qeyd edək ki, termo-ehq.-sinin işarəsinin dəyişmə oblastı sıxlığın maksimal qiymətinə uyğun gəlir.

Alınmış nümunələrdə xüsusi elektrikkeçiriciliyi və Holl əmsalı (R) geniş temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. Temperaturun artımı ilə Holl əmsalı müntəzəm olaraq azalır. $SnSe$ binar birləşməsinin Holl əmsalının temperatur asılılığında $T=420$ K nöqtəsinin yaxın ətrafında anomal hal müşahidə olunur. Bu anomal hal $SnSe$ binar birləşməsinin ikiqat defekli quruluşa malik olması ilə əlaqələndirilir [3]. $ErSe$ -nin iştirakı ilə alınan ərintilərdə Holl əmsalının qiyməti xeyli böyüyür, temperaturun artımı ilə isə ənənəvi olaraq azalır. $SnSe$ birləşməsində Holl əmsalının temperatur asılılığında $T=420$ K nöqtəsinin yaxın ətrafında müşahidə olunan anomal hal $(SnSe)_{1-x}(ErSe)_x$ sistem ərintilərinə nisbətən aşağı temperatur oblastına sürüşməklə özünü biruzə verir.

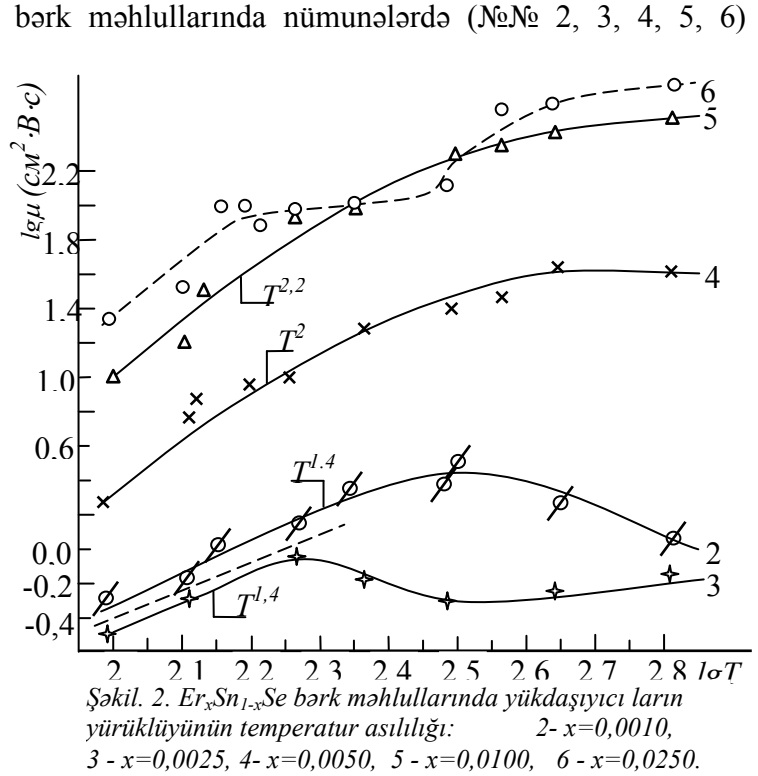
$ErSnSe_2$ üçlü birləşməsində yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $SnSe$ -birləşməsinə nəzərən bir tərtib azalmışdır. Eyni zamanda yükdaşıyıcıların Holl yürüklüyü də uyğun olaraq 4,5 dəfə azalmışdır. Nəticədə $ErSnSe_2$ birləşməsinin elektrik keçiriciliyi $SnSe$ -birləşməsinin keçiriciliyinə nəzərən təxminən 20 dəfə azalmışdır. Digər tərəfdən hər iki birləşmənin termo e.h.q.-nin qiymətlərinin müqayisə etdikdə görürük ki, α -nın qiyməti $ErSnSe_2$ birləşməsində təxminən 2,5 dəfə azalır. Orta qiymətlərin müqayisəsi onu göstərir ki, $ErSnSe_2$ birləşməsində zəif də olsa kompensasiya olunmuş materiallar sırasına daxildir. Termo e.h.q.-si (α) və Holl əmsalının R_x -işarələri tədqiq olunan maddənin p -tip keçiriciliyə malik olduğunu göstərir.

Alınan nəticələrin analizi tədqiq olunan ərintilərin qismən kompensasiya olunmuş materiallar olduğunu söyləməyə imkan verir. Maqnit müqavimətinin maksimum qiymətində konsentrasiya özünün doymuş halına çatır. Digər tərəfdən maqnit müqavimətinin işarəsinin müsbətdən mənfiyə dəyişməsi kristallarda yükdaşıyıcıların əsas səpilmə mexanizminin dəyişməsi ilə bağlıdır. Xüsusi elektrikkeçiriciliyi və Holl əmsalının nəticələrinə əsasən yükdaşıyıcıların yürlüklüyünün temperatur asılılığına baxılmış, yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmi araşdırılmışdır. $T \leq 420$ K temperatur intervalında ionlaşmış aşqar mərkəzlərindən, $T \geq 450$ K intervalında isə kristal qəfəsin düyün nöqtələrindən səpilmənin üstünlük təşkil etdiyi müəyyənləşdirilmişdir.

Tədqiq olunan, $Er_xSn_{1-x}Se$ yükdaşıyıcıların yürlüklüyünün temperatur asılılığına baxılmış və səpilmə mexanizmləri araşdırılmışdır (şək. 2). p -tip keçiriciliyinə malik olan nümunələrdə (№ 2, 3) $\mu(T)$ asılılığı mürəkkəbdir: $T < 200$ K temperatur intervalında yerəklük $\mu \propto T^{1,4}$ qanunu ilə dəyişir, lakin $T > 300$ K temperaturlarda asılılıq mürəkkəb xarakter alır. n -tip keçiriciliyə malik nümunələrdə (o.b. № 4, 5, 6) tədqiq olunan nümunələrdə aşağı temperatur oblastında $\mu(T)$ asılılığı $\mu \propto T^n$ (burada $n > 2$) qanunu ilə dəyişir və qrafiklərdən görüldüyü kimi tərkibdə erbiumun miqdarı artdıqca asılılığın n qüvvət dərəcəsi artır. Şəkildən görüldüyü

kimi nümunələrdə erbiumun miqdarının dəyişməsi (yükdaşıyıcıların konsentasiyasının) ilə səpilmə mexanizmi dəyişir və yuxarı temperatur oblastında eyni zamanda bir neçə mexanizm iştirak edir. Aşağı temperatur oblastında isə yüklü aşqar mərkəzlərindən səpilmə üstünlük təşkil edir. Qeyd edək ki, n - və p -tip keçiriciliyinə malik olan nümunələrdə səpilmə dərəcəsinin müxtəlifliyi uyğun akustik və optik deformasiya potensiallarının fərqli qiymətləri ilə şərtlənə bilər. Nümunələrdə erbiumun miqdarının artımı ilə $\mu(T)$ asılılığı $\mu \propto T^n$ n dərəcəsinin artması yüksək konsentasiyalı nümunələrdə (nümunə № 6) sıçrayışlı keçiricilik mexanizminin yarandığını söyləməyə imkan verir.

$Er_xSn_{1-x}Se$ sistem ərintilərinin termo-e.h.q.-nin temperatur asılılıqları bütün ərintilərdə keçiriciliyin aşqar oblastında temperaturun artımı ilə termo-e.h.q.-nin artımı, məxsusi oblastda isə azalması ilə xarakterik olduğunu göstərir. $T = 300 \div 420$ K temperatur intervalında termo-e.h.q.-nin zəif artımı müşahidə olunur. $T = 440 \div 500$ K intervalında $\alpha(T)$ anomal dəyişir və $T \geq 500$ K oblastında isə temperaturun artması ilə $\alpha(T)$ -nin qiyməti monoton azalır və bu azalma sürəti $\alpha \sim T^{1,38}$ qanunu ilə baş verir. Qeyd edək ki, müşahidə etdiyimiz anomal dəyişmə aşqarların tükənmə oblastına, yükdaşıyıcıların konsentasiyasının dəyişmədiyi ($n = const$) və xüsusi keçiriciliyin isə azaldığı hala uyğun gəldiyi oblasta təsadüf edir.



ƏDƏBİYYAT

- [1]. Н.Х.Абрикосов, Л.Е.Шелимова *Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$* . (М., Наука, 1975) с. 21.
- [2]. «Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов» Под ред. В.П.Жузе. Изд. «Наука», Л. 1973, с. 24.
- [3]. Д.М.Френк, В.К.Бойчук, Л.И.Межилевская. Извст. АН России. Неорганические материалы, **40** (10), 1171 (2004).
- [4]. Д.И.Гусейнов, М.И.Мургузов, Ш.С.Исмаилов, Извст. АН России. Неорганические материалы, **44** (5), 542 (2008).

 $Sn_{1-x}Tb_xSe$ SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNİN QALVANOMAQNİT XASSƏLƏRİ

T.A.Cəfərov, M.İ.Murquzov, R.F. Məmmədova, M.Ə.Həsənova
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universteti

$Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01; 0,05$) sistem ərintiləri sintez edilmiş, kompleks fiziki - kimyəvi analiz aparılmış və $77 \div 560K$ temperaturda qalvanomaqnit xassələri araşdırılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, Tb atomları Sn atomlarını qismən əvəz edir və eyni zamanda vakant mərkəzlərin tutulması hesabına elektrikkeçiriciliyi yaxşılaşır. Tb atomları kristalda sanki təmizləmə rolunu oynayır və terbiyumun konsentrasiyası artdıqca bu proses intensivləşir.

Layvari kristallarda laylararası rabitənin zəif olması çoxlu sayda yığılm defektlərinin yaranmasına və aşqar atomlarının qeyri müntəzəm paylanmasına gətirir ki, bu da kristalda elektronların hərəkətinə və ümumiyyətlə köçürmə hadisələrinə ciddi təsir edən qeyri-bircins potensial relyefin yaranmasına səbəb olur. Belə potensial relyef nizamsız xarakterə malik olduğundan layvari kristallarda parameterləri təkrarlanan və idarə oluna bilən fiziki hadisələrin müşahidə edilməsi və onlar əsasında müəyyən funksiyaları yerinə yetirən cihazların hazırlanması çətinləşir. Buna görə də belə kristallarda laylararası rabitələri gücləndirən və fiziki xassələri stabilləşdirən üsulların axtarışı mühüm əhəmiyyət kəsb edir [1].

Layvari kristalları aşqarladıqda müxtəlif laylarda yerləşən aşqar atomları bir-biri ilə elektron “körpüləri” vasitəsi ilə birləşərək üçölçülü əlaqəli sistem yarada bilir ki, bu da layların bir-birinə nəzərən sürüşməsinə çətinləşdirir. Bundan əlavə aşqar atomları kristalda olan ilkin vakansiyaları doldurmaqla onların elektron xassələrini idarə etməyə imkan yaradır [2].

Bu baxımdan $A^{IV}B^{VI}$ tipli binar birləşmələrdən olan $SnSe$ -nin nadir torpaq elementləri ilə aşqarlanması və yaxud zəif konsentrasiyalı bərk məhlullarının alınması və onların fiziki xassələrinin kompleks tədqiqi maraq doğurur. $SnSe-TbSe$ sisteminin hal qiaqramı [3] müəllifləri təfəndən bütün konsentrasiyalar üçün qurulmuşdur. Bu sistemdə komponentlərin 1:1 nisbətində inkonqurient əriyən $TbSnSe_2$ üçlü birləşməsinin və qalay monoselenidi əsasında 0 - 4 mol% oblastında bərk məhlul alındığı göstərilmişdir.

Təqdim olunan işdə $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01; 0,05$) bərk məhlulları alınmış, kompleks fiziki – kimyəvi analizi aparılmış və onların elektrikkeçiriciliyi (σ), Holl əmsalı (R) və Holl yürüklüyünün temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir.

$SnSe-TbSe$ sistemində faza tarazlığı diferensial-termik (DTA), rentgenquruluş (RQA), mikroquruluş analizləri, mikrobərkliyin və sıxlığın təyini metodları ilə öyrənilmişdir. DTA alçaq tezlikli NTR-73 markalı pirometrdə aparılmışdır. Pirometrdə proqramlaşdırılmış

qızma sürəti $9 K/dəq$ olmuşdur. RQA ovuntu metodu ilə Ni filtrlı CuK_{α} şüalanmalarında DPOH-3 markalı retgen difraktometrində aparılmışdır. Difraktoqrammaların çəkilmə prosesində 2θ bucağı $6-60^{\circ}$ intervalında dəyişmişdir. Sintez edilmiş ərintilərin mikrobərkliyi PİMT-9 markalı metalloqrafik mikroskopda sınaqdan keçirilmiş, sıxlıqları piknometrik üsulla təyin edilmiş və rentgenoqrafik nəticələr əsasında hesablanmışdır.

Alınmış nümunələrin termo-e.h.q.-si (α), istilikkeçiriciliyi (χ) mütləq stasionar metodla xüsusi elektrikkeçiriciliyi (σ), Holl əmsalı (R) sabit maqnit sahəsində sabit cərəyan rejimində [4] ölçülmüşdür.

Aparılmış kompleks fiziki-kimyəvi analizin nəticələri göstərir ki, $(SnSe)_{1-x}(TbSe)_x$ sistem ərintiləri də əsas maddə olan $SnSe$ kimi ortorombik sinqoniyyada kristallaşır. Lakin ərintilərin tərkibində $TbSe$ -nin faizlə miqdarı artdıqca kristal qəfəsin elementar özəyinin parametrlərinin, sıxlıqlarının və mikrobərklikliklərinin zəif artımı, termik qızma effektlərinin isə nisbətən aşağı temperatur oblastına tərəf sürüşməsi müşahidə olunur. Bütün tərkiblərdə rentgenoqrafik metodla hesablanmış sıxlıq piknometrik üsulla təyin edilmiş sıxlığın qiymətindən böyük olur. Bu alınmış sistem ərintilərinin quruluş elementlərinin vakansiyalarından ibarət defektlərlə zəngin olduğunu göstərir. $0 \div 4 mol\%$ intervalında rentgenoqrammalarda difraksiya xətlərinin sürüşməməsi və yalnız intensivliklərinin dəyişməsi göstərilən intervalda $SnSe$ əsasında bərk məhlulların əmələ gəldiyini göstərir. Qəfəs parametrlərinin müşahidə olunan artımı Sn atomlarının qismən böyük radiuslu Tb atomları ilə yaxşı uzlaşması və Veqard qanununun ödənilməsi $SnSe$ əsasında əvəzetmə tipli bərk məhlulların yarandığını söyləməyə imkan verir. 1-ci cədvəldə $Sn_{1-x}Tb_xSe$ bərk məhlullarının qəfəs parametrləri və ərimə temperaturları verilmişdir.

