

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

ISSN 2304-7453

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR
AKADEMİYASININ

XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS

OF
AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF
SCIENCES

PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD

XXXIII

№2

VOLUME

<<ELM>>NƏŞRİYYATI

<<ELM>>PUBLISHERS

BAKİ – 2013 - BAKU

REDAKSİYA HEYƏTİ

A.Hacıyev - baş redaktor, Ə.Abbasov, C.Allahverdiev, Ç.Qaçar, N.Quliyev, M.Əliyev, T.Əliyev, F.Əliyev, İ.İbrahimov, M.Kərimov, A.Mehdiyev, A.Paşayev, K.Ramazanov, F.Həşimzadə, E.Salayev.

BURAXILIŞIN REDAKSİYA HEYƏTİ

M.Əliyev - Fizika İnstitutu, baş redaktor, S.Mehdiyeva - Fizika İnstitutu, baş redaktorun müavini, C.Abdinov - Fizika İnstitutu, Ə.Quliyev – Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası, H.Əjdərov – Fizika İnstitutu, B.Əsgərov-Bakı Dövlət Universiteti, E.Hüseynov - Fizika İnstitutu, Ş.Naqiyev - Fizika İnstitutu, A.Qəribov - Radiasiya Problemləri İnstitutu, A. Xəlilova - Fizika İnstitutu, məsul katib, İ.Məmmədیارova - Radiasiya Problemləri İnstitutu, baş texniki redaktor.

MÜƏLLİFLƏRİN NƏZƏRİNƏ

“Azərbaycan MEA Xəbərləri” jurnalı fizika və astronomiyanın müxtəlif sahələrinə həsr olunmuş orijinal və qısa məlumatları qəbul edir. Məqalələr bütün dünya tədqiqatçılarından qəbul olunur.

Əlyazmalar azərbaycan, rus və ingilis dillərində təqdim oluna bilər. Hər bir məqalənin əvvəlində məqalə yazılan dildə qısa xülasə çap edilir. Xülasənin həcmi 70 sözdən artıq olmamalıdır. Nəşr olunmaq üçün göndərilən məqalə Microsoft Word™ (şrift-Times New Roman) formatda yazılaraq 210x297mm ölçülü ağ kağızın bir üzündə, 1 intervalla, lazımı sahə saxlanmaqla (yuxarıdan – 30mm, soldan – 20mm, aşağıdan – 30mm, sağdan -20mm), məqalənin adı qalın -12, müəlliflər – qalın -12, müəssisə, poçt ünvanları, telefon, e-mail, faks – normal 12, iki interval buraxmaqla mətn - normal, düzünə 12, çap edilir. Məqalələr 2 nüsxədə və CD kompakt diskdə işin yerinə yetirildiyi təşkilatın məktubu ilə redaksiyaya təqdim olunur. Çapa qəbul olunmayan məqalələr geri qaytarılmır.

1. TITUL VƏRƏQİ.

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

2. ƏDƏBİYYAT.

Ədəbiyyat siyahısı məqalədə qeyd olunan ardıcılıqla və aşağıdakı qaydada yazılır:

- jurnal məqaləsi üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı (nümunə: Ə.Ə.Əliyev), məqalənin adı, jurnalın adı, cild (seriya), nömrə, nəşr ili, səhifə (başlanğıc və son);
- kitab və tezislər üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı, kitabın, tezisnin və konfransın tam adı, nəşr olunan yer və il, səhifə (başlanğıc və son).

3. XÜLASƏ.

Xülasə ayrı vərəqdə digər 2 dildə çap edilir.

4. ŞƏKİLLƏR.

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

5. CƏDVƏLLƏR.

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

6. ÜNVAN.

Azərbaycan, AZ 1143, Bakı, Hüseyn Cavid prospekti, 33, AMEA Fizika İnstitutu.

Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; almaz@physics.ab.az; internet: www.physics.gov.az.

Akademik
Mahmud Kərim oğlu Kərimov



18.10.1948-10.02.2013

Xalqımızın elm və mədəniyyətini dünya miqyasında tanıtdıran, ona şərəf və başucalığı gətirən şəxsiyyətlərimiz keçmişdə də olub, indi də var. Bu baxımdan XX və yenidən başlamış XXI əsr də istisna deyil. Biz müasirlərimiz olmuş və dünya şöhrəti qazanmış görkəmli adamlarımızla indi də milli qürur hissi keçirir, şərəf duyuruq. Geniş elmi və ictimai fəaliyyət göstərən belə şəxsiyyətlərdən biri də radiasiya fizikası və informatika sahəsində tanınmış mütəxəssis olmaqla, bu sahələrin Azərbaycanda inkişafında və onun yeni biliklərlə zənginləşməsində əhəmiyyətli rol oynayan akademik M.K.Kərimovdur.

Akademik M.K.Kərimov 1948-ci il oktabr ayının 18-də Ermənistan Respublikasının İrəvan şəhərində ziyalı ailəsində anadan olmuşdur. 1971-ci ildə Bakı Dövlət Universitetinin Fizika fakültəsinin əyani şöbəsini bitirib. 1971-1973-cü illərdə hərbi xidmətdə olmuşdur.

1973-cü ildə Fizika İnstitutuna mühəndis vəzifəsinə qəbul edilmiş, 1974-cü ildə kimyəvi-fizika qrupu ilə birlikdə Radiasiya Tədqiqatları Sektoruna keçirilmişdir. 1975-78-ci illərdə oranın sapirantı olmuşdur. 1974-2001-ci illərdə kiçik elmi işçi, böyük elmi işçi, elmi katib, laboratoriya rəhbəri və 1984-cü ildən 2001-ci ilədək Radiasiya Tədqiqatları Sektorunun direktoru vəzifəsində çalışmışdır.

M.K.Kərimov 1979-cu ildə namizədlik, 1989-cu ildə doktorluq dissertasiyası müdafiə etmiş, 2000-ci ildə professor elmi adı almış, 2001-ci ildə AMEA-nın həqiqi üzvü və onun prezidenti vəzifəsinə seçilmişdir.

Akademik M.K.Kərimov tərəfindən ilk dəfə olaraq polimer dielektrlərdə güclü elektrik sahəsinin təsiri ilə baş verən elementar elektron və molekulyar proseslər tədqiq edilmişdir ki, bu da öz növbəsində materialların xassələrinin elektrik sahəsi ilə idarə edilməsinə yollar açmış və polimer dielektrlərin elektrik köhnəlməsi və dağılması mexanizmlərini aydınlaşdırmışdır.

M.K.Kərimov ilk dəfə aşkar etdiyi elektrik sahəsi ilə stimullaşdırılan termoluminessensiya effekti polimerlərdə molekulyar dinamikanın və müxtəlif halların energetik xüsusiyyətlərinin böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu effekt polimerlərdə lokallaşmış yüklərin enerji səviyyələrinə görə paylanmasına elektrik sahəsinin təsirini müəyyən etməyə imkan vermişdir.

M.K.Kərimov tərəfindən yaradılmış polimer dielektrlərdə güclü lokal elektrik sahə oblastlarının spin-zond diagnostika metodu polimer izolyatorların davamlılığının proqnozlaşdırılmasında, onlarda həcmi yüklərin formalaşması və toplanması proseslərinin tədqiqində mühüm əhəmiyyətə malikdir. Onun polimer dielektrlərdə elektrik sahəsi ilə induksiyləşdirilən sərbəst radikal proseslərinin tədqiqi ilə bağlı aldığı nəticələr güclü elektrik sahəsinin təsiri altında baş verən elementar destruktivliyin mexanizmini aşkar etməyə, polimerlərin quruluşu və xassələrinin modifikasiyasında sərbəst radikalların rolunu müəyyən etməyə imkan vermişdir. İlk dəfə M.K.Kərimov müəyyən etmişdir ki, makroradikalların fotogenerasiyasında elektrik sahə effekti xarici elektrik sahəsi ilə materialların fiziki-kimyəvi xassələrini tənzimləməyə və polimer materiallarda fotoprosesləri idarə etməyə yollar açır. Polimerlərdə elektrolüminessensiyanın tədqiqindən alınan nəticələr aktuallığı, orijinallığı və praktik əhəmiyyəti ilə seçilir. Bu nəticələr ilk dəfə olaraq elementar mikroproseslərlə polimer dielektrlərin elektrik dağılmasının makrokinetikasını əlaqələndirməyə imkan vermişdir.

M.K.Kərimovun polimerlərdə elektrik dağılmasının kinetika və mexanizmində molekulyar dinamikanın roluna həsr edilmiş tədqiqatları xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Elektriklə yüklənmiş polimerlərdə ilk dəfə aşkar edilmiş molekulyar dinamika ilə idarə olunan mikroboşalmaların inkişafı və işıq səpilmələri qanunauyğunluqları onların relaksasiya prosesləri ilə sıx əlaqəsini təsdiq edirdi. Bu işlər M.K.Kərimov tərəfindən işlənmiş relaksasiya proseslərinin və molekulyar hərəkətlərin dinamik və aktivləşmə parametrlərinə görə paylanmasının əsasını təşkil edir.

M.K.Kərimovun tədqiqatlarının bir istiqaməti də polimer və molekulyar yarımkeçiricilərin elektrik, maqnit və optik xassələrinin öyrənilməsi ilə əlaqədardır. Plazmopolimerlər əsasında alınmış molekulyar yarımkeçirici nazik təbəqələr aktiv fotoelektrik xassələrə malik olmaqla yanaşı həssas qaz sensorları kimi də tətbiq edilir.