Cədvəl 1

Tərkiblər	$Sn_{1-x}Tb_xSe$ sistem ərintilərinin RQ və termik analizin nəticələri.			Elementar özəyin həcmi; Å^3	Ərimə temperaturu: K
	Qəfəs parametrləri; Å				
	a	b	c		
$SnSe$	4,460	4,190	11,580	216,4	1153
$Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$	4,889	4,229	11,605	220,31	1148
$Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$	4,503	4,230	11,625	221,40	1140

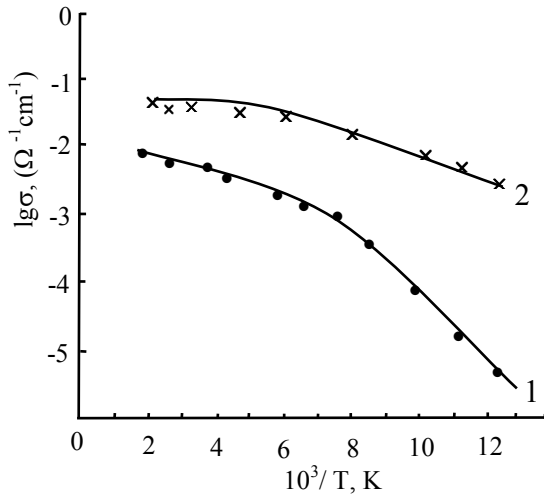
$Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x = 0,01; 0,05$) sistem ərintilərinin 300K temperaturda bəzi kinetik parametrlərinin: xüsusi elektrikkeçiriciliyi (σ), Holl əmsalı (R), termo.e.h.q (α), istilikkeçirmə əmsalı (χ), yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (n) və Holl yürüklüyünün (μ) qiymətləri cədvəldə verilmişdir. Cəlvəldən görünür ki, alınmış bərk məhlullar qismən kompensasiya olunmuş yarımkəçirici materiallardır.

Cədvəl 2.

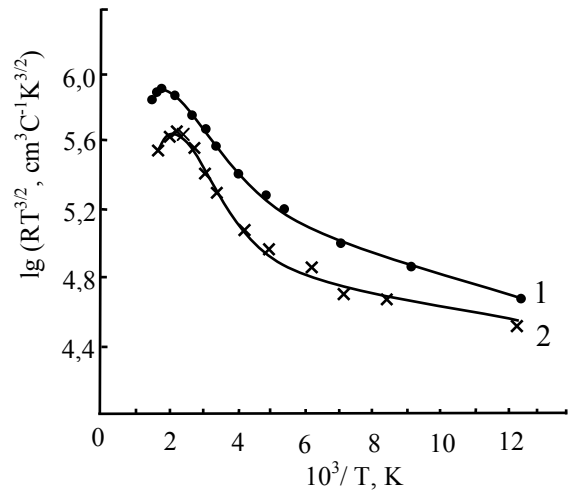
Tərkiblər	$Sn_{1-x}Tb_xSe$ sistem ərintilərinin $T=300K$ temperaturda kinetik parametrləri .					
	$R, sm^3/Kl$	$P(n), 10^{16} sm^{-3}$	$\sigma, Om^{-1}sm^{-1}$	$\mu, sm^2/V \cdot san$	$\alpha, mkV/K$	$\chi, 10^{-3} Vt/sm \cdot Kl$
$SnSe$	+8,6	72	18	156	+420	20
$Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$	- 75	8,3	0,0063	6,5	-242	17,5
$Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$	- 41,6	15	0,047	2,96	-210	14,5

Şəkil 1-də $Tb_xSn_{1-x}Se$ bərk məhlullarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığının qrafiki $\lg \sigma = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ koordinatlarında verilmişdir. Qrafikdən görüldüyü kimi temperaturun artımı ilə nümunənin xüsusi elektrikkeçiriciliyi əhəmiyyətli olaraq artır. Tədqiqatdan alınan qiymətlər əsasında elektrikkeçiriciliyinin yarımlöqarifmik miqyasda $\lg \sigma = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ asılılığından istifadə edərək yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, $Tb_{0,01}Sn_{0,99}Se$ -də $T < 250 K$ temperatur intervalında yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisini $E_{1a} \approx 0,36 eV$, $Tb_{0,05}Sn_{0,95}Se$ nümunələrində isə $E_{2a} \approx 0,14 eV$ tərtibindədir.

2 - ci şəkildə Holl əmsalının temperatur asılılığı $\lg(RT^{3/2}) = f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ kordinatlarında verilmişdir. $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x = 0.01; 0.05$) sistem ərintilərinin tərkibdə Tb -nin miqdarının artımı ilə əhəmiyyətli olaraq Holl əmsalı azalır. Şəkildən görüldüyü kimi, hər iki nümunədə temperaturun artımı ilə Holl əmsalı artır. Bu artım aşqarların tükənmə oblastına qədər davam edir. Məxsusi keçiricilik oblastında isə temperaturun artımı ilə Holl əmsalının müntəzəm azalması müşahidə olunur.



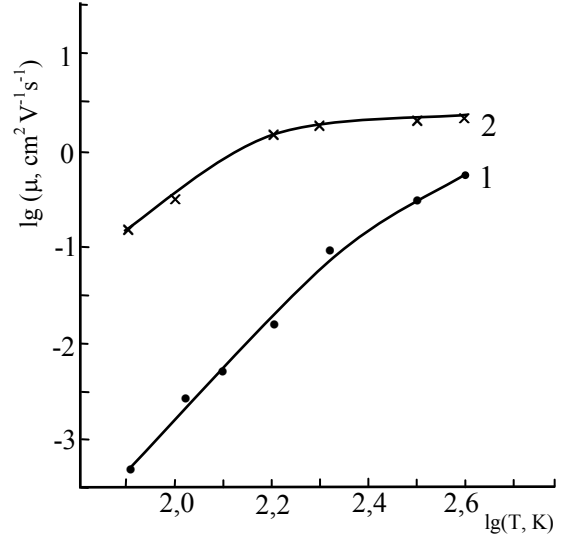
Şəkil 1. Xüsusi elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı:
1- $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$, 2- $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$.



Şəkil 2. Holl əmsalının temperatur asılılığı:
1- $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$, 2- $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$.

Şəkil 3 - də yükdaşıyıcıların Holl yürüklüyünün temperatur asılılığı verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi nümunə 1- də yükdaşıyıcıların yürüklüyü temperaturdan asılı $\mu \propto T^{1.5}$ qanunu üzrə artır. Bu onu göstərir ki, yüklü aşqar mərkəzlərdən səpilmə üstünlük təşkil edir. Nümunə 2-də isə yükdaşıyıcıların yürüklüyünün temperatur asılılığı $\mu \propto T^{0.8}$ qanunu ilə dəyişir. Bu onu göstərir ki aşağı temperaturlarda (80-200 K) neytral və zəif ionlaşmış aşqar mərkəzlərindən səpilmə, yuxarı temperaturlarda isə akustik fononlardan səpilmə üstünlük təşkil edir.

Tədqiqatın analizi göstərir ki, $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01; 0,05$) bərk məhlullarında Tb atomları Sn atomlarını qismən əvəz edir və eyni zamanda vakant mərkəzlərin tutulması ehtimal olunur. Bu səbəbdən məhlulların elektrikkeçiriciliyi yaxşılaşır. Tb atomları kristalda sanki təmizləmə rolunu oynayır və terbiumun konsentrasiyası artdıqca bu proses intensivləşir.



Şəkil 3. Holl yürüklüyünün temperatur asılılığı
1- $Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$, 2- $Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$.

ƏDƏBİYYAT

1. Голубков А.В., Гончарова Е.Н., Жузе В.П. и др. Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов (Под ред. В.П. Жузе). Л, Наука, 1973, с.303.
2. М, Наук. Абрикосов Н.Х., Шелимова Л.Е. «Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$ », 1975, с.185.
3. Гуришумов.А.П., Кулиев.Б.Б., Ахмедов. А.М. Взаимодействие моноселенида одова с моноселениями РЗЭ. «Изв. АН.СССР. Неорган. материалы», 1984, т. 20, №7. с.1090-1094
4. Д.И.Гусейнов, М.И.Мургузов, Ш.С.Исмаилов, Теплопроводность твердых растворов $Er_xSn_{1-x}Se$ ($x \leq 0,025$). Извест. АН России. Неорганические материалы, т. 44, № 5. (2008). с. 542

TIGaS2 MONOKRİSTALINDA SIÇRAYIŞLI KEÇİRİCİLİK

L.H.Həsənova, S.M.Mehdiyeva

mehdiyevs@gmail.com

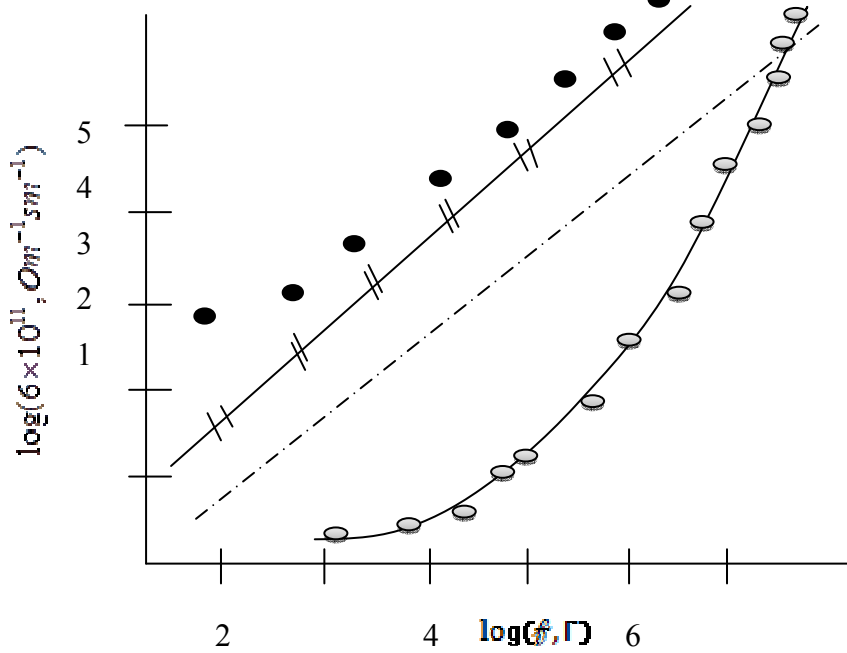
Bakı Dövlət Universiteti

Elektrik keçiriciliyinin işdə müxtəlif temperaturlarda TIGaS2 monokristalında elektrik keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı çıxarılmışdır. Tezlik oblastı 102-107 hs götürülmüşdür. Temperatur artdıqca müəyyən tezlik oblastında keçiriciliyin temperaturdan asılılığı zəifləyir. İşdə sıçrayışlı elektrik keçiriciliyinin mövcud olduğu temperatur oblastı

müəyyən olmuşdur. Keçiriciliyin mexanizmini aydınlaşdırmaq üçün model seçilmiş lokallaşmış halların sıxlığı hesablanmışdır.

TlGaS₂ monokristalı A3B3C26 tip yarımkəçiricilər sinifinə daxil olub D4h18 tetraqonal fəza qrupunda kristallaşır. [1-2] işlərində elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı həmçinin çevirmə və yaddaş effektləri öyrənilmişdir.

TlGaS₂ – də elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı göstərilmişdir ki, öyrənilən modelə kompensasiya olunmuşdur. $N_a - N_d \neq 0$ və $N_a > N_d$. Belə maddələrdə isə aşqarlar üzrə keçirmə mexanizmi baş verə bilər. İşdə keçiricilik mexanizmini aydınlaşdırmaq məqsədi ilə 40-3*10⁷ Hz oblastında TlGaS₂ birləşmələrində elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı öyrənilmişdir. Dəyişən cərəyanla ölçülər aparmaq üçün nümunələr iri monokristallar ülgüclə laylara ayrılaraq hazırlanmışdır. Maddənin layvari quruluşu malik olması istənilən qalınlıqlı və istənilən ölçüdə nümunə hazırlanmasına imkan verir. Təzə kəsilmiş səthə gümüş elektrodlar qoyulmuşdur. 30V-a qədər gərginliklə çıxarılmış, VAX-lar qoyulmuş kontaktların omik olduğunu təsdiq etmişdir. 40-104 Hz tezlik diapozonunda ölçmələr E8-2 tip dəyişən cərəyan körpüsünün 5*10⁴ ; 3*10⁷ Hz tezlik diapozonunda isə BMZ// G kümmetinin köməyi ilə aparılmışdır. Tətbiq olunan gərginlik 5V-dan yuxarı olmamışdır.



Şəkil 1. TlGaS₂ monokristalında məxsusi keçiriciliyin tezlikdən asılılığı. T, K: 1-80, 2-300, 3-440.

Şəkil 1-də TlGaS₂ monokristalında məxsusi keçiriciliyinin temperatur asılılığı verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi temperatur yüksəldikcə keçiriciliyin tezlikdən asılılığı zəifləyir və müəyyən tezlik oblastında sabit qiymətə yaxınlaşır. Bu asılılıq aşağıdakı ifadə ilə xarakterizə olunur.

$$\sigma = \sigma_0 \omega S$$

Burada σ_0 - temperaturdan və nümunənin müqavimətindən (yəni kompensasiya dərəcəindən) asılı kəmiyyətdir.

TlGaS₂ üçün temperatur oblastından asılı olaraq S kəmiyyəti 0-dan 0.95-ə qədər qiymətlər ala bilər.

Cərəyan köçürmə keçiricilik zonasındaki sərbəst elektronlar yaxud valent zonasındaki sərbəst deşiklər vasitəsi ilə baş verirsə, keçiriciliyin tezlikdən asılılığı aşağıdakı formula ilə xarakterizə olunur.

$$\sigma(\omega) = \frac{Ne^2 \frac{\tau}{m}}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

Burada N -vahid həcmdə elektronların effektiv sayı, m -effektiv kütlə, τ -isə relaksasiya müddətidir.