M.K.Kərimovun polidiasetilen əsasında olan molekulyar yarımkeçiricilərdə paramaqnetizm ilə elektrik keçiriciliyinin qarşılıqlı əlaqəsinin aşkar edilməsi kimi vacib problemə həsr olunmuş tədqiqatlarını xüsusi ilə qeyd etmək lazımdır. Lokallaşmış para-

maqnit mərkəzlər sistemi ilə cərəyan daşıyıcıların delokallaşmış sistemləri arasındakı qarşılıqlı təsirlərin tədqiqindən bir sıra orijinal nəticələr üzə çıxarılmışdır. Xüsusi halda, polidiasetilenin elektrik keçiriciliyində spin-maqnit effektləri, maqnitorezonans keçiriciliyində isə ifrat incə quruluş aşkarlanmış, yükdaşıyıcılarının spin sistemindən lokallaşmış paramaqnit mərkəzlərinə maqnit həyəcanlaşması enerjisinin ötürülməsi prosesləri ilk dəfə tədqiq olunmuşdur.

M.K.Kərimovun yaradıcılığında əhəmiyyətli yerlərdən birini də şüalanma və elektrik sahəsinin təsirləri ilə oksid dielektrlərdə nöqtəvi defektlərin yaranma mexanizmi və kinetikasının tədqiqi təşkil edir. Bu tədqiqatlar suyun radiasiya və plazma katalitik parçalanması proseslərində şüalanma enerjisinin kimyəvi enerjiyə çevrilməsi kimi aktual problemlərlə sıx əlaqədardır və bu tədqiqatların əsasında sudan hidrogen alınmasının effektiv üsulları təklif olunmuşdur.

Elektron paramaqnit rezonansı sahəsində yüksək hazırlıqlı mütəxəssis olan M.K.Kərimov bu tədqiqat metodunu fizika, kimya və biologiyanın müxtəlif məsələlərinin həllinə uğurla tətbiq etmişdir. Bunu onun bu sahədə olan çoxsaylı elmi əsərləri və müəlliflik şəhadətnamələri təsdiq edir.

Akademik M.K.Kərimov müxtəlif tip bərk maddələrə ionlaşdırıcı şüaların təsiri problemlərinin öyrənilməsi ilə də məşğul olmuşdur. Bu şüaların təsiri altında yarımkeçirici, polimer, dielektrik maddələrin fiziki və fiziki-kimyəvi xassələrində baş verən dəyişikliklər, onların qanunauyğunluqları kompleks şəkildə tədqiq edilmişdir. Sürətləndirilmiş elektronların yarımkeçirici materiallara və cihazlara (diod, tranzistor və s.) təsiri öyrənilmiş, kosmik fəza faktorlarının təsiri şəraitində işləyən cihazların radiasiyaya davamlılığı problemləri araşdırılmışdır. M.K.Kərimovun rəhbərliyi altında yarımkeçiricilərin və dielektrlərin radiasiya fizikası problemi üzrə ionlaşdırıcı şüaların təsirinə davamlı, lazımı verilmiş xassələrə malik yarımkeçirici və dielektrik materialların alınması istiqamətində mühüm nəticələr alınmışdır ki, bu materiallar da informasiya texnologiyalarının inkişafında əhəmiyyətli rol oynamışdır.

Ölkəmiz müstəqillik qazandıqdan sonrakı dövrdə akademik Kərimovun məşğul olduğu həm elmi mövzuların istiqamətində,

həm də beynəlxalq əməkdaşlıq və əlaqələr sahəsində mühüm dəyişikliklər baş verməyə başladı. Belə ki, əvvəlki dövrlərdən fərqli olaraq indi onun apardığı tədqiqatların istiqaməti ilk növbədə ölkəmizin maraqlarına yönəldildi. Onun rəhbərliyi altında və ABŞ CRDF Fondunun dəstəyi ilə “Fiziki ətraf mühitin tədqiqi mərkəzinin inkişafı layihəsi” həyata keçirildi. AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutunda “Ətraf mühitə zərərli faktorların fizika və kimyası” laboratoriyası yaradıldı. Nüvə və radiasiya təhlükəsizliyi sahəsində elmi və elmi-texniki problemlərin həlli üçün ən müasir avadanlıqlarla təhciz olunmuş, 2006-cı ildə Beynəlxalq ASO sertifikatı almış bu laboratoriyada akademik M.K.Kərimovun rəhbərliyi altında respublikamız üçün böyük əhəmiyyət kəsb edən radiasiya təhlükəsizliyi, radioekologiya, bərk cisimlərdə radiasiya effektləri və radiasiya materialşünaslığı istiqamətlərində fundamental elmi və texniki tədqiqat işləri aparılır, Kür və Araz çaylarında ağır metallar, radionuklidlərin və davamlı üzvi birləşmələrin monitorinqi, neft-qaz istismarı sahələrində radium izotopları, politsiklik və ağır metal birləşmələrinin daşınması və çevrilməsi proseslərinin öyrənilməsi sahəsində mühüm nəticələr əldə etmişdir. Son illər M.K.Kərimovun elmi və elmi-təşkilati fəaliyyəti nəticəsində xarici ölkələrin alimləri və beynəlxalq elmi mərkəzlərlə birbaşa əməkdaşlığa geniş imkanlar yaranmışdır.

İlk elmi məqaləsini hələ tələbə ikən SSRİ Elmlər Akademiyasının “Оптика и спектроскопия” jurnalında çap etdirən M.K.Kərimov 260-dan çox elmi əsərin və ixtiraların müəllifidir ki, onların da böyük əksəriyyəti keçmiş SSRİ, Rusiya və digər xarici ölkələrin elmi jurnallarında nəşr edilmişdir. O, müntəzəm olaraq elmi konfranslarda, simpoziumlarda və seminarlarda iştirak edirdi. Onun elmi nəticələrinə elmi ədəbiyyatda çoxsaylı istinadlar vardır, bir sıra monoqrafiyalarda onun elmi tədqiqatlarından sitatlar gətirilir. (Л.А.Грибов “Теория инфракрасных спектров полимеров”, М., “Наука”, 1977; Н.М.Эмануэль, А.Л.Бучаченко “Химическая физика старения и стабилизации полимеров”, М., “Наука”, 1982; А.П.Тютнев, А.В.Ванников “Электрические явления при облучении полимеров”, М., “ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ”, 1985).

Akademik M.K.Kərimovun bir alim, ictimai xadim, elmi işlərin yorulmaz təşkilatçısı kimi fəaliyyəti çoxşaxəli və hərtərəflidir. O,

Azərbaycan hökumətinin Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları (Dubna şəhəri) İnstitutunda səlahiyyətli nümayəndəsi, Gürcüstan və Qazaxstan Milli Elmlər Akademiyasının fəxri üzvü, Elmi əlaqələndirmə və Texnologiya şuralarının sədri, Qaradəniz İqtisadi Əməkdaşlıq ölkələri Akademiyalarının Prezidentlər Şurasının üzvü idi. O həmçinin Heydər Əliyev adına mükafat, təhsil və heraldika komissiyasının, Heydər Əliyev fondunun Himayəçilər Şurasının, Dövlət Neft Fondunun Müşahidəçilər Şurasının üzvü idi. Akademik M.K.Kərimov hər il Azərbaycanı AEBA, NATO, YUNESKO kimi nüfuzlu beynəlxalq təşkilatlarda layiqincə təmsil edirdi. Dünya Azərbaycanlılarının Əlaqələndirmə Şurasının İdarə Heyətinin sədri kimi o, ümummilli lider cənab H.Əliyevin bu istiqamətdə strateji xəttini uğurla həyata keçirirdi.

Respublika elminin köklü və aktual istiqamətlərinin inkişafı, elmi kadrların hazırlanması, elmin maddi-texniki bazasının möhkəmləndirilməsində göstərdiyi xidmətlər dövlətimiz tərəfindən layiqincə qiymətləndirilmiş, akademik M.K.Kərimov “Şöhrət” Orderi ilə təltif olunmuşdu.

AMEA-nın “Xəbərlər” jurnalının Fizika-texnika və riyaziyyat Elmləri seriyasının nəşri məhz M.K.Kərimovun təşəbbüsü ilə uzun fasilədən sonra yenidən bərpa olunmuşdu. Fundamental elmin bu sahəsində çalışan alimlərin əldə etdikləri yeniliklərin bu mətbu orqanda vaxtı-vaxtında çap olunaraq elmi ictimaiyyətin diqqətinə çatdırılmasında onun böyük xidməti vardır.

Mürəkkəb elmi problemlərin tədqiqi ilə məşğul olan, son dərəcə sadə, təvəzökar, yüksək mədəniyyətə və insani keyfiyyətlərə malik akademik M.K.Kərimov Azərbaycan elmi ictimaiyyətinin qəlbində daim yaşayacaqdır.

Ömrünü vermir bada

Sevilərək yaşayıb, sevilərək ölənlər.

**YARIMMAQNİT YARIMKEÇİRİCİ NANOBORUDA FONON
POLYARONUN ENERJİSİNİN RELAKSASIYASI**

S.M.SEYİD-RZAYEVA

*Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı ş., H.Cavid pr., 33
s-nisa@rambler.ru*

Daxil olub: 31.01.2013
Çapa verilib: 04.02.2013

REFERAT

Maqnit sahəsindəki yarımmaqnit yarımkeçirici (YMYK) nanoboruda (NB-da) optik fonon şüalandırmaqla həyəcanlanmış fonon-polyaronun relaksasiyası məsələsi aşağı temperaturlarda spin aşağı (spin $\downarrow$) alt-zonalar arası keçidlər nəzərə alınmaqla həll olunmuşdur. Aparılan nəzəri hesablamalar nəticəsində fonon-polyaronun yaşama müddətinin NB-nun adsız r_0/r_p (r_0 - NB-nun və r_p isə fonon-polyaronun radiusu-dur) radiusundan asılılıq qrafikləri qurulmuşdur. Aparılan ədədi hesablamalar nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, maqnit sahəsinin verilmiş qiymətində r_0/r_p -nin artması ilə optik fonon-şüalandırmaqla həyəcanlanmış fonon-polyaronun yaşama müddəti azalır. Adsız r_0/r_p radiusunun verilmiş qiymətində isə həyəcanlanmış fonon-polyaronun yaşama müddəti maqnit sahəsinin artması ilə artır.