$\omega\tau \leq 1$ olana qədər keçiricilik temperaturdan asılı olmur. Relaksasiya müddəti çox kiçik 10-15 saniyə tərtibindədir. Ona görə $f \leq 10^8$ qiymətlərində keçiricilik tezlikdən asılı olmur. Ona görə demək olar ki, TlGaS₂ kompensasiya olunmuş yarımkeçiricidir. Kompensasiya olunmuş p- tipyarımkeçiricilərdə isə ($N_a \gg N_d$) olur. Bütün donorlar müsbət yüklənmiş ionlar, akseptorlar isə qismən yüklənirlər və bir hissəsi neytraldır. Cərəyan keçirmə deşiklərin neytral akseptorlarında yüklənmiş akseptorlara tunel keçidləri əsasında baş verir.

ƏDƏBİYYAT

1. P.M.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Ф.Т.Салманов, Г.Р.Сафарова. ФТП, 44. 610 (2010)
2. P.M.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева. ФТП, 15, 1441 (2011)
3. R.Laguerre, C.Nore, J.Leorat, J.Guermond "Effects of conductivity jumps in the envelope of a kinematic dynamo flow" BP 133,91403 France 27 June 2006
4. A.M.Panich "Electronic properties and phase transitions in low-dimensional semiconductors" 2009

Cu₃In₅S₉ – GaSe HETEROKEÇİDLƏRİNDƏ AŞIRMA EFEKTİ

Həsənova L.H., Cahangirova S.Ə., Məhəmmədov Ə.Z.

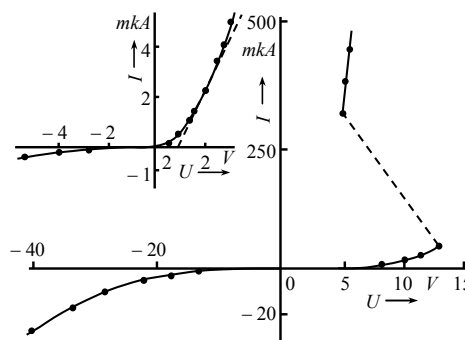
Bakı Dövlət Universiteti

E-mail: sona_aliqizi@mail.ru

Baxılan işdə Cu₃In₅S₉ və GaSe monokristalları əsasında hazırlanmış heterokeçidlərdə aşırma effekti və s-vari elektrik dayanıqsızlığı öyrənilmişdir. Aparılan tədqiqatlar nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, yaddaşlı aşırma effekti yalnız elektrik sahəsini c-oxuna paralel tətbiq etdikdə müşahidə edilir və kiçik aşırma müddəti ilə ($\tau \leq 10^{-8}$ san) xarakterizə edilir. Bu da onu göstərir ki, effektin yaranmasının birinci mexanizmi elektron təbiətlidir.

Heterokeçid hazırlamaq üçün seçilmiş *Cu₃In₅S₉* və *GaSe* kristallardan hazırlanmış nümunələrin volt-amper xarakteristikaları müxtəlif xarakter daşıyır. 300 K temperaturunda *n – Cu₃In₅S₉* kristalının xüsusi müqaviməti $10^2 \div 10^3$ Om·sm, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $n \approx 10^{14} \text{ sm}^{-3}$, *GaSe* kristalındaki yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $p \approx 10^{13} \div 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ olmuşdur. 50÷200 mkm qalınlıqlı düzbucaqlı paralelepiped şəklində kristallar böyük ölçülü külçələrdən kəsilmişdir [1-3].

$Cu_3In_5S_9 - GaSe$ heteroqəçidinin VAX-ı 300 K-də şəkil 1-də verilmişdir. Kiçik gərginlikdə düz istiqamətdə VAX eksponensial qanuna $J = J_0[\exp A(U - Jr) - 1]$ tabedir (Jr – gərginliyin azalmasını göstərir), bu asılılıq rekombinasiya-tunel mexanizminə uyğun gəlir. $Cu_3In_5S_9$ tərəfdə müqavimət $GaSe$ tərəfdəki müqavimətdən çoxdur. Onda qəbul etmək olar ki, gərginlik əsasən $Cu_3In_5S_9$ -nin həcmində düşür. $U \geq 1,0 V$ olduqda VAX-da xətti hissə müşahidə olunur, bu da aşırma gərginliyini cərəyana görə təyin etməyə imkan verir. Qrafikdən $U = 0,6 V$ alınır və bu qiymət foto-e.h.q.-nin maksimal qiymətinə uyğun gəlir. $U \geq 2 \div 3 V$ olduqda VAX yenidən superxətti $I \sim U^n$ asılılığına tabe olur, burada $n \geq 2$. Bu onu göstərir ki, $Cu_3In_5S_9$ tərəfdə yükdaşıyıcıların injeksiyası baş verir.

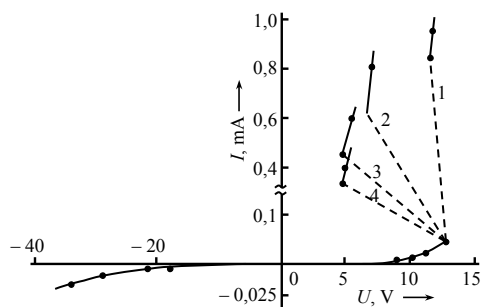


Şəkil 1. $Cu_3In_5S_9 - GaSe$ pəterokeçidin 300 K-də VAX-sı

Nisbətən yüksək gərginlik verildikdə aşırma effekti müşahidə edilir, nümunə yüksək müqavimətli haldan kiçik müqavimətli hala sıçrayışla keçir. Müqavimətin çevrilməsindən sonra quruluş $GaSe$ təbəqəsinin müqaviməti ilə xarakterizə olunur. Aparılmış mülahizələr göstərir ki, çeviricilik hadisəsi $Cu_3In_5S_9$ monokristalı tərəfdə baş verir. Baxılan halda, aşırma effektinin baş verməsinə səbəb ikiqat injeksiyadır: əsas yükdaşıyıcılar (elektronlar) metal kontaktdan $Cu_3In_5S_9$ -də injeksiya edir, qeyri-əsas yükdaşıyıcılar (deşiklər) heteroqəçidə injeksiya olunur. Bu onu təsdiq edir ki, cərəyanın azalması zamanı quruluşun bir hissəsi yenidən yüksək müqavimətli hala keçir.

Başqa sözlə desək çeviricilik hadisəsi astana xarakteri daşıyır və yaddaş effekti müşahidə olunmur. Bu zaman kiçik gərginlikdə VAX-ın xarakterində nəzərə çarpacaq dəyişiklik müşahidə olunmur. Belə ki, aşırmadan sonra kifayət qədər cərəyan keçsə ($I \geq 20 mA$), bəzi hallarda yaddaş hadisəsi müşahidə edilir və struktur uzunmüddət kiçik müqavimətli halda qalır. Nümunəni ilkin böyük müqavimətli hala qaytarmaq üçün nümunəyə aşırma gərginliyi tərtibində qısamüddətli elektrik impulsu tətbiq etmək lazımdır.

Tədqiq edilən heteroqəçidin VAX-nın əks istiqaməti nisbətən böyük gərginlikdə yükdaşıyıcıların cərəyankeçirməsi tunel mexanizminə uyğun gəlir və aşırma effekti müşahidə olunmur. Bu onunla əlaqədardır ki, tətbiq olunan gərginlik əsasən heteroqəçidə düşür və cərəyan daşıyıcıların $Cu_3In_5S_9$ -a injeksiyası baş vermir. Belə ki, əks cərəyan heteroqəçidin öz müqaviməti ilə müəyyən olunur, çünki VAX-ın əks istiqamətində çeviricilik hadisəsi müşahidə edilmir. Beləliklə $Cu_3In_5S_9 - GaSe$ heteroqəçidində aşırma effekti nisbətən kiçik müqavimətli $GaSe$ təbəqəsində unipolyar xarakter daşıyır.



Şəkil 2. İyçk m çğavım yətin m çğvəlyfğ yim yətrində $Cu_3In_5S_9 - GaSe$ pəterokeçidində VAX-sı

Şəkil 2-də yük müqavimətinin müxtəlif qiymətlərində $Cu_3In_5S_9 - GaSe$ heteroqəçidinin

VAX-ları verilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi, gərginlik, həmçinin quruluşdan keçən cərəyan çevrilmədən sonra nəzərə çarpacaq dərəcədə yük müqavimətindən (R_Y), asılıdır. Yük müqavimətinin R_Y artması ilə gərginliklə cərəyan azalır. Çevrilməyə qədərki cərəyan heteroqəçidin həcm müqaviməti ilə (r) məhdudlandığından $r \gg R_Y$ şərtində cərəyan

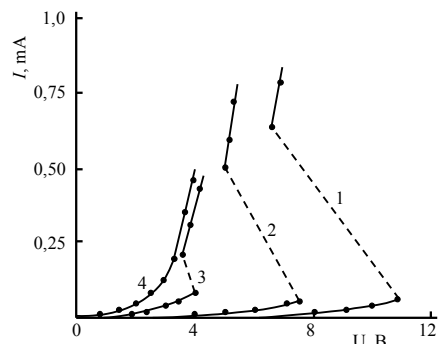
heteroqecidin çevrilmədən əvvəlki və düz istiqamətdəki VAX-na nəzərə çarpacaq dərəcədə təsir göstərmir.

Sistem *GaSe* tərəfdən kvantının enerjisi $1,2 \text{ eV} \leq h\nu \leq 2,0 \text{ eV}$ arasında dəyişən işıqla işıqlandırıldıqda kəsilmə gərginliyi azalır (şəkil 3.). İntensiv işıqlanma zamanı aşırma müşahidə olunmur (4-cü əyri). Böyük həcm müqavimətinin olması nəticəsində qısa qapanma cərəyanı $I_{q,q} \leq 10^{-6} \text{ A}$ qiyməti alır.

Müxtəlif temperaturalarda aparılan tədqiqatlar göstərir ki, kəsilmə gərginliyi temperaturun azalması ilə artır (şəkil 3). Bu isə *GaSe* tərəfdə həcm müqavimətinin artması ilə gərginliyin tədricən düşməsi ilə izah olunur.

Heteroqecidlərdə yüksək müqavimətli *GaSe* monokristalından istifadə etdikdə yaddaşlı «pilləkənvari» çevirmə hadisəsi baş verir. Yüksəkumlu heteroqecidin VAX-nın tipik nümunəsi şəkil 3-də verilib. Şəkildən görüldüyü kimi VAX-nın düz istiqamətində gərginlik əsasən *GaSe* tərəfdə düşür. Gərginliyin bəzi kritik qiymətilərində yüksək müqavimətli haldan kiçik müqavimətli hala keçən *GaSe* monokristallarında aşırma hadisəsi baş verir. Bundan sonra cərcinlik $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ tərəfə düşür və ikinci aşırma baş verir. Bunun nəticəsində elektrodlar arasında diametri bir neçə mikrometr olan keçirici kanal yaranır. Aşırma hadisəsindən sonra heteroqecidin VAX-ı simmetrik olur və sistemi əvvəlki hala qaytarmaq üçün heteroqecidə gərginliyi 2 V olan elektrik impulsu tətbiq etmək lazımdır.

Tədqiqatlar nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, optik kontakt üsulu ilə hazırlanmış $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ –*GaSe* heteroqecidlərində düz istiqamətdə çeviricilik hadisəsi müşahidə edilir. Müşahidə edilən xüsusiyyətlər göstərir ki, tədqiq olunan kristallar optoelektronikada işıqla və temperaturla idarə edilən elektrolüminessensiyalı çeviricilər kimi tətbiq oluna bilər.



Şəkil 3. Müxtəlif işıqlanma dərəcələri üçün $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ –*GaSe* heteroqecidində VAX-ın tipik nümunəsi. 1. $I_2 > I_1$; 2. I_1 ; 3. I_1 ; 4. $I_2 > I_1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Покладок Н.Т., Григорчак И.И., Лукиянец Б.А. Структура и физические свойства селенида галлия, лазерно интеркалированного никелем // ФТТ, 2007, т.49, вып.4, с.681-684.
2. Grygorchak I., Voitovych S., Stasyuk I., Velychko O., Menchyshyn O. Electret effect in intercalated crystals of the $A^{III}B^{VI}$ group. Condensed Matter Physics, 2007, vol.10, N-1 (49), p. 51-60.
3. Hsu Yu-Kuei, Chang Chen-Shinog, Hsien Wen-Feng. Photoluminescence Study of GaSe Doped with Er. Jpn.J.Appl.Phys., 2000, v.42, p.4222-4225.

TlInS_xSe_{2-x} BƏRK MƏHLULLARINDA FAZA KEÇİDLƏRİ VƏ DIELEKTRİK XASSƏLƏRİ

E.M. Kərimova¹, V.A.Əliyev¹, A.U.Şelex², A.Z. Abbasova¹, P.H.İsmaylova,
S.M.Budzinova³ Ş.C.Əlizadə¹.

¹AMEA Fizika İnstitutu

²НИИЦ НАН Белоруссии по материаловедению, Минск, Белоруссия

³Milli Aviasiya Akademiyası

e-mail: elmirakerimova42@gmail.com

TlInS_xSe_{2-x} bərk məhlullarının monokristallarının temperaturdan və tərkibdən asılı olaraq dielektrik nüfuzluluğunun və elektrik keçiriciliyininin tədqiqatının nəticələri verilir. Müəyyən edilmişdir ki, x-in qiymətinin artması ilə dielektrik nüfuzluluğu və σ elektrik keçiriciliyi azalır, temperatur artdıqca artır $\varepsilon(T)$ və $\sigma=f(T)$ ayrılarda TlInS_xSe_{2-x} kristalları üçün maksimumlar şəklində anomaliya müşahidə edilmişdir ki, bu da faza keçidlərinin olmasını təsdiq edir. Göstərilmişdir ki, x-in qiymətinin artması faza keçidlərinin temperaturunun artmasına gətirir.