Açar sözlər: yarımmaqnit yarımkeçirici nanoboru, electron-fonon qarşılıqlı təsiri, fonon-polyaron, relaksasiya prosesləri

GİRİŞ

Son zamanlar aşağı ölçülü yarımmaqnit yarımkeçirici (YMYK) strukturlarda keçirici elektronların spin alt sisteminin tədqiqinə böyük diqqət yetirilir [1]. Keçirici zonanın elektronları maqnit sahəsində spin hallarının daşıyıcısı kimi iştirak edərək maqnit-optik yaddaşın yaranmasına səbəb olduğundan [2] YMYK birləşmələr spin elektronikası üçün perspektiv materiallar sırasına da-

xildir. A^2B^6 əsaslı paramaqnit $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($0 < x < 1$) YMYK-lər bu tip birləşmələrə aiddir.

YMYK strukturlarda lokal maqnit ionlarla keçirici elektronlar arasındakı sp-d mübadilə qarşılıqlı təsiri maqnit sahəsində spin parçalanmasına və spin polyarizasiyasına səbəb olur [3]. Maqnit sahəsinin intensivliyini dəyişməklə isə spin parçalanmasını tənzimləmək mümkün olur. YMYK-lərin əsas xarakterik xüsusiyyəti isə çox böyük spin parçalanması yaratmaqla 100 % polyarizasiyanı əldə etmək imkanına malik olmasıdır.

Bütün strukturların fiziki xassələri əsasən onlarda gedən elektron proseslərilə müəyyən olunur. YMYK NB-larda müəyyən şəraitdə baş verən belə proseslərdən biri həyəcanlaşmış elektronların relaksasiyasıdır. Polyar YMYK-lərdə elektronlar əsasən aşağı temperaturlarda uzundalğalı optik (LO) fononlarla qarşılıqlı təsirdə olurlar. Maqnit sahəsində YMYK birləşmələrdə bu tip qarşılıqlı təsir nəticəsində yaranan “elektronun fononla-əlaqəli quruluşuna” ədəbiyyatda fonon-polyaron effekti deyilir. Relaksasiya proseslərinin tədqiqi isə fonon-polyaron effektinin elektron xassələrini müəyyən etməyə imkan verir.

Belə proseslərdə yuxarı altzonalardakı həyəcanlaşmış elektronlar LO-fononları şüalandırmaqla aşağı enerji səviyyələrinə keçir. Polyar YK-lərdə enerjinin bu qaydada itirmə sürəti elektronun LO-fononu şüalandırma sürəti ilə təyin olunur. Aşağı temperaturlarda relaksasiya sürətini təyin edən əsas xarakteristik parametr isə elektronların LO-fonon şüalandırmaqla aşağı enerji səviyyələrinə keçid tezliyidir.

YMYK strukturlarda fonon-polyaron effektində sp-d mübadilə qarşılıqlı təsirinin rolu [4-6] işlərində tədqiq edilmişdir. Aşağı ölçülü polyar yarımkəçricilərdə relaksasiya məsələlərinə aid olan çoxlu sayda nəzəri işlər silsiləsindən [7-10] işlərini qeyd etmək olar. Lakin YMYK strukturlarda elektronların enerjisinin relaksasiyası məsələsinin həllinə aid məqalələrə ədəbiyyatda təsadüf olunmur.

Bu işdə məqsəd aşağı temperaturlarda LO-fonon şüalandırmaqla YMYK NB-nun səthindəki həyəcanlanmış elektronların relaksasiyası proseslərini spin aşağı alt-zonalar arası keçidləri və mübadilə qarşılıqlı təsirini nəzərə almaqla tədqiq etməkdir. Bu səbəbdən maqnit sahəsinin müxtəlif qiymətlərində elektronların

enerjisinin relaksasiyasına uyğun aşağı alt zonalara keçid tezlikləri üçün ümumi analitik ifadələr alınmışdır. Aparılan ədədi hesablamalar nəticəsində $x=0.066$ qiymətində $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ NB-su üçün maqnit sahəsinin müxtəlif qiymətlərində keçid tezliyinin NB-nun radiusundan asılılıq qrafikləri qurulmuşdur.

YMYK NB-nun SƏTHİNDƏKİ ELEKTRONLARIN MAQNİT SAHƏSİNDƏ ENERJİ SPEKTRİ

İndi isə LO-fonon şüalandırmaqla YMYK NB-nun səthindəki bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olmayan həyəcanlanmış keçirici elektronların yerləşdiyi alt zonadan aşağıdakı altzonalara keçməklə uzununa maqnit sahəsində müxtəlif relaksasiya prosesləri üçün keçid tezliklərinin riyazi ifadələrini alaq.

[11] işindəki elektronlar üçün verilən spektrdən istifadə edib YMYK NB-nun səthindəki elektronların uzununa maqnit sahəsində $\text{spin} \downarrow$ alt zonalarının enerji spektrinin ifadəsi alınmışdır [12]:

$$\varepsilon_{nk\downarrow} \rightarrow \varepsilon_{nk} = -3A + \frac{\hbar^2 k^2}{2M_{z\downarrow}} + \frac{\hbar^2}{2M_{\perp\downarrow} r_0^2} \left[n + \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right]^2, \quad (1)$$

burada k – elektronun polyar z oxu istiqamətində hərəkətini xarakterizə edən dalğa ədədidir; $R = \sqrt{\hbar/m_e \omega_c}$ -maqnit uzunluğu, $\omega_c = eB/m_e c$ -siklotron tezlik, r_0 - NB-nun radiusu, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ölçüylə kvantlanmış diskret alt zonaların hömrəsidir.

$m_e = \frac{3\hbar^2 \varepsilon_g}{4P^2}$ maqnit sahəsi olmadıqda keçirici elektronların effektiv

kütləsidir, ε_g - maqnit sahəsi olmayan halda həcmli nümunənin qadağan zonasıdır, P - Keyn parametridir.

Mübadilə qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmış $\text{spin} \downarrow$ keçirici alt zonasındakı elektronların maqnit sahəsində uzununa $M_{z\downarrow} \rightarrow M_z$ və eninə $M_{\perp\downarrow} \rightarrow M_{\perp}$ effektiv kütlələri aşağıdakı kimi təyin olunur [12]:

$$\frac{1}{M_z} = \frac{1}{m_e} \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A + B}, \quad \frac{1}{M_{\perp}} = \frac{\varepsilon_g}{4m_e} \left[\frac{3}{\varepsilon_g - 3A + 3B} + \frac{3}{\varepsilon_g - 3A - B} \right]. \quad (2)$$

(2)-yə daxil olan $A = \frac{\alpha_0}{\beta_0} B$, və $B = \frac{1}{6} N_0 x \beta_0 \langle S_z \rangle$ parametrləri

sərbəst yük daşıyıcıların spinləri ilə lokallaşmış Mn^{+2} ionlarının spinləri arasındakı mübadilə qarşılıqlı təsir nəticəsində uyğun olaraq keçirici və valent zonalarının Zeyman parçalanmasını təyin edir; burada $N_0 x$ isə maqnit ionlarının konsentrasiyasıdır. Mübadilə qarşılıqlı təsirinin zona elektronlarının enerjisində olan əlavəsi $\alpha_0 = \langle S|J|S \rangle$ və $\beta_0 = \langle X|J|X \rangle$ mübadilə sabitləri ilə xarakterizə olunur [13].

Mn^{+2} ionları arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almadıqda maqnit sahəsi istiqamətindəki maqnit ionunun spininin $\langle S_z \rangle$ orta qiyməti Brilliyen $B_s(Y)$ funksiyası vasitəsilə $\langle S_z \rangle = -S B_s(Y)$ şəklində təyin olunur [13]; $B_s(Y)$ və Y

$$B_s(Y) = \frac{2S+1}{2S} \coth\left(\frac{2S+1}{2S} Y\right) - \frac{1}{2S} \coth\left(\frac{1}{2S} Y\right), \quad Y = \frac{\bar{g} \mu_B S H}{\kappa_0 T} \quad (3)$$

ifadələri ilə təyin olunur. $S = 5/2$ spinin və $\bar{g} = 2$ lokallizə olunmuş Mn^{+2} ionları üçün olan g -faktorunun ədədi qiymətidir; T -mütləq temperatur, κ_0 -Bolsman sabiti, μ_B -Bor maqnetonudur. Elektronun hərəkəti NB-nun oxuna perpendikulyar istiqamətdə məhduddur. Elektron borunun çevrəsi boyunca fırlanaraq NB-nun oxu istiqamətində hərəkət edir. Belə hərəkətdə iştirak edən elektronun normallaşmış dalğa funksiyası aşağıdakı şəkildədir [14]:

$$\psi_{nk}(z, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi L_z}} e^{i(kz + n\varphi)}, \quad (4)$$

L_z -z-oxu istiqamətində NB-nun xətti ölçülərini xarakterizə edir. Həyəcanlaşmış $\vec{k}$ dalğa vektorlu elektronun fonon şüalan-dırmaqla spin $\downarrow$ n -nömrəli alt-zonasından n' -nömrəli alt zonaya keçid tezliyi ümumi halda aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur [10,15]:

$$\frac{1}{\tau_{n,\vec{k}}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{n',\vec{q}} \left| M_{n\vec{k}, n'\vec{k}-\vec{q}} \right|^2 \delta(\varepsilon_{n,\vec{k}} - \varepsilon_{n',\vec{k}-\vec{q}} - \hbar\omega_L), \quad (5)$$

burada $\vec{q}$ fononun dalğa vektoru və ω_L LO-fononun limit tezliyidir.

Həyəcənlaşma $(-e \sum_{\vec{q}} \Phi_{\vec{q}})$ enerjisinə uyğun matrisa elementi

$M_{n\vec{k}, n'\vec{k}-\vec{q}}$ elektronun LO-fononla qarşılıqlı təsirini xarakterizə edir. Dalğa funksiyasının (4) ifadəsindən istifadə edərək elektronun koordinatlarına görə integrallama apardıqdan sonra n, n' indekslərinin ixtiyari qiymətlərində matrisa elementi $M_{n\vec{k}, n'\vec{k}-\vec{q}} \rightarrow M_{n-n', \vec{q}}$ üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$M_{n-n', \vec{q}} = -i\hbar\omega_L \sqrt{\frac{4\pi\alpha_F r_p}{V}} \frac{i^{(n-n'+1)}}{\sqrt{q_{\perp}^2 + q_z^2}} J_{|n-n'|}(q_{\perp} r_0), \quad (6)$$

burada $q = \sqrt{q_{\perp}^2 + q_z^2}$, Frölix parametri $\alpha_F = \sqrt{\frac{m_e}{2\hbar\omega_L}} \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)$,

polyaronun radiusu $r_p = \sqrt{\frac{\hbar}{2m_e\omega_L}}$, effektiv dielektrik nüfuz-

luğu $(\epsilon^*)^{-1} = \epsilon_{\infty}^{-1} - \epsilon_0^{-1}$ ifadələrilə təyin olunur, ϵ_0 və ϵ_{∞} статистик və yüksək tezlikli dielektrik nüfuzluluqlarıdır. $J_{n-n'}(q_{\perp} r_0)$ $n-n'$ indeksli ikinci növ Bessel funksiyasıdır [16], V-nanoborunun həcmidir. Qeyd edək ki, $M_{n\vec{k}, n'\vec{k}-\vec{q}}$ -nin ifadəsində aşağı temperaturlarda elektronun LO-fonon şüalandırmaqla mümkün olan keçidlər nəzərə alınmışdır.

Dar zolaqlı $Hg_{1-x}Mn_xSe$ tip YMYK NB üçün ən aşağıda yerləşən spin $\downarrow$ zonasının enerji spektrində qeyri-parabolikliyi $\epsilon_g - 3A + B > k_0T$ şərti daxilində nəzərə almamaq olar. Ədədi qiymətləndirmələr nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, bu şərt $Hg_{1-x}Mn_xSe$ üçün $x = 0.066$, $T = 1K$, $\epsilon_g = 24$ meV qiymətlərində $H \ll 0.3T$ olduqda ödənilir.

ALT ZONALAR ARASI RELAKSASIYA PROSESLƏRİ
ÜÇÜN KEÇİD TEZLİYİNİN HESABLANMASI

YMYK NB-da elektronların keçid tezliyini hesablamak üçün (1) enerji spektrinin ifadəsini (5)-də nəzərə alıb $\vec{q}$ -yə görə cəmləmədən silindrik $q_{\perp}$, q_z , φ koordinatlarında inteqrallamaya keçək:

$$\begin{aligned} \frac{\hbar}{\tau_{n,k}} = & \frac{\alpha_F r_p}{\pi} (\hbar\omega_L)^2 \sum_{n'} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\pi J_{|n-n'|} [(q_{\perp} r_0)^2]}{q_z^2 + q_{\perp}^2} \delta \left[\frac{\hbar^2 q_z^2}{2m_e} + \frac{\hbar^2}{m_e} q_z k - \right. \\ & \left. - \frac{\hbar^2}{2m_e r_0^2} \left(\left(n + \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right)^2 - \left(n' + \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right)^2 \right) + \hbar\omega_L \right] q_{\perp} dq_{\perp} dq_z d\varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

burada $\delta[y]$ arqumenti y olan Dirak funksiyasıdır [16]. Polyar φ bucağına görə inteqrallamanın nəticəsi 2π olduğundan (7) üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\begin{aligned} \frac{\hbar}{\tau_{n,k}} = & 2\alpha_F r_p (\hbar\omega_L)^2 \sum_{n'} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{n-n'} [(q_{\perp} r_0)^2]}{q_z^2} \delta \left[\frac{\hbar^2 q_z^2}{2m_e} + \frac{\hbar^2}{m_e} q_z k - \right. \\ & \left. - \frac{\hbar^2}{2m_e r_0^2} \left(\left(n + \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right)^2 - \left(n' + \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right)^2 \right) + \hbar\omega_L \right] q_{\perp} dq_{\perp} dq_z. \end{aligned} \quad (8)$$

Adsız z , x , κ , a və $b_{nn'}$ kəmiyyətləri üçün

$$z = q_z r_p, \quad x = q_{\perp} r_p; \quad \kappa = k r_p; \quad a = \frac{r_0}{r_p}, \quad r_p = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_L}}, \quad (9a)$$

$$b_{nn'}^2 = \left(1 - \left(\left(n + \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right)^2 - \left(n' + \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right)^2 \right) a^{-2} \right), \quad (9b)$$

ifadələrini daxil edib, (8)-də z və x -görə inteqrallamaya keçək. Yeni dəyişənlərdə (8) inteqralı aşağıdakı şəkli alır:

$$\frac{1}{\tau_{n,\kappa}} = 2\alpha_F \omega_L \sum_{n'} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{J_{|n-n'|} [(xa)^2]}{z^2 + x^2} \delta [z^2 + 2z\kappa + b_{nn'}^2] x dx dz. \quad (10)$$

(10) ifadəsində x dəyişəninə görə inteqrallama aşağıdakı ifadəni verir:

$$\int_0^{\infty} \frac{J_{|n'-n|}[(xa)^2]}{x^2 + z^2} x dx = I_{|n-n'|}(|za|) K_{|n-n'|}(|za|). \quad (11)$$

(11) inteqralının cavabını (10)-da nəzərə alsaq keçid tezliyi üçün

$$\frac{1}{\tau_{n,\kappa}} = 2\alpha_F \omega_L \sum_{n'} \int_{-\infty}^{\infty} I_{|n-n'|}(|za|) K_{|n-n'|}(|za|) \delta[z^2 + 2z\kappa + b_{nn'}^2] dz \quad (12)$$

ifadəsini alırıq. (12) ifadəsində z -ə görə inteqrallama apardıqda isə $F(z) = z^2 + 2z\kappa + b_{nn'}^2$ funksiyası üçün olan

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta[z^2 + 2z\kappa + b_{nn'}^2] F(|z|) dz = \frac{\left(F\left[-\kappa - \sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2} \right] + F\left[-\kappa + \sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2} \right] \right)}{2\sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2}} \quad (13)$$

münasibətindən istifadə olunur. Burada $z_1 = -\kappa - \sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2}$

və $z_2 = -\kappa + \sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2}$ ifadələri $z^2 + 2z\kappa + b_{nn'}^2 = 0$ şəklində olan kvadrat tənliyin z -ə görə həllərinin kökləridir.

Beləliklə (13) münasibətini (12)-də nəzərə alsaq, adsız keçid tezliyi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\frac{1}{\tau_{n,\kappa} \alpha_F \omega_L} = 2 \sum_{n'} \theta[-b_{nn'}^2 + \kappa^2] \left\{ I_{|n-n'|} \left[\left| \left(\kappa + \sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2} \right) a \right| \right] K_{|n-n'|} \left[\left| \left(\kappa + \sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2} \right) a \right| \right] + \right. \quad (14)$$

$$\left. + I_{|n-n'|} \left[\left| \left(\kappa - \sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2} \right) a \right| \right] K_{|n-n'|} \left[\left| \left(\kappa - \sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2} \right) a \right| \right] \right\} / \left(2\sqrt{-b_{nn'}^2 + \kappa^2} \right).$$

burada $\theta[-b_{nn'}^2 + \kappa^2]$ - pilləvari Hevisayd funksiyasıdır.

(14) düsturundan $\kappa = 0$ olduqda relaksasiya müddətinin NB-nun adsız radiusundan asılılığını verən aşağıdakı analitik ifadəni alırıq:

$$\frac{1}{\tau_{n,0} \alpha_F \omega_L} = 2 \sum_{n'} \theta[-b_{nn'}^2] \left\{ I_{|n-n'|} \left[\left| \left(-\sqrt{-b_{nn'}^2} \right) a \right| \right] K_{|n-n'|} \left[\left| \left(\sqrt{-b_{nn'}^2} \right) a \right| \right] + \right. \quad (15)$$

$$\left. + I_{|n-n'|} \left[\left| \left(\sqrt{-b_{nn'}^2} \right) a \right| \right] K_{|n-n'|} \left[\left| \left(-\sqrt{-b_{nn'}^2} \right) a \right| \right] \right\} / \left(\left| -4\sqrt{-b_{nn'}^2} \right| \right).$$

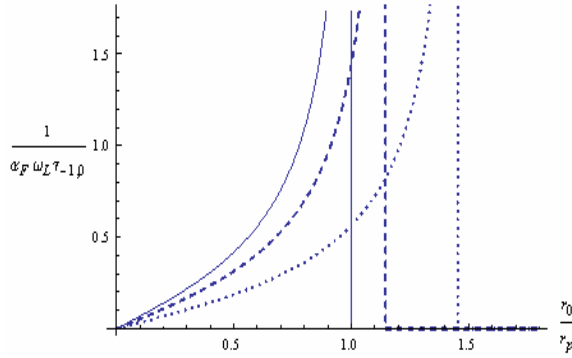
Fonon polyaronun yaşama müddəti üçün aldığımız (15) ifadəsindən istifadə edib $\kappa = 0$ olduqda alt-zonalar arasında gedən relaksasiya proseslərini araşdıraq. Bu məqsədlə $\kappa = 0$ olduqda müxtəlif alt-zonalar arasındakı keçidlərə uyğun fonon-polyaronun yaşama müddətinin NB-nun radiusundan asılılıq qrafiklərini quraçağıq. Fonon-polyaronun

yaşama müddətini qiymətləndirmək üçün YMYK əsaslı $x=0.066$ olan $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ NB-su nümunəsinə uyğun parametrlərin ədədi qiymətlərindən istifadə olunacaqdır. $\kappa=0$ olduqda n, n' -in qiymətlərilə fərqlənən $\{n, \kappa \rightarrow n', \kappa'\} \Rightarrow \{n, 0 \rightarrow n', 0\}$ keçidlərinə uyğun hallar üçün relaksasiya proseslərini tədqiq edək. İndi $\{-1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ və $\{1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidlərinə uyğun fonon-polyaronun yaşama müddətlərini hesablamaq lazımdır. (9) və (15) formullarına istinadən $b_{-1,0}$ və $(\tau_{-1,0} \alpha_F \omega_L)^{-1}$ üçün alınan analitik ifadələrə uyğun olaraq $\{-1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidinin aşağıdakı analitik ifadəsini alırıq:

$$\frac{1}{\tau_{-1,0} \alpha_F \omega_L} = \frac{2\theta \left[-1 + \frac{1}{4} \left(\frac{3\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A + 3B} + \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A - B} \right) \frac{1}{a^2} (1 - ha^2) \right]}{\sqrt{-b_{-1,0}^2}} \times \quad (16)$$

$$\times I_{|-1|} \left[\left| \left(\sqrt{-b_{-1,0}^2} \right) a \right| \right] K_{|-1|} \left[\left| \left(\sqrt{-b_{-1,0}^2} \right) a \right| \right].$$