TlInS₂ və TlInSe₂ kristalları A^{III}B^{III}C₂^{VI} birləşməsinə məxsus tipik nümayəndələri hesab olunur və kəskin şəkildə laylı quruluşa malikdirlər [1]. Belə kristalların tədqiqi həm fundamental, həm də tətbiqi nöqteyi nəzərindən böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu qrupa məxsus kristallar həm yarımkeçirici həm də segnetoelektrik xassəsi göstərilər. Bundan başqa bu birləşmələr ailəsinə məxsus bir qrupda ardıcıl faza keçidləri FK müşahidə olunur ki, bu da onlarda uzun periodlu eyni ölçülü və müxtəlif ölçülü yüksəkstrukturun olması və onların temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi ilə əlaqədardır [2,3].

Verilən işin məqsədi tərkibin və temperaturun TlInS_xSe_{2-x} kristalının bərk məhlullarının dielektrik xassələrinə və FK-nə təsirini tədqiq etməkdir.

Tədqiq olunan materialın dielektrik nüfuzluluğunun və elektrik keçiriciliyininin (ε və σ) xarakteristikaları E7-20 cihaz vastəsi ilə sahənin 10³-10⁶ hs tezliyində ölçülmüşdür. ε və σ -ın temperaturdan asılı olaraq ölçülməsi kvazistasionar kəsilməz olaraq nümunələrin $\approx 0,5$ K/dəq-ə sürəti ilə qızdırmaqla aparılmışdır.

Soyudulma isə azot buxarının, xüsusi tutqacın köməyi ilə yerinə yetirilmişdir. Temperaturun idarə olunması qızdırıcının köməyi ilə termopequlyatorun vasitəsi ilə aparılmışdır. Hansı ki, nümunəni saxlayan tutqacda yerləşdirilmişdir. Nümunələrin ölçülməsi $\approx 5 \times 5 \times 1$ mm olmuşdur. Dielektrik xassələri [001] kristalloqrafik ox istiqamətində aparılmışdır, belə ki, kristalların səthi (001) kristalloqrafik müstəvi ilə üst-üstə düşür.

TlInS₂ kristalı üçün ε - dielektrik nüfuzluluğunun temperaturdan asılılığı öyrənilmişdir. Bu ölçmələr [001] istiqamətində və tezliyin 10⁴ və 10⁶ hs qiymətində aparılmışdır.

ε -nın qiyməti temperatur artdıqca artır. ε -un dispersiyası temperaturun bütün ölçülən oblastında müşahidə olunur. Tezlik artdıqca ε azalır ki, bu da kristalda gedən relaksasyon proseslə əlaqədardır. $\varepsilon=f(T)$ ayrısında $T_{c2} \approx 212$ və $T_{c1} \approx 216$ K temperaturda anomaliya maksimumlar şəklində və $T=232$ K-də kiçik ayrılık şəklində müşahidə olunur. Bu anomaliyalar ardıcıl FK-lə əlaqədar olub temperaturun dəyişməsi ilə əmələ gəlir. TlInS₂ kristalının temperaturu aşağı düşdükcə FK-in parafaza halında nisbətəz faza halına keçməsi ilə əlaqədar olur ki, bu da $T_i=232$ K-ə uyğun gəlir. Temperaturun sonrakı aşağı düşməsi hesabına nisbətəz faza nisbi fazaya keçir. Belə ki, FK-i 2 hissəyə parçalanır və anomaliya $T_{c1} \approx 216$ K və $T_{c2} \approx 212$ K-ə uyğun temperaturatlardadır. Qeyd etmək lazımdır ki, belə keçidlər kristallıq qəfəsin pozulması ilə əlaqədardır. Başqa buna səbəb kimi TlInS₂ -da politip

modifikasiyanın olması göstərilə bilər. Belə ki, FK-in parçalanmasından başqa ona uyğun temperaturun qiyməti artır. $TlInS_2$ kristalının elektrik keçiriciliyinin σ -ın temperaturdan asılılığı bizim tərəfdən öyrənilmişdir. Görünür ki, temperatur artdıqca tezliklə birlikdə σ -da artır. $\sigma=f(T)$ əyrisində FK oblastında nisbətisiz-nisbi faza anomaliyaya məruz qalır $T_{c1}=216$ və $T_{c2}=212K$ -də lakin $T=232K$ -də $\sigma=f(T)$ əyrisində başqa anomaliya yoxdur. $TlInSe_2$ kristalları üçün müxtəlif tezliklərdə həmçinin $TlInSe_2$ -də də ε -un qiyməti temperatur artdıqca artır və bütün tədqiq olunan temperatur intervalında dispersiya müşahidə olunur.

$\varepsilon=f(T)$ əyrisində 3 anomaliya müəyyən edilmişdir. $T_i=210$, $T_{c1}=200$ və $T_{c2}=196,8K$. F.k-iyin parafazadan nesorazmer faza (T_i) və nesorazmer fazadan sorazmer fazaya keçid zamanı belə ki, həmçinin 2 (T_{c1} və T_{c2}) parçalanması baş verir. $TlInSe_2$ kristalının σ -nın temperaturdan və tezlikdən asılılığı ölçülmüşdür $\sigma=f(T)$ - əyrisində $T_{c1}=200$ və $T_{c2}=196,8K$ və maksimumlar şəklində anomaliya olduğu göstərilmişdir.

Temperatur və tezlik artdıqca $TlInSe_2$ -i üçün σ -a artır.

ε -un temperaturdan və $TlInS_xSe_{2-x}$ üçün kristalın tərkibindən asılılığı 10^4 hs tezlikdə ölçülməsi aparılmışdır.

$\varepsilon=f(T)$ əyrisində nisbətisiz və nisbi faza temperatur oblastında anomaliya müşahidə edilir. Qeyd etmək lazımdır ki, T_i , T_{c1} və T_{c2} faza temperaturuna uyğun temperatur oblasti tərkibindən asılıdır və x artdıqca daha yüksək temperatur oblastına doğru artır. x artdıqca ε -un qiyməti azalır. $TlInS_xSe_{2-x}$ bərk məhlulları üçün σ -nın ölçülməsi göstərdi ki, temperatur artdıqca σ -a artıqca bütün tərkiblər üçün, x artdıqca isə σ nəzərə çarpacaq dərəcədə azalır. $\sigma=f(T)$ əyrisində anomaliyalar mübahidə olunur hansı ki, bu F.K-ə uyğun temperaturla təsadüf edir və $\varepsilon=f(T)$ ölçülərindən alınan temperaturla uyğun olur.

ƏDƏBİYYAT

1. Э.М. Керимова. Кристаллофизика низкоразмерных халькогенидов. Баку. «Елм» 2012. 708 с.
2. С.Б. Вахрушев., В.В. Жданова., Б.Е. Квятковский, Н.М. Окунева, К.Р. Аллахвердиев, Р.М. Сардарли. Писма в ЖЭТФ. 1984. т.39. №6. 245-248.
3. А.У. Шелег., О.Б. Плющ., В.А. Алиев. ФТТ. 1994. т.36. №1. с.245-247.

$(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($x=0.4;0.6$) TƏRKIBLI BƏRK MƏHLULLARIN ELEKTRİK VƏ TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

S.N.Mustafayeva¹, E.M.Kərimova¹, A.İ.Cabbarov¹, S.G.Cəfərova²,
L.A.İsmayılzadə³, L.N.Əliyeva¹, N.Ə.Əliyeva¹

¹AMEA Fizika İnstitutu

²Gəncə Dövlət Universiteti

³Milli Aviasiya Akademiyası

e-mail: elmirakerimova42@gmail.com

Müəyyən edilmişdir ki, $(TlInSe_2)_{0.6}(TlGaTe_2)_{0.4}$ bərk məhlul üçün ε -un qiyməti nəzərə çarpacaq dərəcədə dispersiyaya məruz qalır. Belə ki, tezlik 50kHs-35MHs intervalında dəyişdikdə ε 30 dəfə azalır. Göstərilən tezlik oblastında $tg\delta$ -ın tezliklə hiperbolik azalması müşahidə olunur, bu itki elektrik keçiriciliyinin hesabına baş verir. Tezliyin yüksək qiymətlərində ($f > 3,2 \cdot 10^6$ Hs) $(TlInSe_2)_{0.6}(TlGaTe_2)_{0.4}$ bərk məhlulun keçiriciliyi $\sigma \sim f^{0.8}$ qanunu ilə dəyişir, başqa sözlə Mott keçiriciliyinə uyğundur. Fermi səviyyəsinə yaxın səviyyələrdə

hallar sıxlığı təyin edilmişdir: $N_F=5,8 \cdot 10^{18} \text{eV}^{-1} \text{sm}^{-3}$, sıçrayışların orta məsafəsi $R=141 \text{Å}$ və sıçrayışa sərf edilən orta zaman $\tau=7,4 \cdot 10^{-8} \text{s}$ olmuşdur. Həmçinin Fermi səviyyəsinə yaxın oblastlarda lokallaşmış səviyyələrin energetik səpilməsi $\Delta E=29 \text{meV}$ və dərin səviyyələrin konsentrasiyası $(\text{TlInSe}_2)_{0,6}(\text{TlGaTe}_2)_{0,4}$ kristalları üçün $N_t=1,7 \cdot 10^{17} \text{sm}^{-3}$ olmuşdur. Yüksək temperaturlu oblastda sabit cərəyanla ölçülən keçiricilikdən $(\text{TlInSe}_2)_{0,4}(\text{TlGaTe}_2)_{0,6}$ bərk məhlulu üçün qadağan olunmuş zonanın eni $E_g=0,94 \text{eV}$ təyin edilmişdir.

$(\text{TlInSe}_2)_{0,4}(\text{TlGaTe}_2)_{0,6}$ bərk məhlulu üçün termo-e.h.q-in (α) temperaturdan asılılığının analizi göstərdi ki, α üçün maksimal qiymət 1020mkV/K olmuşdur. $T=301 \text{K}$ -də temperaturun sonrakı artmasında α -ın T -dən asılılığı tərs mütənəsiblik təşkil edirdi. $(291 \div 357) \text{K}$ -də termo-e.h.q-in işarəsi müsbət olaraq qalırdı, yəni öyrənilən kristalların keçiriciliyi p-tipdir. $T \geq 357 \text{K}$ -də termo-e.h.q-in işarəsi inversiyaya məruz qalmışdır, başqa sözlə keçiricilik n-tip, yəni elektron keçiricilik olurdu.

$\text{TlIn}(\text{Ga})\text{Se}_2(\text{Te}_2)$ kristalları praktiki tətbiq nöqteyi nəzərdən çox cəlbedici materiallardır [1-4]. Onların əsasında yaradılan fotoçeviricilər, ionlaşdırıcı şüaları qəbul edən detektorlar, tenzodatçıklar düzəldilməsində prespektivli materiallardır. Bu kristallar əsasında yaradılan bərk məhlullara müxtəlif tərkibli keçid və nadir torpaq elementlərini daxil etməklə onların fiziki parametrlərini geniş diapazonda dəyişmək olur. Alınan $(\text{TlInSe}_2)_{0,6}(\text{TlGaTe}_2)_{0,4}$ bərk məhlulların monokristallarında dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi (ϵ') və xəyali (ϵ'') hissəsinin tezlik dispersiyası, dielektrik itkisinin bucağının tangensi $\text{tg}\delta$, as-keçiriciliyi (σ_{as}) 50kHz - 35MHz intervalındakı qiymətlərində tədqiq edilmişdir. Monokristalların dielektrik əmsalları otaq temperaturunda rezonans metodu ilə ölçülmüşdür. Kompleks dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi hissəsinin tezlikdən asılılığı (ϵ') bütün öyrənilən tezlik intervalında 69-dan 50-yə azalaraq çox kiçik dispersiyaya uğramışdır. Bundan fərqli olaraq dielektrik nüfuzluluğunun xəyali hissəsi tezlik 50kHz -dən 35MHz -ə qədər dəyişdikdə 30 dəfə azalır. Tezliyin artması ilə dielektrik nüfuzluluğunun monoton azalması eksperimentdə müşahidə edilərkən $(\text{TlInSe}_2)_{0,6}(\text{TlGaTe}_2)_{0,4}$ monokristallarda relaksasiya xarakterli olduğunu göstərir.

$(\text{TlInSe}_2)_{0,6}(\text{TlGaTe}_2)_{0,4}$ -də dielektrik itkisinin bucağının tangensinin tezlik asılılığı da azalma xarakteri daşıyır. $\text{tg}\delta(f)$ -n eksperimental formanın əyrisi tezlik 50kHz -dən 35MHz -ə qədər artdıqda elektrik keçiriciliyində itkilərə məruz qaldığını göstərir.

Ac-keçiriciliyin tezlikdən asılılığının eksperimental öyrənilməsi $(\text{TlInSe}_2)_{0,6}(\text{TlGaTe}_2)_{0,4}$ kristalları üçün göstərdi ki, $5 \cdot 10^4$ - $3,2 \cdot 10^6 \text{Hz}$ tezlik intervalında σ_{as} keçiricilik artdıqca $\sigma_{\text{as}} \sim f^{0,3}$ qanunu ilə dəyişir. $f > 3,2 \cdot 10^6 \text{Hz}$ qiyməti $\sigma_{\text{as}}(f)$ -in daha kəskin asılıqla dəyişməsi müşahidə olunur. Dərəcənin göstəricisi 0,8 təşkil edirdi yəni $\sigma_{\text{as}} \sim f^{0,8}$ -dir. $\sigma_{\text{as}} \sim f^{0,8}$ asılılığının təcrübi alınması bir tərəfdən göstərir ki, yükdaşıyıcıların köçürülməsi Fermi səviyyəsi yuxarıda yerləşən lokallaşmış səviyyələrdə sıçrayışla baş verir yəni Mott keçiriciliyinə uyğundur. Eksperimentdən tapılmış $\sigma_{\text{as}}(f)$ asılılığının qiymətinə görə Mott düsturuna əsasən Fermi səviyyəsi yaxınlığından lokallaşmış səviyyələrin sıxlığı hesablanmışdır.

Hesablanmış N_F qiyməti $(\text{TlInSe}_2)_{0,6}(\text{TlGaTe}_2)_{0,4}$ üçün $N_F=5,8 \cdot 10^{18} \text{eV}^{-1} \text{sm}^{-3}$ olmuşdur. N_F -in hesablanması zamanı lokallaşma radiusu üçün $a=25 \text{Å}$ götürülmüşdür. $(\text{TlInSe}_2)_{0,6}(\text{TlGaTe}_2)_{0,4}$ kristalları üçün sıçrayışlara sərf olunan zamanın orta qiyməti $\tau=7,4 \cdot 10^{-8} \text{s}$ və Fermi səviyyəsinə yaxın lokallaşmış səviyyələrin sıxlığının dəyişməsi intervalı üçün $\Delta E=29 \text{meV}$ qiymətləndirilmişdir.