(16)-yə istinadən aparılan ədədi hesablamalar nəticəsində $\{-1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidi üçün fonon-polyaronun yaşama müddətinin NB-nun adsız (r_0/r_p) radiusundan asılılıq qrafiki aşağıda Şəkil 1-də verilmişdir:



Şəkil 1.

Maqnit sahəsinin 1, 500, 1000 Oe qiymətlərində həyəcanlanmış elektronun $\{n, \kappa \rightarrow n', \kappa'\} \rightarrow \{-1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ prosesinə uyğun keçid tezliyinin NB-nun adsız r_0/r_p radiusundan asılılıq qrafikləri: a) bütöv xətt $H=1$ Oe b) qırıq xətt $H=500$ Oe, c) nöqtəvi xətt $H=1000$ Oe qiymətlərinə uyğundur. $a=1, 1.15, 1.45$ rezonans nöqtələri maqnit sahəsinin 1, 500, 1000 Oe qiymətlərinə uyğundur.

Şəkil 1-də $\{n, \kappa \rightarrow n' \kappa'\} \rightarrow \{-1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidini təsvir edən bütöv xətti, qırıq və nöqtəvi xətti rezonans əyriləri uyğun olaraq maqnit sahəsinin 3 müxtəlif 1, 500 və 1000 Oe qiymətlərinə uyğundur. Şəkil 1-dən göründüyü kimi maqnit sahəsinin 3 verilmiş müxtəlif qiymətlərində $a = r_0/r_p$ artdıqca həyəcanlaşmış halda fonon-polyaronun yaşama müddəti azalır. Lakin NB-nun adsız radiusunun verilmiş qiymətində maqnit sahəsinin artması ilə fonon-polyaronun həyəcanlaşmış halda yaşama müddəti artır.

LO-fononun enerjisinin altzonalar arasındakı enerji məsafələrinə bərabər olması şərtindən rezonans əyrilərinin a -ya görə rezonans nöqtələri təyin olunur. Enerji spektrinin (1) ifadəsindən YMYK NB üçün aşağıdakı rezonans şərti alınır:

$$\hbar\omega_L = \frac{\hbar^2 k^2}{2M_z} + \frac{\hbar^2}{2M_\perp r_0^2} (n - n') \left(n + n' + \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right) \quad (17)$$

$k=0$ olduqda a parametrini qiymətləndirmək üçün aşağıdakı daha sadə (18) ifadəsindən istifadə etmək olar:

$$a = \sqrt{\frac{m_e}{M_\perp} (n - n') \left(n + n' + \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right)} \quad (18)$$

(18) ifadəsindən $\{-1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidi üçün rezonans nöqtələrinin a -ya görə vəziyyətini təyin etmək olur. (2) münasibətindən istifadə edib $(m_e/M_\perp)$ nisbətini YMYK strukturuna məxsus parametrlər vasitəsilə ifadə etdikdə (18)-dən aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$a = \sqrt{(n - n') \left(n + n' + \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right) \frac{\varepsilon_g}{4} \left[\frac{3}{\varepsilon_g - 3A + 3B} + \frac{1}{\varepsilon_g - 3A - B} \right]} \quad (19)$$

(9) və (15) formullarına istinadən b_{10} və $(\tau_{1,0} \alpha_F \omega_L)^{-1}$ üçün alınan analitik ifadələrə uyğun olaraq $\{1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidi üçün aşağıdakı analitik ifadəni alırıq:

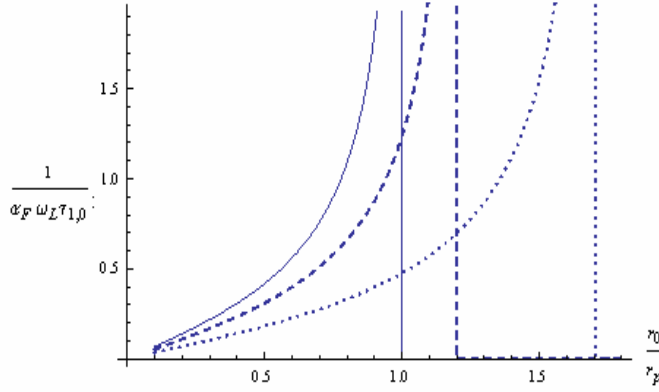
$$\frac{1}{\tau_{1,0} \alpha_F \omega_L} = \sum_{n'=-1}^0 \frac{2\theta \left[-1 + \frac{1}{4} \left(\frac{3\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A + 3B} + \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A - B} \right) \frac{1}{a^2} (1-n') (1+n' + ha^2) \right]}{\sqrt{-b_{1,n'}^2}} \times \quad (20)$$

$$\times I_{|1-n'|} \left[\left| \left(\sqrt{-b_{1,n'}^2} \right) a \right| \right] K_{|1-n'|} \left[\left| \left(\sqrt{-b_{1,n'}^2} \right) a \right| \right].$$

(20)-dəki cəmdə $\{1, 0 \rightarrow -1, 0\}$ qadağan olunmuş keçiddir.

Aşağıdakı Şəkil 2-də isə $\{n, \kappa \rightarrow n' \kappa'\} \Rightarrow \{1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidi

üçün fonon-pol-yaronun keçid tezliyinin adsız NB-nun r_0/r_p radiusundan asılılıq qrafiki verilmişdir:



Şəkil 2.

Maqnit sahəsinin 1, 500, 1000 Oe qiymətlərində həyəcanlaşmış elektronun $\{n, \kappa \rightarrow n' \kappa'\} \rightarrow \{1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidinə uyğun keçid tezliyinin NB-nun adsız

r_0/r_p radiusundan asılılıq qrafikləri: a) bütöv xətt- $H=1$ Oe, b)qırıq xətt

$H=500$ Oe, c) nöqtəvi xətt $H=1000$ Oe qiymətlərinə uyğundur. Rezonans

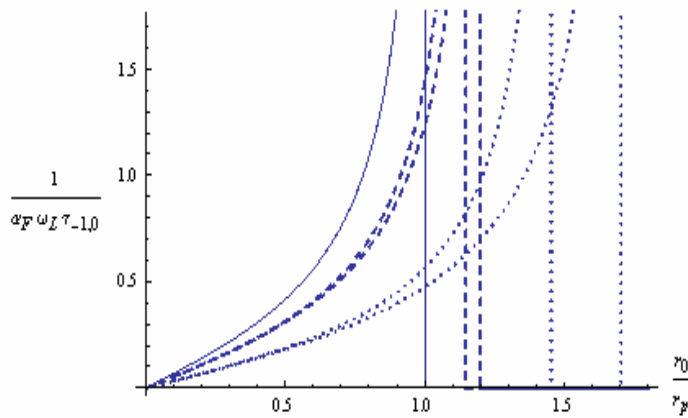
nöqtələri $a = 1, 1.2, 1.7$ maqnit sahəsinin 1, 500, 1000Oe qiymətlərinə uyğundur.

Şəkil 2-dən göründüyü kimi, $\{1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidi üçün NB-nun adsız $a = r_0/r_p$ radiusunun artması ilə maqnit sahəsinin $H=1, 500, 1000$ Oe giymətlərinə uyğun olaraq üç rezonans əyrisi müşahidə olunur. Bu əyrilərin rezonans nöqtələri uyğun olaraq $a = 1, 1.2, 1.7$ nöqtələrində yerləşiblər. Maqnit sahəsinin verilmiş qiymətində a parametrinin artması ilə həyəcanlanmış elektronun aşağı hallara keçid tezliyi artır. Başqa sözlə desək fonon-

polyaronun yaşama müddəti azalır. Qeyd edək ki, $\{n = 1 \rightarrow n' = -1\}$ qadağan olunmuş keçiddir.

Maqnit sahəsinin 1, 500, 1000Oe qiymətlərində Şəkil 1 və 2-də verilən $\{1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ və $\{-1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidlərinə uyğun rezonans əyrilərinin eyni bir şəkildə birgə təsviri Şəkil 3 –də verilmişdir. Belə təsvirdə məqsəd Şəkil 1 və 2-dəki əyrilərin bir-birinə nəzərən vəziyyətinə görə Şəkil 3–də verilən müxtəlif relaksasiya proseslərinə mübadilə qarşılıqlı əlaqəsinin təsirini düzgün qiymətləndirmək və həm də NB-nun radiusundan, maqnit sahəsindən asılı olaraq belə proseslərə məxsus olan qanuna uyğunluqları müəyyən etməkdir.

Şəkil 1 və 2-də verilən rezonans əyrilər arasındakı a -ya görə məsafə Şəkil 3-də $\varepsilon_{-1,0} - \varepsilon_{0,0} < \varepsilon_{1,0} - \varepsilon_{0,0}$ bərabərsizliyinə uyğun olaraq tənzimlənir.