$(\text{TlInSe}_2)_{0,6}(\text{TlGaTe}_2)_{0,4}$ kristalları üçün həmçinin dərin tələlərin konsentrasiyası təyin edilmişdir ki, da $N_t=1,7 \cdot 10^{17} \text{sm}^{-3}$ təşkil edirdi.

$(\text{TlInSe}_2)_{0,4}(\text{TlGaTe}_2)_{0,6}$ bərk məhlullarının da elektrik keçiriciliyi sabit cərəyanda öyrənilmişdir.

Nümunəyə vurulan elektrik kontaktlarının həndəsi konfigurasiyası elə olmuşdur ki, cərəyan kristalın təbəqələr istiqamətində yönəlmişdir. Bütün ölçülər 286-570K intervalında aparılmışdır.

(TlInSe₂)_{0,4}(TlGaTe₂)_{0,6} monokristallarının keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı göstərilən intervalda yarımləqarımik masıstabında ($\lg\sigma$ -ın $10^3/T$) yarımkəçirici gedişə malik olmuşdur. Əyrinin meyilliliyi 0,94eV təşkil edirdi ki, bu da (TlInSe₂)_{0,4}(TlGaTe₂)_{0,6} bərk məhlulunda məxsusi keçiriciliyinin olmasını göstərir. Kristalın qadağan olunmuş zonasının eni $E_g=0,94\text{eV}$ olmuşdur.

Qeyd etmək lazımdır ki, TlGaTe₂ –in zona nəzəriyyəsinə görə hesablanmış qiyməti 0,86eV olmuşdur. (TlInSe₂)_{0,4}(TlGaTe₂)_{0,6} bərk məhlullarının həmçinin termoelektrik xassəsi də ölçülmüşdür. Termo e.h.q-in (α)-ın temperaturdan asılılıq analizi göstərdi ki, T=291K-də $\alpha=698\text{mkV/K}$ olmuşdur. Temperaturun artması əvvəlcə α -ın artdığını göstərir 1020mkV/K qiymətinə qədər, sonar isə α -ın temperaturdan əks münasibətdə dəyişirdi.

$$\alpha = \frac{k}{e} \left[\frac{E}{kT} - \frac{\gamma}{k} + 1 \right] \quad (1)$$

harada ki, γ -keçiriciliyin aktivasiya enerjisi olmuşdur. T=357K-də α -ın qiyməti “0”-a qədər azalır, T>357K olanda isə termo e.h.q-in işarəsinin dəyişməsi olur. Yəni elektron keçiriciliyi baş verirdi. Temperaturun sonrakı artması nəticəsində (>365K) termo-e.h.q-i azalır. $\alpha(T)$ -in belə getməsi yüksək temperaturlarda

$$\alpha \sim \ln T + \text{const} \quad (2)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. α -ın temperaturdan əks asılılığı onu göstərir ki, (TlInSe₂)_{0,4}(TlGaTe₂)_{0,6} bərk məhlulun keçiriciliyində keçirici zonaya keçən elektronların hesabına baş verir.

Yuxarıda göstəriləndi kimi göstərilən temperaturlarda öyrənilən bərk məhlulların məxsusi keçiriciliyi əsas yer tutur.

Başqa sözlə elektrik və termoelektrik ölçüləri bir biriylə uzlaşır.

ƏDƏBİYYAT

1. Mustafaeva S.N., Gasymov Sh.G., Kerimova E.M., Asadov M.M. Electrical properties of TlGaTe₂ single crystals under hydrostatic pressure // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2011. v.72. № 6. P. 657-660.
2. Шелег А.У., Гуртовой В.Г., Мустафаева С.Н., Керимова Э.М. Влияние ионизирующего излучения на диэлектрические характеристики монокристаллов TlInSe₂ и TlGaTe₂ // ФТТ. 2011. т.53. № 3. С. 443-445
3. Шелег А.У., Гуртовой В.Г., Мустафаева С.Н., Керимова Э.М. Диэлектрические свойства твердых растворов Tl(InSe₂)_{1-x}(GaTe₂)_x в области низких температур // Сборник докладов Международной Научной Конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела» (ФТТ-2011) Минск, Белоруссия, 18-21 октября 2011. С.301-303.
4. Mustafaeva S.N., Kerimova E.M., Aldjanov M.A., Nadjafzade M. D., Aliyeva N.A. Dielectric and thermodynamic parameters of (TlGaTe₂)_{0,8}(TlInSe₂)_{0,2} // Proceedings of 7th International Conference on Technical and Physical Problems of Power Engineering. Lefkosa, North Cyprus. 7-9 July 2011. P. 341-343.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ АТОМОВ ЦЕЗИЯ В РЕНИИ ПОКРЫТОЙ ДВУМЕРНОЙ ГРАФИТОВОЙ ПЛЕНКОЙ

А. К. Оруджов, А.О. Дашдемиров
Бакинский Государственный Университет
orar@mail.ru

Обнаружена эффективная диффузия атомов Cs в $Re(10\bar{1}0)$ стимулированная монослоем графита на его поверхности. При адсорбции Cs на Re - C интеркалированный цезий уходит лишь при рекордно высоких температурах $T \sim 2200$ К и интеркалированный цезий препятствует растворению островков графита, сообщая островкам уникальную термическую стабильность которое на наш взгляд представляется очень сомнительным.

Вычислены при трех разных временах $t_1=10$ мин = 600 с, $t_2=2$ ч = 7200 с и $t_3=10$ ч = 36 000 с при $\tau_0 = 10^{-13}$ с и нескольких температурах рения диффузионную длину, т. е. среднее расстояние в ангстремах, на которое атомы Cs сместятся в глубь рения, а также среднее время жизни $\tau_{диф}$ атомов Cs в кристаллической решетке рения. Сравнение полученных результатов показало, что диффузионная длина для атомов цезия в $Re(10\bar{1}0)$ меньше, чем в $Ir(III)$. Следовательно, практически весь продиффундировавший цезий, вероятно, находится в тонком поверхностном слое рения. С большой вероятностью можно сказать что, отмеченные выше различие в диффузионных длинах атомов цезия, связано с строением кристаллической решетки рения.

Впервые нами было обнаружена эффективная диффузия атомов Cs в $Re(10\bar{1}0)$ стимулированная монослоем графита на его поверхности. Для изучения диффузии атомов цезия в рений было необходимо получение грани $(10\bar{1}0)$ рения и изучение условий образования монослоя графита на ее поверхности, а так же изучение условия интеркалирование атомов цезия монослоя графита на поверхности рения [1,2]. Как показывается в этих работах при адсорбции Cs на Re - C интеркалированный цезий уходит лишь при рекордно высоких температурах $T \sim 2200$ К и интеркалированный цезий препятствует растворению островков графита, сообщая островкам уникальную термическую стабильность которое на наш взгляд представляется очень сомнительным.

Пусть $\tau_{диф}$ есть среднее время жизни атома Cs в решетке рения по отношению к диффузионному перескоку, а $\tau_{обьт}$ - время наблюдения. Тогда за время наблюдения атом Cs сделает $n = \tau_{обьт} / \tau_{диф}$ диффузионных скачков при хаотическом характере перемещений сместится в заданном направлении на расстояние $L = \sqrt{D\tau_{обьт}}$ или же $L = \lambda\sqrt{n}$, где $\lambda = \sqrt{D_0\tau_0}$ - длина одного диффузионного скачка, которая обычно бывает в порядке атомного размера или приблизительно совпадающий с периодом кристаллической решетки металла. Известно что, рений с атомным радиусом $1,373 \text{ \AA}$ и ионными радиусами $Re^{1+}, 1,33 \text{ \AA}$, $Re^{7+}, 0,56 \text{ \AA}$ кристаллизуется в гексагональной плотноупакованной решетке ($a = 2,760 \text{ \AA}$, $c = 0,458 \text{ \AA}$). Положим $\tau_{диф} = \tau_0 \exp^{E_{диф}/kT}$. Вычислим при трех разных временах $t_1=10$ мин = 600 с, $t_2=2$ ч = 7200 с и $t_3=10$ ч = 36 000 с

при $\tau_0 = 10^{-13}$ с и нескольких температурах рения диффузионную длину, т. е. среднее расстояние в ангстремах, на которое атомы Cs(радиус атома цезия 2,67 ангстрем, радиус одновалентного иона 1,67 ангстрем) сместятся в глубь рения, а также среднее время жизни $\tau_{\text{диф}}$ атомов Cs(таблица) в кристаллической решетке рения. Сравнение полученных результатов показало, что диффузионная длина для атомов цезия в Re(1010) меньше, чем в Ir(III) [3]. Как видно, из таблицы даже при достаточно высокой температуре $T=2200$ К и больших временах экспозиции $t=10$ ч цезий проникает внутрь рениевой ленты на малое расстояние 480 \AA , что составляет ~ 175 атомных слоев рения, в то время как лента из рения толщиной 30 мкм содержит $\sim 10^5$ атомных слоев.

Таблица

Зависимости $\tau_{\text{диф}} = f(T)$ и диффузионных длин $L = f(T, t)$ при диффузии поверхностного цезия в рений.

T, К	$\tau_{\text{диф}}, \text{с}$	$L_1(\text{ \AA })$, за $t_1=600 \text{ с}$	$L_2(\text{ \AA })$ за $t_1=7200 \text{ с}$	$L_3(\text{ \AA })$ за $t_1=36000 \text{ с}$
1600	100730	0,2	0,7	1,7
1700	8793	0,72	2,5	5,6
1800	1007	2,2	7,9	16,5
1900	145	5,6	19,4	43,5
2000	25	7,2	46,8	104,7
2100	5	30	104	234
2200	1,2	62	214	478

Следовательно, практически весь продиффундировавший цезий, вероятно, находится в тонком поверхностном слое рения. С большой вероятностью можно сказать что, отмеченные выше различие в диффузионных длинах атомов цезия, связано с строением кристаллической решетки рения и иридия, а так же с размерами атомов. Приведенные экспериментальные данные свидетельствуют, что легирование иридия, рения атомами К, Cs, Na, Ba, Sm, In и т.д. может привести к изменению электронной плотности 5d-зоны переходных металлов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tontegode A. Ya. Carbon on transition metal surfaces. Progress in Surface Sci. 1991. V. 38. №3/4. p.201-429.
2. Тонтегоде А.Я., Рутъков Е.В. Интеркалирование Атомами Двумерной Графитовой Пленки На Металлах Успехи Физических Наук. 1993 г. Том 163, № 11
3. Оруджов А.К. Модификация физических свойств иридия с поверхностной монослойной графитовой пленкой вследствие интенсивной диффузии атомов калия. Физика металлов и металловедение, 2011, том 111, № 6, с. 626–627.

PLAZMANIN ELEKTRON SİXLİĞİNİN TƏYİNİ ÜÇÜN DİSPERSİYA İNTERFEROMETRİ

Tağıyev Z.H., Qasımova R.C*, Əmirov Ş.Ş.

*Bakı Dövlət Universiteti**, *Azərbaycan Tibb Universiteti*,
e-mail: rkasumova@bsu.az, amirov1960@list.ru

Dispersiya interferometri sabit intensivlik yaxınlaşmasında təhlil olunmuşdur. Bu yaxınlaşmada harmoniya dalğasının əsas dalğaya əks təsirini nəzərə mükündür. Göstərilmişdir ki, dispersiya interferometri ənənəvi interferometrlərdən fərqli olaraq mexaniki vibrasiyalara həssas deyil və ikinci harmoniyanın intensivliyi plazmada elektronların sıxlığının funksiyası olduğundan intensivliyin maksimum və minimumlarını müəyyən etməklə plazmanın elektron sıxlığını birbaşa təyin etmək olar.

Məlumdur ki, idarə olunan istilik-nüvə sintezinin aparılması plazma vasitəsilə həyata keçirilə bilən ən vacib məsələlərdən biridir. Plazmaya nəzarət və elektronların sıxlığını müəyyən etmək üçün istilik-nüvə qurğuları yüksək etibarlılığa və ayırdetməyə malik olmalıdır. Hazırda stabil parametrlərə (məs; çox böyük qiymətlərə malik temperatura, konsentrasiyaya və saxlanılma müddətinə) malik plazmanın alınması istiqamətində məqsədyönlü tədqiqat işləri aparılır. Nüvə sintezi üçün tələb olunan temperaturlarda (10^8 K-ə yaxın) bütün atomlar ionlaşır. Bir neçə min kelvin temperatürdə adi materiallar buxarlanır və plazmanı saxlaya bilmir. Bu məqsədlə maqnit sahəsindən istifadə olunur. Maqnit dolaqlara malik toroidal kamera ilə plazmanın saxlanma müddətini bir qədər artırmaq mümkün olmuşdur. Saxlanma müddətində qarşılıqlı təsirlərin sayının çox olması üçün plazma kifayət qədər böyük sıxlığa malik olmalıdır. C.D.Louson kriteriyasına görə $n\tau \geq 3 \cdot 10^{14} \text{ s} | \text{sm}^3$ (n – elektronların sıxlığı, τ - saxlanılma müddətidir) şərti ödəndikdə istilik nüvə reaktorunda alınan enerji sərf olunan enerjiden böyük olur. Bu nöqtəyi nəzərdən plazmanın vacib xarakteristikası olan elektron sıxlığının müəyyən edilməsi aktual məsələ kimi qarşıda durur. Bu məqsədlə müxtəlif metodlardan istifadə olunur. Bunlar Faradey və Kotton-Mutan effektlərinə əsaslanan polyarimetrik metodlardır [1–5]. Güclü elektromaqnitin qütbləri arasında yerləşdirilmiş plazma mühiti polyarlaşma müstəvisi maqnit sahəsinin istiqaməti ilə 45^0 bucaq əmələ gətirən monoxromatik işıq dəstəsi keçir. Plazma maqnit sahəsində optik anizotropluğa malik olur (onun optik oxu maqnit sahəsinə H-a paraleldir) və buna görə də keçən işıq elliptik polyarlaşmaya məruz qalır yəni plazmada müxtəlif faza sürətlərinə malik adi və qeyri-adi dalğalar şəklində yayılır. Adi və qeyri-adi dalğaların sındırma əmsalları fərqi $n_{q|a} - n_a = CH^2\lambda$ ifadəsi ilə verilir. Burada H-maqnit sahəsinin intensivliyi, C- Kotton-Mutan əmsalı, λ - işığın dalğa uzunluğudur. Plazmada elektronların sıxlığı isə sındırma əmsalının dispersiyası vasitəsi ilə tapılır. Polyarimetrlərdən başqa elektronların sıxlığını müəyyən etmək üçün interferometrik üsullardan (məs, heterodin [6,7]. interferometrdən) də geniş istifadə olunur. Ənənəvi interferometrlərdə optik yolun mexaniki vibrasiyalardan asılı olan qeyri-stabilliyi əlavə faza sürüşməsi yaradır ki, bu da plazmanın elektron sıxlığının təyininə xətalara yaranmasına səbəb olur. Fazanın müəyyən edilməsində vibrasiyaların təsirini azaltmaq üçün yaranan xətalara ya massiv kütləli vibrasiya izolyatorları- bərk çərçivələrdən istifadə etməklə, ya uzaq infraqırmızı şüalanmadan istifadə etməklə, və ya da müxtəlif dalğa uzunluqlarına malik iki işıq dəstəsindən ibarət iki rəngli interferometr seçməklə kompensasiya edilə bilər. Plazma yanma qurğularında böyük ölçülü möhkəm çərçivə üzərində interferometrik sistemin reallaşdırılması müəyyən çətinlik yarada bilər, həm