Şəkil 3-dəki əyrilərin bir-birinə nəzərən vəziyyətlərinin müqayisəsindən irəli gələn nəticələrə nəzər salaq.

Şəkil 3.

Həyəcanlanmış elektronun $\{-1, 0 \rightarrow 0, 0\}$, $\{1, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidlərinə uyğun tezliklərin NB-nun adsız r_0/r_p radiusundan asılılıq qrafikləri: a) bütöv xəttlər maqnit sahəsinin $H=1\text{Oe}$, b) qırıq xəttlər $H=500\text{Oe}$, c) nöqtəvi xəttlər $H=1000\text{Oe}$ qiymətlərinə uyğundur.

Şəkil 3-dəki rezonans əyriləri (soldan sağa) 3 sayda cütlükdə qruplaşılırlar. 1-ci, 2-ci və 3-cü cütlükdəki əyrilər maqnit sahəsinin $H=1, 500, 1000\text{Oe}$ qiymətlərinə uyğundurlar. 1-ci cütlükdəki $H=1\text{Oe}$ -yə uyğun rezonans əyriləri isə NB-nun adsız r_0/r_p radiusu-

nun bütün qiymətlərində üst-üstə düşürlər. Buna səbəb Şəkil 1 və 2-dəki $H=1\text{Oe}$ -ə uyğun əyrilərin rezonans nöqtələrinin eyni $a=1$ olmasıdır. Bu səbəbdən şəkil 3-də ümumilikdə 5 sayda rezonans əyrisi müşahidə olunur.

Digər tərəfdən maqnit sahəsinin $H=1\text{Oe}$ qiymətində mübadilə qarşılıqlı əlaqəsinin təsiri çox kiçik olduğundan r_0/r_p -nın artması ilə birinci cütlikdəki əyrilər arasındakı məsafə sıfırdan fərqli olmur. Buna səbəb isə $H=1\text{Oe}$ cüzi qiymətində mübadilə qarşılıqlı təsirinin çox kiçik olmasıdır. Maqnit sahəsinin artması 2-ci və 3-cü cütlikdəki əyrilər arasındakı üfqi istiqamətdə olan məsafənin artmasına səbəb olur. Bu fakt isə maqnit sahəsi artdıqca mübadilə qarşılıqlı təsirin artması ilə bağlıdır. Başqa sözlə desək maqnit sahəsi artdıqca rezonans əyriləri üfqi istiqamətdə sağa doğru sürüşür.

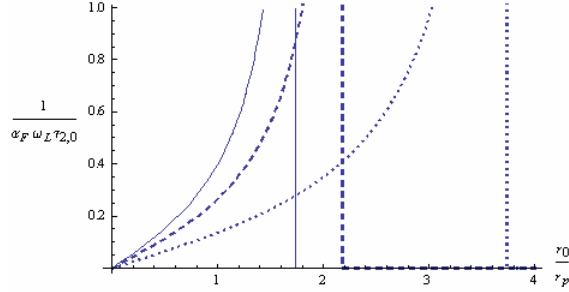
NB-nun radiusunun verilmiş qiymətində maqnit sahəsinin (yuxarıdan aşağı) artması ilə fonon-polyaronun yaşama müddəti artır. Maqnit sahəsinin verilmiş qiymətində isə NB-nun radiusunun artması ilə fonon-polyaronun yaşama müddəti azalır.

İndi $\{n=2, k=0\}$ olan halı araşdıraraq. Bu hal üçün $\{n=2 \rightarrow n'=-2\}$ keçidi qadağan olunmuşdur. $\{n=2 \rightarrow n'=1, 0, -1\}$ keçidlərinə uyğun adsız $\frac{1}{\tau_{2,0} \alpha_F \omega_L}$ tezliyin ifadəsini verək:

$$\frac{1}{\tau_{2,0} \alpha_F \omega_L} = \sum_{n'=-1}^1 \frac{2\theta \left[-1 + \frac{1}{4} \left(\frac{3\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A + 3B} + \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A - B} \right) \frac{1}{a^2} (2-n')(2+n'+ha^2) \right]}{\sqrt{-b_{2,n'}^2}} \times \quad (21)$$

$$\times I_{|2-n'|} \left[\left| \left(\sqrt{-b_{2,n'}^2} \right) a \right| \right] K_{|2-n'|} \left[\left| \left(\sqrt{-b_{2,n'}^2} \right) a \right| \right].$$

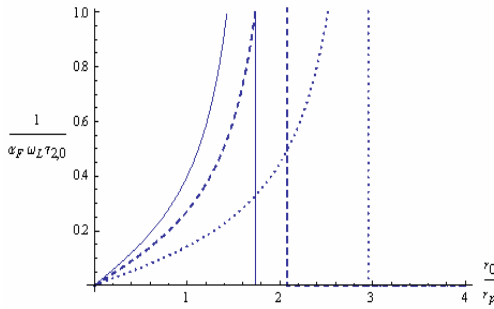
Mümkün olan $\{n=2 \rightarrow n'=-1, 0, 1\}$ keçidlərin hər biri üçün maqnit sahəsinin 1, 500, 1000Oe qiymətlərində NB-nun radiusundan asılılıq qrafikləri qurulmuşdur. Aşağıdakı Şəkil 4, 5, 6-da ardıcıl olaraq $\{n=2 \rightarrow n'=-1\}$, $\{n=2 \rightarrow n'=0\}$ və $\{n=2 \rightarrow n'=1\}$ keçidlərinə uyğun relaksasiya proseslərini əks etdirən qrafiklər verilmişdir. Şəkil 4-də maqnit sahəsinin 1, 500, 1000 qiymətləri üçün $\{2, 0 \rightarrow -1, 0\}$ keçidinə uyğun verilən əyrilərin rezonans nöqtələri uyğun olaraq $a=1.74, 2.2, 3.72$ nöqtələrində yerləşiblər



Şəkil 4.

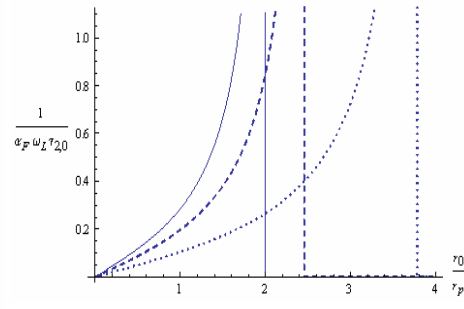
Maqhit sahəsinin 1, 500, 1000Oe qiymətlərində həyəcanlaşmış elektronun $\{n, \kappa \rightarrow n' \kappa'\} \rightarrow \{2, 0 \rightarrow -1, 0\}$ relaksasiya prosesinə uyğun keçid tezliyinin NB-nun adsız r_0/r_p radiusundan asılılıq qrafikləri: a) bütöv xətt- $H=1\text{Oe}$, b) qırıq xətt- $H=500\text{Oe}$, c) nöqtəvi xətt- $H=1000\text{Oe}$ qiymətlərinə uyğundur.

Şəkil 5-də maqnit sahəsinin 1, 500, 1000 qiymətlərində $\{2, 0 \rightarrow 1, 0\}$ keçidi üçün verilən ayrılərin rezonans nöqtələri uyğun olaraq $a = 1.73$, 2.08, 2.97 nöqtələrində yerləşiblər. Şəkil 4 və 5-dəki ayrılər arasındakı məsafə $\varepsilon_{2,0} - \varepsilon_{-1,0} < \varepsilon_{2,0} - \varepsilon_{1,0}$ bərabərsizliyinə uyğun tənzimlənir.



Şəkil 5.

Maqhit sahəsinin 1, 500, 1000Oe qiymətlərində həyəcanlaşmış elektronun $\{n, \kappa \rightarrow n' \kappa'\} \rightarrow \{2, 0 \rightarrow 1, 0\}$ relaksasiya prosesinə uyğun keçid tezliyinin NB-nun adsız r_0/r_p radiusundan asılılıq qrafikləri: a) bütöv xətt $H=1\text{Oe}$ b) qırıq xətt $H=500\text{Oe}$, c) nöqtəvi xətt $H=1000\text{Oe}$ uyğundur.



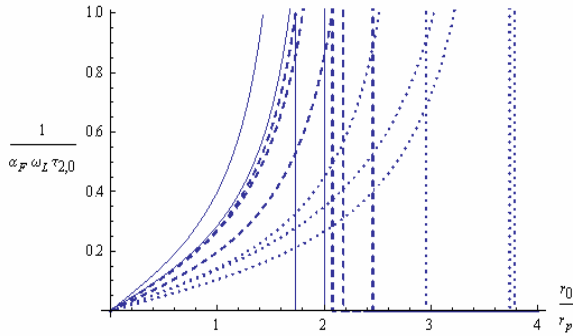
Şəkil 6.

Maqhit sahəsinin 1, 500, 1000Oe qiymətlərində həyəcanlaşmış elektronun $\{n, \kappa \rightarrow n' \kappa'\} \rightarrow \{2, 0 \rightarrow 0, 0\}$ relaksasiya prosesinə uyğun keçid tezliyinin NB-nun adsız r_0/r_p radiusundan asılılıq qrafikləri: a) bütöv xətt $H=1\text{Oe}$ b) qırıq xətt $H=500\text{Oe}$, c) nöqtəvi xətt $H=1000\text{Oe}$ qiymətlərinə uyğundur.

Şəkil 6-da maqnit sahəsinin 1, 500, 1000 qiymətləri üçün $\{2, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidinə uyğun verilən əyrilərin rezonans nöqtələri uyğun olaraq $a = 2, 2.42, 3.8$ nöqtələrində yerləşiblər.

Şəkil 5 və 6-dakı əyrilər arasındakı məsafə $\varepsilon_{2,0} - \varepsilon_{0,0} < \varepsilon_{2,0} - \varepsilon_{-1,0}$ bərabərsizliyinə uyğun tənzimlənir. Şəkil 4, 5 və 6-da ayrılıqda verilən $\{2, 0 \rightarrow -1, 0\}$, $\{2, 0 \rightarrow 1, 0\}$, $\{2, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidlərinə uyğun rezonans əyriləri şəkil 7-də birlikdə təsvir edilmişdir. Qeyd edək ki, 1) $\{2, 0 \rightarrow -1, 0\}$, 2) $\{2, 0 \rightarrow 1, 0\}$, 3) $\{2, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidlərinin hər biri üçün rezonans əyriləri maqnit sahəsinin 1, 500, 1000 Oe qiymətində hesablanmışdır.

Şəkil 7-də rezonans əyriləri 3 sayda üçlükdə (soldan sağa) qruplaşılıblar. a -ya görə rezonans nöqtələrinin vəziyyətləri: 1a) $\{2, 0 \rightarrow -1, 0\}$ üçün 1.74, 2.2, 3.72; 2a) $\{2, 0 \rightarrow 1, 0\}$ üçün 1.73, 2.08, 2.97; 3a) $\{2, 0 \rightarrow 0, 0\}$ üçün 2, 2.42, 3.8 ədədlərinə uyğundur. Ümumilikdə Şəkil 7-də 9 ədəd əvəzinə 8 ədəd rezonans əyrisi müşahidə olunur. Rezonans əyrilərinin a -ya görə qiymətlərinin müqayisəsindən məlum olur ki, buna səbəb $H=1$ olduqda $\{2, 0 \rightarrow -1, 0\}$, $\{2, 0 \rightarrow 1, 0\}$ keçidləri üçün $a=1.74$ və $a=1.73$ rezonans nöqtələrinin qiymətlərinin bir-birinə çox yaxın olmasıdır.



Bu isə $H=1\text{Oe}$ olduğundan mübadilə qarşılıqlı təsirinin çox kiçik olmasından irəli gəlir. Maqnit sahəsi olmadıqda isə $\{-1, 0\}$ və $\{1, 0\}$ hallarının cirləşmiş olduğunu nəzərə alsaq alınan belə nəticə özünü doğruldur.

Şəkil 7.

Həyəcanlaşmış elektronun $\{2, 0 \rightarrow -1, 0\}$, $\{2, 0 \rightarrow 1, 0\}$, $\{2, 0 \rightarrow 0, 0\}$ keçidlərinə uyğun tezliklərin NB-nun adsız r_0/r_p radiusundan asılılıq qrafikləri: a) bütöv xətlər $H=1\text{Oe}$, b) qırıq xətlər $H=500\text{Oe}$, c) nöqtəvi xətlər $H=1000\text{Oe}$ qiymətlərinə uyğundur. $\{n=2, \kappa=0\} \rightarrow \{n=-2, \kappa=0\}$ qadağan olunmuş keçiddir.

Səkil 4, 5, 6-dakı rezonans əyrilərinə görə və həm də şəkil 7-dəki rezonans əyrilərinin bir-birinə nəzərən vəziyyətinə görə irəli gələn nəticələri şəkil 1, 2, 3 üçün olan nəticələrə uyğundur. Qeyd edək ki, $n \rightarrow n'$ keçidində maqnit sahəsinin artması ilə rezonans əyriləri arasındakı üfqı istiqamətdə a -ya görə məsafələr daha sürətlə artır.

Şəkil 7-dəki əyrilərin bir-birinə nəzərən vəziyyətindən görünür ki, alt zonaların sayının artması ilə əyrilər arasındakı üfqı istiqamətdə məsafə də artır. Belə vəziyyət isə orbital maqnetizmin hesabına yaranır.

$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ nümunəsi üçün aparılan ədədi hesablamalar zamanı parametrlərin aşağıdakı qiymətlərindən istifadə olunmuşdur: $x=0.066$, $\hbar\omega_L = 16.8$ meV, $\epsilon_0 = 28.5$, $\epsilon_\infty = 13$, $T = 1\text{ K}$, $P = 5.09 \cdot 10^{-8} \text{ eVsm}$, $N_0\alpha = -0.32 \text{ eV}$, $N_0\beta = 0.92 \text{ eV}$, $\epsilon_g = 24 \text{ meV}$, $\bar{g} = 2$, $S = 5/2$, $m_0 = 9.1 \times 10^{-28} \text{ qr.}$, $e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ SQSE}$, $c = 3 \times 10^{10} \text{ sm /san}$, $k_0 = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg / K}$, $\hbar = 1.05 \times 10^{-27} \text{ erq.san}$.

ALINAN NƏTİCƏLƏR

Maqnit sahəsinin verilmiş qiymətində NB-nun adsız $a = r_0/r_p$ radiusunun artması ilə fonon-polyaronun yaşama müddətinin azalması bütün şəkillərdəki üç əyrinin maqnit sahəsinin verilmiş 1, 500, 1000 Oe qiymətlərinə uyğundur. NB-nun adsız $a = r_0/r_p$ radiusunun verilmiş qiymətində maqnit sahəsinin artması ilə fonon-polyaronun yaşama müddəti artır.

Əyrilərin müəyyən nöqtədə qırılması (sıçrayışa uğraması) rezonans nöqtələrinə uyğundur. Şəkillərdən aydındır ki, maqnit sahəsinin hər bir qiymətinin özünə məxsus olan rezonans nöqtəsi vardır. Maqnit sahəsinin artması rezonans nöqtələrini üfqı istiqamətdə NB-nun $a = r_0/r_p$ -nın azalması istiqamətində sürüşdürür. Maqnit sahəsinin artması ilə rezonans nöqtəsi NB radiusunun böyük qiymətlərinə doğru yerini dəyişir.

Rezonans əyrilər arasındakı üfqı istiqamətdə a -ya görə məsafə isə onlara məxsus keçidlər arasındakı enerji məsafəsinə uyğun olaraq tənzimlənir. YMYK NB-nun əsas fərqli xüsusiyyəti tədqiq olunan effektin xarici maqnit sahəsindən güclü asılı olmasıdır.

Xüsusilə geyd edək ki, mübadilə qarşılıqlı əlaqəsinin təsiri fonon-polyaronun yaşama müddətinə zəif maqnit sahələrində də əhəmiyyətli dərəcədə təsir edir.

Müəllif prof. F.M.Haşımzadəyə işin yerinə yetirildiyi müddətdə diqqətinə və faydalı məsləhətlərinə görə öz minnətdarlığını bildirir.

1. I.Zutic, J.Fabian and S.Das Sarma, *Spintronics: Fundamentals and applications*, *Rev. Modern Phys.*, 76 (2004) 323-410.

2. Semiconductors and Semimetals: Diluted Magnetic Semiconductors, 25, DP-1988, 462.

3. Полумагнитные полупроводники, Под редакцией Я.Фурдыны и Я.Косуца. Москва, изд. Мир, (1992) 496.

4. P.Pfeffer, W.Zawadzki, *Interband Resonant Polarons in the Semimagnetic Zero-Gap Semiconductor $Hg_{1-x}Mn_xTe$* , *Physical Review Letters*, **61** (1988) 762–765.

5. P.Pfeffer, *Interband, intraband and spin-flip polarons in the zero-gap semiconductor $Hg_{1-x}Mn_xTe$* , *Semiconductor Science Technology*, **5** (1990) S295-S298.

6. S.M.Seyid-Rzayeva, *Influence of Exchange Interaction on Phonon polaron properties in Diluted Magnetic Semiconductors*, *Japanese Journal of Applied Physics*, 50 (2011) 05FE09 (1-3).

7. N.M.Guseinov, K.A.Rustamov and S.M.Seyid-Rzayeva, *The Polaron Effects and Relaxation of Non-Equilibrium Electrons in the Quasi-Two Dimensional Systems*, *Modern Physics Letters B*, **5** (1991)139-149.

8. O.Verzelen, R.Ferreira, G.Bastard, *Polaron lifetime and energy relaxation in semiconductor quantum dots*, *Phys. Rev., B*, **62** (2000) R 4809–4812.

9. O.Verzelen, R.Ferreira, G.Bastard, T.Inoshita, H.Sakaki, *Polaron Effects in Quantum Dots*, *Physica Status Solidi (a)*, **190** (2002) 213-219.

10. O.Verzelen, R.Ferreira, G.Bastard, S.Hameau, E.Deleporte, Y.Guldner, H.Sakaki, T.Inoshita, *Polarons and energy relaxation in quantum dots*, *Physica B*, **316** (2002) 1-7.

11. F.M.Hashimzade, A.M.Babayev, B.H.Mehdiyev, *Rashba spin-orbit coupling effects in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ quantum dots*, *Physical Review B*, **73** (2006) 245321(1-10).

12. S.M.Seyid-Rzayeva, *Phonon-polaron effect in diluted magnetic semiconductor nanotubes*, *Physica E*, **44** (2012) 1945-1949.

13. И.И.Ляпилин, И.М.Цидильковский, *Узкощелевые полупроводники, УФН*, **146** (1985) 35-72.
14. N.M.Guseinov, O.Z.Alekperov, S.S.Guseinova, *Polaron in the Single-Walled Polar Nanotube, Modern Physics Letters B*, **20** (2006) 1771-1776.
15. P.J.Price, *Two dimensional electron transport in semiconductor layers, Ann. Phys.*, **133** (1981) 217-239.
16. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик, *Таблицы интегралов и сумм, рядов и произведений, Изд. Наука, Москва*, (1971) 1108.

THE RELAXATION OF PHONON-POLARON ENERGY IN SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTING NANOTUBE

S.M.SEYID-RZAYEVA

The energy relaxation processes for the non-equilibrium fonon-polaron has been studied on the surface of semimagnetic semiconductor (SMSC) nanotube (NT) with the emission of one optical phonons at low temperatures. The general analytical expressions has been obtained for the life time of the fonon-polaron in arbitrary value of the dimensionless r_0/r_p ratio taking into account the transitions between spin-down (spin $\downarrow$) subbands of the size-quantization.