də uzun dalğalardan istifadə olunması refraksiyanın təsiri ilə və müasir plazma qurğularında sıxlıq gradiyentinin mövcudluğu ilə əlaqədardır. Bu halda da işıq dəstələrinin optik yollarında və dalğa cəbhələrində yaran kiçik fərqlər rəqsi komponentlərin tam aradan götürülməsində çətinlik yaradır. Lakin bu çatışmazlığı dispersion interferometr [8–11] vasitəsilə aradan götürmək olur. Dispersiya interferometri optik elementlərin səthinin mikrorelyefinin diagnostikası [8,9], lazer qığılcımında [10] və argon lazerinin qövsi boşalmasında [11] plazmanın elektron sıxlığının təyini üçün təklif olunmuşdur. Dispersiya interferometrləri həmçinin şəffaf mikroobyektlərin sındırma əmsalı və qalınlığının ölçülməsi, həmçinin sanitariyeni məqsədlərlə zəhərli qazların konsentrasiyasının təyini üçün müvəffəqiyyətlə istifadə oluna bilər. Dispersiya interferometrində, müxtəlif yollar fərqi malik adi interferometrədən fərqli olaraq, dalğalar demək olar ki, eyni həndəsi yolları keçirlər. Dispersiya interferometri mexaniki vibrasiyalara həssas deyil və bu səbəbdən hətta qısa dalğalı lazer şüalanması (məs; infraqırmızı və yaxın infraqırmızı oblast) üçün də rəqsləri vibrasiyalardan izolə etmək (və ya onları kompensasiya etmək) zərurəti yaranmır. Nəticədə həndəsi yolların stabilliyini saxlamaq tələbi aradan çıxır, interferometrə ω tezlikli əsas və 2ω tezlikli harmoniya dalğaları yayılırlar.

İki qeyri-xətti kristal və onların arasında yerləşmiş plazmadan ibarət olan dispersiya interferometrinin iş prinsipi ətraflı olaraq [9,10,12]-də verilmişdir. Birinci kristalda ω tezlikli lazer şüalanmasının bir hissəsi ikinci harmoniya dalğasına çevrilir (bunun polyarizasiya müstəvisi əsas dalğanın polyarizasiya müstəvisinə perpendikulyardır) və beləliklə tədqiq olunan plazmadan ω və 2ω tezlikli dalğalar təqribən eyni uzunluqlu həndəsi yolları keçir. Sonra ikinci kristalda əsas tezlikli dalğa ilə ikinci harmoniya dalğasının qarşılıqlı təsiri davam edir.

Birinci kristalda və aralıqdakı plazma mühitini keçdikdən sonra ikinci qeyri-xətti kristalda bir-birindən asılı olmayaraq yaranan ikinci harmoniya dalğalarının interferensiyası [8,9,10,11]-də sabit sahə yaxınlaşmasında təhlil olunmuşdur. Bu yaxınlaşmada əsas dalğanın amplitud və fazasının dəyişməsi nəzərə alınmır. Harmoniya dalğasının əsas tezlikli dalğaya əks təsirinə [12]-də baxılmışdır. Lakin burada mühitdə xətti itgilərin olmadığı və faza sinxronizm şərtinin ödəndiyi hal nəzərə alınmışdır.

Bu işdə dispersiya interferometri sabit intensivlik yaxınlaşmasında [13] təhlil olunmuşdur. Bu yaxınlaşmada sabit sahə yaxınlaşmasından fərqli olaraq qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazasına heç bir məhdudiyyət qoyulmur. Bu, ikinci kristalın çıxışında ikinci harmoniya dalğasının intensivliyini qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların ümumiləşmiş fazasının funksiyası kimi tapmağa imkan verir. Əsas tezlikli və harmoniya dalğalarının fazalarının dəyişməsi harmoniyanın intensivliyinin dəyişməsinə səbəb olur. Buna görə də bu dəyişmələri təyin etməklə plazmanın sındırma əmsalının dispersiyasını və buradan da onu elektron sıxlığını təyin etmək olar. İkinci harmoniyanın generasiyasına hər iki qeyri-xətti kristal üçün ayrı-ayrılıqda dalğaların kompleks amplitudları üçün olan qısaldılmış tənliklər sistemi vasitəsilə baxılmışdır. Birinci kristaldan fərqli olaraq ikinci kristalın əvvəlində dalğaların kompleks amplitudları onların birinci kristalın sonundakı qiymətləri və kristallar arasındakı mühitin-plazmanın xassələri ilə təyin olunur:

$$A_{1,2}(z=0) = A_{1,2}(l_1) \exp[i\varphi_{1,2}(l) + i\varphi_{1,2}(L)] \quad (1)$$

harada ki, $A_{1,2}$ - qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların kompleks amplitudları, L - dalğaların plazmada keçdikləri yolun uzunluğu, $\varphi_{1,2}$ - mexaniki vibrasiyalar hesabına və plazmanı keçdikdə yaranan fazalardır; $z=0$ ikinci kristalın girişinə uyğundur. Qısaldılmış tənliklər

sistemini həll etməklə ikinci kristalın çıxışında ikinci harmoniyanın kompleks amplitudu üçün aşağıdakı ifadə alınır.

$$A_2(z) = A_2(l_1 + L) \cdot e^{-\frac{\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta_2}{2}z} \left\{ \cos \lambda_2 z - \left[\frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_2}{2\lambda_2} - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{ctg} \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1}{2\lambda_2} \right) \cdot e^{i\psi} \right] \right\} \cdot \sin \lambda_2 z \quad (2)$$

Bu düstura daxil olan $A_2(l_1)$ üçün ifadə belə verilir [14]

$$A_2(l_1) = -i\gamma_2 A_{10}^2 \operatorname{sinc} \lambda_1 l_1 \cdot \exp \left[-(\delta_2 + 2\delta_1 + i\Delta_1) \frac{l_1}{2} \right]$$

harada ki

$$\lambda_1^2 = 2\Gamma_1^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_1)^2}{4}, \quad \Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}, \quad \lambda_2^2 = 2\Gamma_2^2 - \frac{(\delta_2 - 2\delta_1 - i\Delta_2)^2}{4}, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_1(l_1),$$

$$I_1(l_1) = I_0 e^{\frac{\delta_2 + 2\delta_1}{2} l_1} x \left[\left(\cos \lambda_1 l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1}{2\lambda_1} \sin \lambda_1 l_1 \right)^2 + \frac{\Delta_1^2}{4\lambda_1^2} \sin^2 \lambda_1 l_1 \right]^{1/2},$$

Burada $\gamma_{1,2}$ - qeyri-xətti əlaqə əmsalları, $\delta_{1,2}$ - işə udulma əmsallarıdır.

Göründüyü kimi (2) tənliriyinə uyğun olaraq ikinci, harmoniya dalğasının intensivliyi ümumi fazalar fərqi ψ -nin funksiyasıdır, fazalar fərqi də öz növbəsində tədqiq olunan plazmaya xas olan faza sürüşməsindən asılıdır.

$$\psi = \Delta_1 l_1 + \Delta\varphi \quad \text{və} \quad \Delta\varphi = 2\varphi_1(l) - \varphi_2(l) + 2\varphi_1(L) - \varphi_2(L) \quad (3)$$

burada Δ_1 - birinci kristalda dalğa ədədləri fərqi, l_1 - kristalın uzunluğu, $\Delta\varphi$ - mexaniki vibrasiyalar hesabına və plazmanı keçdikdə yaranan əlavə fazalar fərqi, l - mexaniki vibrasiyalar hesabına yaranan yollar fərqi, L işə plazma mühitində dalğaların keçdiyi yolun uzunluğudur. Dalğanın fazası ilə onun plazmadakı optik yolu arasındakı sadə münasibətdən

$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l$ istifadə etməklə görə bilərik ki, mexaniki vibrasiyalar hesabına yaranan kiçik

yollar fərqi məs; l işə onda ω və 2ω tezlikli dalğalar üçün fazalar $\varphi_1 = \frac{\omega}{c} l$ və $\varphi_2 = \frac{2\omega}{c} l$

olur. Lakin göründüyü kimi $\Delta\varphi$ fərqi sıfır bərabər olur və mexaniki vibrasiyalarla bağlı yaranan faza sürüşməsi avtomatik olaraq yox olur. Bu xüsusiyyət dispersiya interferometrinin əsas üstünlüyünü göstərir, yəni fazalar fərqi yalnız plazmanın dispersiyası ilə təyin olunur və keçilən həndəsi yoldan asılı deyil. Həmçinin plazmanın sındırma əmsalının dispersiyası [6] üçün olan

$$n(\omega) = 1 - \frac{2\pi n_e e^2}{m\omega^2}$$

ifadəsindən istifadə etməklə dalğaların plazmadakı fazalar fərqi üçün

$$\Delta\varphi = \frac{3}{2} \frac{e^2}{mc^2} \lambda < n_e L >$$

alırıq. Bu dusturda e - elektronun yükü, m - elektronun kütləsi, c -şüalanmanın yayılma sürəti, λ -lazer şüalanmasının dalğa uzunluğu, n_e - plazmada elektronların sıxlığıdır.

Göründüyü kimi ikinci harmoniyanın intensivliyi plazmada elektronların sıxlığının funksiyası olduğundan intensivliyin maksimum və minimumlarını müəyyən etməklə plazmanın elektron sıxlığını birbaşa təyin etmək olar.

Tezliklərin qeyri-xətti çevrilməsini rezonator daxilində həyata keçirməklə dispersiya interferometrinin həssaslığını artırmaq olar.

İkinci harmoniyanın generasiyasına əsaslanan bu interferometrik sistem müasir nüvə sintezi qurğularında plazmanın diagnostikası üçün və gələcəkdə plazma yanma təcrübələrində istifadə oluna bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Y. Kawano, S.Chibi and A.Inoue. Rev. Sci., Instrum., 72, 1068 (2001).
2. T.Akiyama, K.Kawata, Y.Ito, S. Okajima, et.al. Rev. Sci. Instrum, 77, 10F118 (2006).
3. M.A. Van Zeeland, R.L. Boivin, T.N. Carlstom and T.M. Daterly, Rev.Sci.Instrum, 79,10E719 (2008).
4. Ch.Fuchs and H.J. hartfuss, Phys.Rev.Lett. 81, 1626 (1998).
5. A.Boboc, L.Zabeo, and A.Murari, Rev.Sci. Instrum 77, 10F324 (2006).
6. P.A. Bagryansky, A.D. Khilchenko, A.N. Kvashin, A.A.Lizunov, R.V. Voskoboynikov,A.L.Solomakhin., H.R.Koslowski ,Rev.of Sci. Instrum. 77,053501 (2006)
7. T.Akiyama,K.Kawahata, S.Okajima and K.Nakayama. Proceedings of ITC 18, 2008, P2-34, p.401-405.
8. Островская Г.В., и др. //А.С.864842, Б.И. 1981, № 38, (1981).
9. F.A.Hopf, A.Tomita and G.Al-Jumaily, Opt.Lett. 5,386 -388 (1980).
10. А лум Х.П., Ковальчук Ю.В., Островская Г.В. Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып.22, с.1359-1364.
11. Азаренко А.Н., Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Козлов С.А. Квантовая электроника, 1993, т.20, № 8, с.733-756.
12. Драчев В.Н. //Опт. и спектроскопия, 1993, т.75, в.2, с.473-479.
13. Тагиев З.А., Чиркин А.С. //ЖЭТФ, 1977, т.73, № 4, с.1271-1282.
14. З.А.Тагиев, Р.Дж.Касумова, Р.А.Салманова, Н.В.Керимова. //Оптика и спектроскопия, 2001 г., т.91, № 6, с.968-971.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ПЛАСТЕ И ГАЗЛИФТНОЙ СКВАЖИНЕ

Н.А. Алиев, В.Ю. Бабанлы, А.М. Алиев, Г.М. Аббасов

БГУ, Институт Прикладной Математики,

e-mail: aahmad07@rambler.ru,

Излагаемая работа посвящена исследованию решения смешанной задачи для параболического интегро-дифференциального трехмерного уравнения второго порядка с переменными коэффициентами. Предлагается нестандартный подход к решению

задачи, возникающей при добыче нефти. Отметим, что граничные условия задаются с помощью разрывной функции.

Ключевые слова: интегро-дифференциальное уравнение, смешанная задача, правая часть граничного условия разрывная.

Введение.

Рассматривается математическая модель движения нефти к центральной несовершенной скважине в пластах с релаксирующей пористостью. Получается смешанная задача для интегро-дифференциального уравнения параболического типа. Правая часть граничного условия является разрывной функцией.

Математическая модель исследуемого процесса такова, что исследование решения поставленной задачи известными методами неприемлемо, т.е. получить аналитическое представление решения почти невозможно. Поэтому мы будем применять схему из работ [1]- [3].

Приведенная схема опирается на необходимые условия, которые получаются с помощью второй формулы Грина и из аналога этой формулы. Мы будем сводить поставленную задачу к системе интегральных уравнений Фредгольма второго рода, ядра которых не содержат сингулярностей.

Данная задача решается методом интегральных преобразований Лапласа и Фурье, и сводится к интегральному уравнению Фредгольма второго рода.

Постановка задачи.

Пусть $P = P(r, z, t)$, $r \in (r_c, R_k)$, $z \in (0, h)$, $t > 0$, r_c , R_k и h вещественные числа $r_c < R_k$, $h > 0$.

Рассмотрим следующую смешанную задачу для интегро-дифференциального уравнения:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial P}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = a \frac{\partial P}{\partial t} + b \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t e^{-\theta_m(t-\tau)} (P - P_0) d\tau \quad (1)$$

с начальными

$$P(r, z, 0) = P_0, \quad (2)$$

и граничными условиями

$$\begin{cases} P(R_k, z, t) = P_k \\ r \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r=r_c} = \begin{cases} 0, & 0 \leq z \leq h_1, \\ \frac{Mq}{2\pi k(h-h_1)}, & h_1 < z \leq h, \end{cases} \end{cases} \quad (3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0, \quad (4)$$

где a , b , θ_m , P_0 , P_k , M , q и k -вещественные постоянные числа, P -искомая функция. Правая часть одной из граничных условий, заданных в (3) является разрывная функция от переменной z .

Граничная задача:

Пусть $\lambda \in C$ -комплексный параметр $\text{Re } \lambda > 0$. Применяя преобразования Лапласа к смешанной задаче (1)-(4) имеем:

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial P}{\partial r} \right) dt + \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} dt = \\ & = a \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} \frac{\partial P}{\partial t} dt + b \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t e^{\frac{t-\tau}{\theta_m}} (P - P_0) d\tau \end{aligned} \quad (5)$$

Принимая обозначения:

$$\tilde{P} = \tilde{P}(r, z, \lambda) = \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} P(r, z, t) dt, \quad (6)$$

преобразуем правую часть соотношения (5).

$$\begin{aligned} J_1 & \equiv \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} \frac{\partial P}{\partial t} dt = e^{-\lambda t} P \Big|_{t=0}^{\infty} + \lambda \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} P dt = -P_0 + \lambda \tilde{P}, \\ J_2 & \equiv \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t e^{\frac{t-\tau}{\theta_m}} (P - P_0) d\tau = \\ & = \lambda \int_0^{\infty} e^{-\lambda \varepsilon} P(r, z, \tau) d\tau \int_{\varepsilon}^{\infty} e^{-\lambda(t-\tau) + \frac{t-\varepsilon}{\theta_m}} dt - \lambda P_0 \int_0^{\infty} e^{-\lambda \tau} d\tau \int_{\varepsilon}^{\infty} e^{-\lambda(t-\varepsilon) + \frac{t-\varepsilon}{\theta_m}} dt. \end{aligned} \quad (7)$$

Если провести замену

$$\eta = t - \tau$$

то, получим:

$$\begin{aligned} J_2 & \equiv \lambda \int_0^{\infty} e^{-\lambda \tau} P(r, z, \tau) d\tau \int_0^{\infty} e^{\left(\frac{1}{\theta_m} - \lambda\right)\eta} d\eta - \\ & - \lambda P_0 \int_0^{\infty} e^{-\lambda \tau} d\tau \int_0^{\infty} e^{\left(\frac{1}{\theta_m} - \lambda\right)\eta} d\eta = \frac{\lambda \theta_m}{\lambda \theta_m - 1} \tilde{P} - \frac{\theta_m}{\lambda \theta_m - 1} P_0. \end{aligned} \quad (8)$$

Учитывая (6), (7), (8) из (5) получим:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{P}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial z^2} - \left(a + \frac{b \theta_m}{\lambda \theta_m - 1} \right) \lambda \tilde{P} = - \left(a + \frac{b \theta_m}{\lambda \theta_m - 1} \right) P_0, \quad (9)$$

а условия (3) и (4) примут вид:

$$\begin{cases} \tilde{P}(R_k, z, \lambda) = \frac{P_k}{\lambda}, & 0 \leq z \leq h, \\ r \frac{\partial \tilde{P}}{\partial r} \Big|_{r=r_c} = \begin{cases} 0, & 0 \leq z \leq h_1, \\ \frac{Mq}{2\pi k(h-h_1)\lambda}, & h_1 < z \leq h, \end{cases} \end{cases} \quad (10)$$

и

$$\left. \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} \right|_{z=h} = 0. \quad (11)$$

Таким образом, с помощью обозначения (преобразования Лапласа) (6), смешанная задача (1)-(4) сведена к граничной задаче (9)-(11).

Учитывая, что

$$\tilde{P}(r, z, \lambda) = \frac{P_0}{\lambda}, \quad (12)$$

является частным решением уравнения (9) и произведя замену

$$\tilde{P}(r, z, \lambda) = u(r, z, \lambda) + \frac{P_0}{\lambda}, \quad (13)$$

граничная задача (9)-(11) была сведена к виду:

$$lu \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - A \lambda u = 0, \quad (14)$$

$$\begin{cases} u(R_k, z, \lambda) = \frac{P_k - P_0}{\lambda}, & 0 \leq z \leq h, \\ r \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_c} = \begin{cases} 0, & 0 \leq z \leq h_1, \\ \frac{Mq}{2\pi k(h-h_1)\lambda}, & h_1 < z \leq h, \end{cases} \end{cases} \quad (15)$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad r_c \leq r \leq R_k, \quad (16)$$

где

$$A = a + \frac{b\theta_k}{\lambda\theta_k - 1} \quad (17)$$

Основные соотношения.

Основные соотношения дают нам представления как для любого решения уравнения (14), так и его производных, а также для необходимых условий. Они получаются из второй формулы Грина и аналога этой формулы полученной для уравнения (14) и для фундаментального решения сопряженного уравнения. Легко видеть, что справедливо следующее утверждение:

Лемма. Функция

$$V_0(r, z, \omega, \xi) = \frac{\theta(r-\omega)r}{2\pi\omega} \times \int_R e^{i\rho(r-\xi)} \frac{K_0(r\sqrt{\rho^2 + \lambda A} I_0(\omega\sqrt{\rho^2 + \lambda A}) - I_0(r\sqrt{\rho^2 + \lambda A}) K_0(\omega\sqrt{\rho^2 + \lambda A}))}{\sqrt{\rho^2 + \lambda A} \chi(\omega\sqrt{\rho^2 + \lambda A})} d\rho,$$

является фундаментальным решением уравнения

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right) \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \lambda A v = 0,$$

где $\theta(r - \omega)$ -функция Хевисайда, $I_0(r_1)$ и $K_0(r_1)$ являются независимыми решениями уравнения Бесселя мнимого аргумента нулевого порядка.

$$r_1^2 W_1''(r_1, \rho) + r_1 W_1'(r_1, \rho) - r_1^2 W_1(r_1, \rho) = 0,$$

$r_1 = r\sqrt{\rho^2 + \lambda A}$, $\chi(r_1)$ -есть определитель Вандермонда, построенная для решений $I_0(r_1)$ и $K_0(r_1)$.

Установлено следующее утверждение:

Теорема 1. Пусть $a, b, \theta_m, P_0, P_k, M, q, k, h_1, h, r_c$ и R_k -вещественные числа, причем $h > 0$, $0 < h_1 < h$, $r_c < R_k$, λ -комплексный параметр, $\text{Re } \lambda > 0$,

$A = a + \frac{b\theta_k}{\lambda\theta_k - 1}$, V_0 является фундаментальным решением, которая дается в лемме 1

Тогда решение граничной задачи (14)-(16) дается с помощью первого основного соотношения, где граничные значения определяются из системы интегральных уравнений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев Н.А., Алиев А.М. Исследование решений граничных задач для уравнения составного типа в ограниченной плоской области, Деп. АЗНИИНТИ, № 688 –Аз от 03. 03. 87, Баку 1987, 48 стр.
2. Aliev N. and Jahanshahi M. Sufficient conditions for reduction of the BVP including a mixed PDE with non –local boundary conditions to Fredholm integral equations, INT. J.Math. Sci. Technol. 1997, vol. 28, N 3, 419-425
3. Aliev N. and Jahanshahi M. Solution of Poisson’s equation with global, local and non-local boundary conditions, Int. J. Math. Educ. Sci. Technol. 2002, vol.33, N2, 241-247

ЗАВИСИМОСТЬ ПОТРЕБЛЯЕМОЙ ЭНЕРГИИ ОТ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ФАКТОРА

Ш.Г. Аскеров

ashahlar@hotmail.com

В работе представлена зависимость употребляемой энергии на душу населения W (кВт-ч) различных странах от параметра K в полулогарифмическом масштабе. Параметром K названо отношение достижения к дефициту достижения.

Установлена взаимосвязь между параметром K и Индексом Развития Человеческого Потенциалом - а определяемой ПР ООН.

Показано, что среди государств имеющих одинаковое W на душу населения, самым совершенным механизмом управления обладают те, которые имеют максимальное значение K . Кроме того замечено, что для формирования процветания общество достаточно, чтобы W было приблизительно около 15000 кВт-ч на душу население.

Пол века назад проведенное научное исследование под эгидой ООН была установлена взаимосвязь между благосостоянием и употребляемой энергией на душу

населения [1]. Те страны которые на душу населения употребляли больше энергии, они вырабатывали больше национальный доход на душу населения.

На рис.1 представлена зависимость употребляемой энергии на душу населения W ($кВт-ч$) различных странах [2] от параметра K в полулוגарифмическом масштабе. В предыдущих работах [3-4] параметр K названо *фактором качества*. Он характеризует отношение достижения (успеха) к дефициту достижению (успеху). Отметим, что с ростом K растут благополучия.

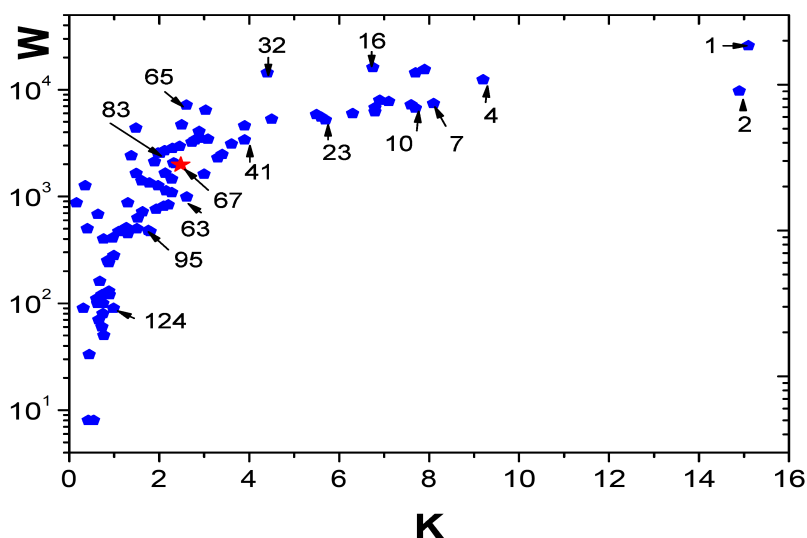


Рис.1. Зависимость употребляемой энергии на душу населения от K .

Точки показывают страны мира, а цифры рейтинги стран (ООН, 2010) 1- Норвегия, 2-Австралия, 4-США, 7-Нидерланды, 10-Германия, 16-Финландия, 23-Италия, 32-ОАЭ, 41-Польша, 65- Российская Федерация, 63- Перу, 67-Азербайджан, 83-Турция, 95-Боливия, 124-Комбоджа.

В работе [4] установлена взаимосвязь между K и Индексом Развития Человеческого Потенциалом - а определяемой ПР ООН [5].

$$K = \frac{a}{1-a}$$

Как видно из рис.1, чем больше употребляемой энергии на душу населения, тем больше коэффициент K - то есть, показатель благополучия. Здесь необходимо отметить, что не имеет смысла сравнивать случайно выбранные страны, которые находятся в различных этапах своего развития. Ценные выводы можно получить только тогда, когда сравниваются страны, либо с одинаковыми W , либо с одинаковыми K . Например, при сравнение Норвегии (1) и Австралии (2) (для них $K = 15$) можно заключить, что качество управления в Австралии выглядеть лучше, чем Норвегии. Потому что, Норвегия для достижение этой уровни затрачивает 25855 $кВт-ч/человек$, а Австралия 9700 $кВт-ч/человек$.

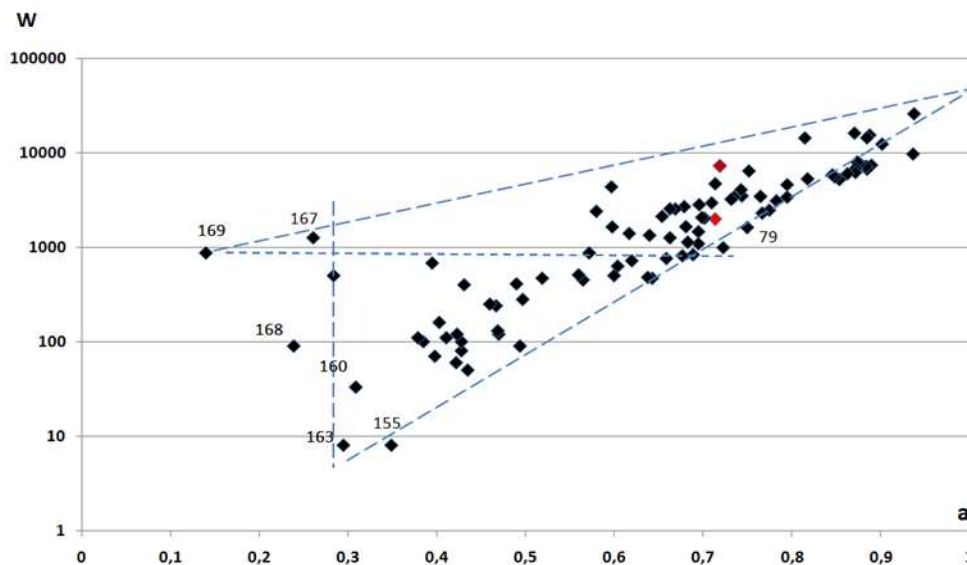


Рис.2. Зависимость употребляемой энергии на душу населения для различных стран мира от ИРЧП: 79-Колумбия, 155- Афганстан, 158-Сьерра- Леоне, 160- Мали, 163- Чад, 165- Мозамбик, 167- Нигер, 169- Зимбабве.

На рис.2 представлена зависимость употребляемой энергии на душу населения от Индекса Развития Человеческого Потенциала (a) для различных стран мира. Цифры показывают рейтинги стран (ООН, 2010), и каждая точка относится отдельным странам. Все страны охвачены двумя наклонными пунктирными линиями, которые пересекаются при значения $a = 1$. Как видно из рисунка с ростом употребляемой энергии на душу населения наблюдается тенденция роста значения a .

Однако при низком и постоянном значения ($a = 0,28$) разница между максимальной и минимальной значения W (кВт-ч на душу населения) очень большая. С ростом a эта разность умещается. Из графика видно, что при постоянном значении $a = \text{const}$ Чад (153) затрачивает около 10 кВт.час/человек, а Нигер 120 раз больше, т.е. около 1260 кВт.час/человек. Отсюда можно сделать вывод, о том что системы управления в этих странах очень разные, и можно полагать система управления в Чад значительно лучше, чем в Нигер.

Аналогичным результатам можно придти если сравнит страны с одинаковыми W . Как видно из горизонтальной пунктирной линии «169- 79» рисунки, для этих стран a меняется от 0,14 до 0,72 при постоянном значении $W \approx 900$ кВт-ч. Это означает, что с ростом a качества управления (верховенство закона и наличие демократии и т.д.) значительно улучшается.

Таблица W ~ 900 кВт-ч

Страны	Рейтинг ООН, 2010	a (ИРЧП) ООН, 2010	Индекс Управления [4]	W, кВт-час
1	2	3	4	5
Зимбабве	169	0,14	142	870
Замбия	150	0,40	102	680
Вьетнам	113	0,57	61	870
Сальвадор	90	0,66	70	760
Колумбия	79	0,69	58	834
Перу	63	0,72	83	990

На таблице представлены социально экономические показатели некоторых стран, для которых W находятся на уровне ~ 900 кВт-ч. Во втором столбце таблицы представлены рейтинги стран определенные ПР ООН, в третьем Индекс Развития Человеческого Потенциала-а. В четвертом столбце представлены индекс управления определенный Институтом Legatum (The Legatum Prosperity Index) и являющийся составной частью индекса процветания стран. В последнем столбце представлена употребляемая энергия на душу населения. Как видно из таблицы среди 142 стран мира, самым худшим управлением обладает Зимбабве, занимающие 142-ое место. Как видно из таблицы, при постоянном значения $W \sim (900 \text{ кВт-ч})$ значение индекса развития человеческого потенциала существенно зависит от качество управления, и оно сильно влияет на употребления полезных ископаемых. Например, при подержание $a = 0,28$ Нигер затрачивает почти 100 раз больше энергии , чем Мали.

Таким образом можно заключить, что среди государств, имеющих одинаковое W на душу населения, самым совершенным механизмом управления обладают те, которые имеют максимальное значение K или a . Или же, наоборот, среди государств имеющих одинаковые значения K , совершенным механизмом управления обладает те, которые имеют минимальный W на душу населения. Кроме того замечено, что для формирования процветания общество достаточно, чтобы W было приблизительно около 15000 кВт-ч на душу население.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарольд Хартли, Энергетика будущего на планете, *Горизонты науки и техники*, стр.138, М. Мир, 1969
2. Əsgərov Ş.Q., *Dəyərlərin qiymətləndirilməsinin yeni meyarı*, səh. 53, Bakı, 2012
3. Asgarov Ş. Q., The philosophy knowledge assessment, *Journal of Qafqaz University*, № 13, p. 63 -72, 2004
4. Аскеров Ш.Г, Анар А., ГРАФИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ МИРОВЫХ РЕЙТИНГОВ, Журнал "Международный журнал экспериментального образования" № 9, с.59, 2012
5. Доклад о развитии человека 2010. Реальное богатство народов: пути к развитию человека, ПРООН, «Весь Мир», 2010
6. The 2012 Legatum Prosperity Index Table Rankings www.prosperity.com

**SN_{1-x}ND_xTE (0.02<X<0,05) SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNİN
TERMOELEKTGRİK XASSƏLƏRİ**

Ş.F.Sərdarov. A.Ə.Nəbiyev. A.C.Nəsibli. A.M.Qurbanov. *Ə.Ə.Əbdürrəhimov

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

**Azərbaycan Texniki Universiteti*

Təqdim olunan işdə Sn_{1-x}Nd_xTe (0.02<X<0,05) kristallarının sintez texnologiyası, rentgeno-faza analizi və elektrofiziki xassələrinin tədqiqinin nəticələri verilmişdir.

A^{IV} B^{VI} tipli yarımkeçirici birləşmələr və onların əsasında alınmış ərintilər infraqırmızı şüalanma mənbəyi və dedektoru, termoelektrik elementlər, günəş batareyaları, yaddaş elementləri və s. müxtəlif oblastlarda tətbiq üçün perspektivli materiallar hesab olunur.

Bu tipli binar birləşmələrindən olan SnTe nadir torpaq elementlərlə əvəz olunması və yaxud zəif konsentrasiyalı bərk məhlulların alınması, onların fiziki xassələrinin kompleks tədqiqi və fiziki xassələrinin müxtəlif xarici amillərinin öyrənilməsi elmi və praktiki maraq doğurur. Nadir torpaq metallarının elektron quruluşunun 4f səviyyəsinin tam dolmaması, asanlıqla 4f-5d-6s keçidinin baş verməsi və atomlarının 4f səviyyəsində mütəhərrik elektronların hesabına dəyişkən valentlilik yaratması, onların iştirakı ilə alınan maraqlı materiallara çevrilir.

Təqdim olunan işdə Sn_{1-x}Nd_xTe sisteminin bərk məhlul oblastında (x=0,02; 0,03; 0,05) mol %-li tərkibli ərintilər alınmış, kompleks fiziki, kimyəvi analizi aparılmış, (300-550) °K temperaturalarda xüsusi elektrik keçiriciliyi- σ , termo e.h.q- α və istilik keçirmə əmsalı $-\alpha$ qiymətləri təyin edilmişdir.

SnTe birləşməsində Sn elementinin Nd elementi ilə əvəz olunmasından alınan yeni materiallarda maraqlı nəticələr almaq olar. (3) işində diferensial termik, rentgen faza, mikrostruktur analizləri ilə Sn_{1-x}Nd_xTe sisteminin hal diaqramını quraraq müəyyən etmişlər ki, NdTe-un SnTe həllolma evtetika temperatur ətrafında 5 mol %, SnTe əsasında həll olması isə 3 mol % təşkil edir.

Tədqiqat işində kristallar birbaşa sintez üsulu ilə alınmışdır. Qalay Sn-B3 markalı, Nd-99,9% təmizlikdə, tellur AZ markalı götürülmüdü. Sintez kvarts ampulada 0,0133 PA təzyiqdə 900-1100 ° c temperatur intervalında aparılmışdır. Proses aşağıdakı rejimdə aparılır: 3 saat ərzində temperatur 900° c-ə qədər artırılmış, bundan sonra temperatur 30 dər/saat sürəti ilə 1100 °c-ə qədər artırılmış, reaksiyanın tam başa çatması üçün bu temperaturada 5 saat saxlanmış və otaq temperaturuna qədər soyudulmuşdur. Sn_{1-x}Nd_xTe (x=0,02; 0,03; 0,05) sistemində təcrübədən aşkar edilmiş bərk məhlullar əlavə olaraq 725 ° c-də 200-240 saat ərzində tablada qaldıqdan sonra onların fiziki xassələri öyrənilmişdir.

Müəyyən temperatura qaldırılması, soyudulması və tənzimlənməsi üçün xüsusi qurğudan РИФ-1-dən istifadə olunmuşdur.

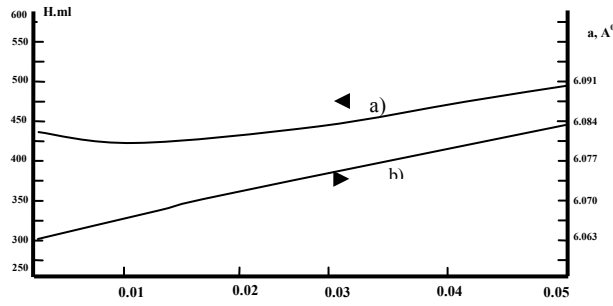
Alınmış tərkibli xüsusi həndəsi formada-paralelopiped ölçüləri 5x5x14 mm³ şəklinə salınmış və parametrləri ölçmək üçün xüsusi kreostata yerləşdirilmişdir. Nümunə üzərində fiziki parametrləri ölçmək üçün İn-Qa evtetika kontaktlarından istifadə edilmişdir. Temperaturu ölçmək üçün xromel-kopel diferensial termocütlərindən istifadə olunmuşdur. Ölçmələr müxtəlif stasionar rejimdə kompensasiya üsulu ilə aparılmışdır.

Sn_{1-x}Nd_xTe (x=0,02; 0,03; 0,05) kristallarının mikrobərkliliyin, qəfəs sabitinin tərkiblərdən asılılığı

No.	SnTe	NdTe	Mikrobərklik fazası MPa	qəfəs sabiti Å
1	0,98	0,02	425	6,003
2	0,97	0,03	465	6,072
3	0,95	0,05	500	6,091

Müəyyən edilmişdir, $\text{Sn}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Te}$ ($x=0,02; 0,03; 0,05$) bərk məhlullarda mikrobərkliyin qiyməti (425-450) MPa intervalında, qəfəs sabitinin qiyməti (6,063-6,091) Å isə intervalında dəyişir. Deməli həllolma zamanı Sn atomlarının Nd atomları ilə əvəz olunması nəticəsində qəfəs sabitinin qiymətinin artması müşahidə olunur. (şəkil 1)

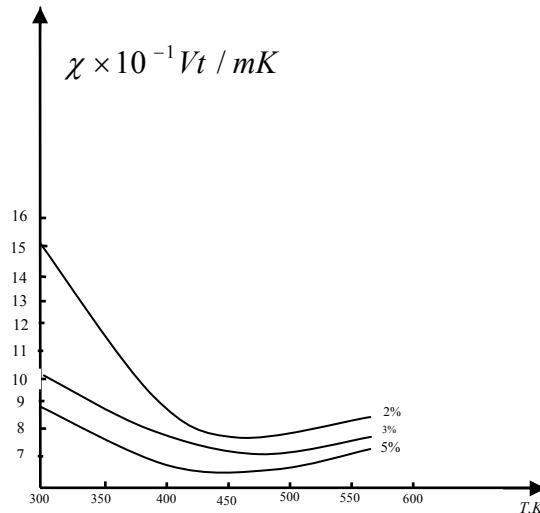
şəkil 1.



Göstərilmişdir ki, $\text{Sn}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Te}$ ($x=0,02; 0,03; 0,05$ birləşməsi kubik sinqoniyada kristallaşır və P-tip yarımkəçirici materialdır.

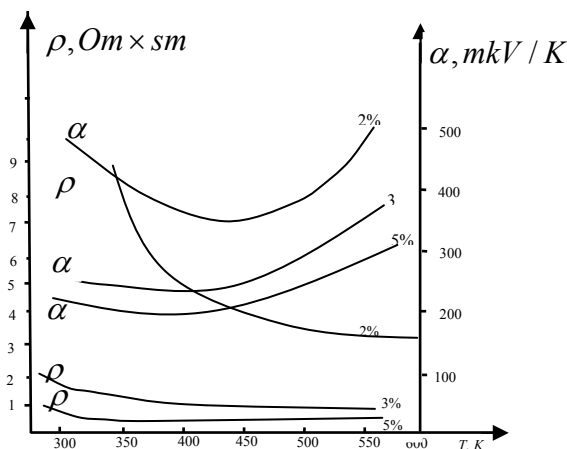
$\text{Sn}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Te}$ ($x=0,02; 0,03; 0,05$) sisteminin bərk məhlullarına istilik keçirmə əmsalının qiymətinin temperaturadan asılılığı qrafiklərindən görüldüyü kimi (şəkil 2) istilik keçirmə əmsalının qiyməti SnTe-dən bərk məhlula keçdikcə azalır bu azalma $(15-8,5) \cdot 10^{-1} \text{ Vt/mK}$ qədər olur. NdTe-nin miqdarı artdıqca davam edir. İstilik keçirmə əmsalının azalmasını, bərk məhlullarda əlavə defektlərin yaranması ilə izah etmək olar.

şəkil 2.



Şəkil 3-də $\text{Sn}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Te}$ ($x=0,02; 0,03; 0,05$) kristallarının termo e.h. q əmsalının temperatur artdıqca azalır.

Şəkil 3



Göründüyü kimi 400 ° K-dən artmanı məxsusi keçiriciliyin başlanması səbəbindən izah etmək olar. Elektrik keçiriciliyinin qiyməti 450 ° K-dən böyük qiymətlərində sabit qalır.

Yuxarıda göstərilənləri nəzərə alaraq elə nəticə çıxartmaq olar ki, 450 ° K-dən yuxarı temperaturlarda termoeffektivliliyi $z=(2-2,5) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ qiymət alır. Bu da həmin kristallarda geniş praktiki əhəmiyyət kəsb edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Фейзи́ев Я.С., Султанова Н.Р., Алиев Б.Д. и др.//Тезисы докл.науч.конф.посвящ.75-летному юбилею Х.С.Мамаедова Баку.2012.С.163.
- 2.Qurbanov H.R., Ağahüseynova M.M., Adıgözəlova N.B. //Azər.kimya jurnalı. 2010. №4.S.183.
- 3.M.İ.Murquzov, Ş.F.Sərdarov, A.Ə.Nəbiyev, Z.Z.Nəcəfova, S.T.Səfərova.// Azər.kimya jurnalı. 2011. №2.S.148.
- 4.Şəfaqətova G.G., Abbaszadə S.M., Vəliyev V.Q.//Kimya problemləri. 2010. №1.S.120
- 5.Мургузов М.И., Гуршумов А.П.,// Журн.неорган.химии.1986.Т.22. №7.С.1906.
6. Гуршумов А.П., Гадиров В.Ш.,Мургузов М.И.// Журн.неорган.химии.1986.Т.22. №4.С.587.