It has been determined that for a given value of the magnetic field with increasing NT radius the phonon-polaron lifetime has decreased. However, at a given radius of NT with increasing magnetic field the phonon polaron lifetime has increased.

РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГИИ ФОНОННОГО ПОЛЯРОНА В ПОЛУМАГНИТНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАНОТРУБКЕ

С.М.СЕИД-РЗАЕВА

Решена задача о релаксации энергии возбужденного фононного полярона в магнитном поле на поверхности полумагнитной полупроводниковой (ПМП) нанотрубки (НТ) с испусканием оптического фонона при низких температурах с учетом межподзонных переходов размерного квантования (спин $\downarrow$).

На основе проведенных вычислений получены зависимости времени жизни фононного полярона от безразмерного радиуса НТ r_0/r_p . Установлено, что при заданном значении магнитного поля с увеличением радиуса НТ r_0/r_p время жизни фононного полярона уменьшается. Однако при заданном значении радиуса НТ r_0/r_p с увеличением магнитного поля время жизни фононного полярона увеличивается.

Редактор: Ф.Гашимзаде

УДК 07.77-n; 07.77.-Ka; 29.40Wk

ЕМКОСТНЫЕ СВОЙСТВА МИКРОПИКСЕЛЬНЫХ ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ

Э.А.ДЖАФАРОВА, З.А.ИСКЕНДЕРЗАДЕ*,
А.А.ДОВЛАТОВ,
Л.А.АЛИЕВА

Институт физики НАН Азербайджана

AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33

**Азербайджанский Технический Университет*

AZ 1073, Баку, пр. Г.Джавида, 25

celmira 1@rambler.ru

поступила: 01.02.2013

принята к печати: 16.02.2013

Ключевые слова: р-п переход,
лавинный фотодиод, слой
объемного заряда (СОЗ),
емкость.

РЕФЕРАТ

Исследованы емкостные свойства лавинных фотодиодов (MAPD-3N) с глубоко погруженным расположением микропикселей. Показано, что измеряемая величина емкости в зависимости от напряжения смещения (положительный потенциал приложен к подложке n-Si) складывается из емкости последовательно соединенных трех р-п переходов, два из которых (верхний и нижний) включены в обратном направлении, а средний р-п переход - в прямом направлении. Определены ширина слоя объемного заряда (СОЗ) n^+ -р перехода, концентрация ионизованных акцепторов, а также напряженность электрического поля в СОЗ.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с новыми технологическими достижениями в последние годы появилась возможность создания новых, высокотехнологичных, сравнительно недорогих фотодетекторов с высокой чувствительностью и эффективностью детектирования фотонов. Разработанные в последнее время микропиксельные лавинные фотодиоды (в английской литературе MAPD – micropixel avalanche photodiode) [1] имеют высокий коэффициент внутреннего умножения ($\sim 10^5$) и по сравнению с

существующими вакуумными фотоэлектрическими усилителями (ФЭУ) более компактны, обладают высокой эффективностью фотодетектирования (30%), не чувствительны к воздействию магнитного поля, работают при низких рабочих напряжениях. MAPD находят широкое применение при создании приборов и оборудования для научных исследований, приборах радиационного контроля, оборудования для медицины и медицинских исследований и многих других областях, где требуются сверхчувствительные фотодетекторы. В сочетании с различными сцинтилляционными кристаллами MAPD могут быть использованы для создания координатно-чувствительных детекторов элементарных частиц и γ -излучения.

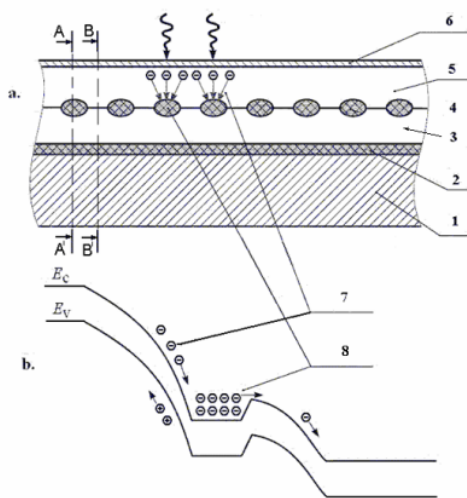
В работах [2-4] были исследованы фотоэлектрические свойства MAPD, такие как коэффициент умножения, эффективность детектирования фотонов, температурная зависимость коэффициента усиления, фактор избыточного шума и т.п. В [5] обсуждаются принципы работы двух типов MAPD с поверхностным и глубоко погруженным расположением пикселей, изучены диапазоны линейности их фотоотклика. Для MAPD с глубоко погруженным расположением пикселей было показано, что в ходе развития лавинного процесса часть умноженного заряда накапливается в потенциальной яме пикселя и стекает в подложку после прохождения основного заряда лавины. Процесс накопления заряда в потенциальной яме является основным процессом в механизме формирования отрицательной обратной связи данной структуры.

Представлял интерес исследовать физические процессы, происходящие в этих сложных многослойных структурах, изучить влияние приложенного напряжения на параметры созданных переходов, оценить вклад емкости каждого р-п перехода в общую измеряемую емкость структуры. С этой целью было исследовано влияние внешнего электрического поля на емкость MAPD-3N диодов.

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Исследуемые диоды были изготовлены на n-Si с $\rho \sim 10 \div 20 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. (Рис.1.а) Для улучшения однородности поля на поверхности n-Si (1) предварительно был сформирован тонкий слой n^+ -типа (2) путем ионного легирования мышьяком. Выбор ионов мышьяка вместо традиционного фосфора связан с его низкой скоростью диффузии при осаждении эпитаксиальных слоев. Далее осуществлялось выращивание первого эпитаксиального слоя (3) толщиной 4мкм и $\rho = 7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Затем с помощью фотолитографии путем ионного легирования мышьяком формировалась матрица n^+ -областей (4). Далее выращивался второй эпитаксиальный слой p -типа (5) толщиной 4мкм и $\rho = 7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Высокопроводящий слой p^+ -типа (6) создавался путем ионного легирования бором, на него осаждались алюминиевые контакты.

Моделирование распределения примесей в данных структурах и результаты расчета распределения примесей по глубине изготовленного таким образом MAPD приведены в



[6]. Таким образом, путем проведенных технологических операций создаются три p - n перехода (сечение А-А') (Рис.1а): n^+ - p , p - n^+_{px} , n^+_{px} - p , а в сечении В-В' структуры, не проходящей через области n^+_{px} , имеется один p - n переход, расположенный на границе подложки с эпитаксиальным слоем (n^+ - p). На Рис.1b представлена диаграмма энергетических уровней для сечения А-А'.

Рис.1.

Поперечный разрез MAPD-3N с глубоко расположенными пикселями (а); энергетическая диаграмма по сечению А-А' (б): 7-область формирования лавины; 8-потенциальная яма прямосмещенного p - n^+_{px} перехода.

Схема установки для измерения емкости представлена на Рис.2. Исследовалась зависимость емкости MAPD от питающего напряжения смещения. Установка предварительно калибровалась с помощью стандартных прецизионных конденсаторов, помещенных в схему вместо фотодиода. По амплитуде падения напряжения на нагрузке R_n (измеряется с помощью осциллографа) определялась амплитуда переменного тока, протекающего через реактивное сопротивление емкости, когда к структуре прикладывалось малое возмущающее переменное напряжение $\sim 50\text{мВ}$ при частоте $f=10\text{МГц}$. Источником переменного напряжения служил генератор Tektronix AFG3022B.

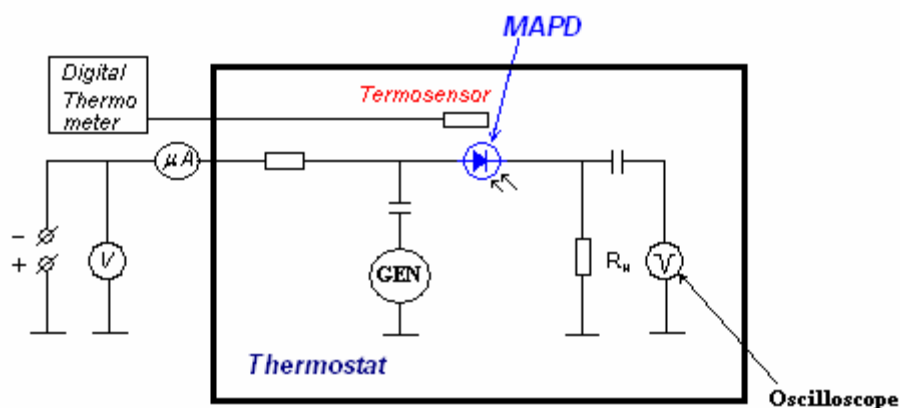


Рис. 2.

Схема установки для измерения зависимости электрической емкости MAPD от напряжения смещения.

При включении исследуемого фотодиода в цепь наблюдается уменьшение амплитуды переменного напряжения на нагрузке с ростом напряжения питания на фотодиоде, что свидетельствует об уменьшении емкости фотодиода. Используя калибровочную кривую и значение амплитуды переменного напряжения на нагрузке, соответствующей приложенному постоянному напряжению смещения фотодетектора ($U_{обр}$), строится зависимость емкости MAPD от $U_{обр}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как известно, при получении р-п перехода методом эпитаксиального наращивания слоя должно иметь место резкое изменение распределения концентрации ионизованных примесей в р-п переходе. При этом зависимость барьерной емкости р-п перехода от приложенного напряжения описывается выражением:

$$C_{бар} = S \sqrt{\frac{q \epsilon \epsilon_0 N_{ион}}{2(U_D + U)}} \quad (1)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon=12$, ϵ_0 - диэлектрическая постоянная вакуума ($\epsilon_0=8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м), q - заряд электрона, $N_{ион}$ - концентрация ионизованных примесей, U_D - высота барьера, S - площадь р-п перехода.

На Рис.3 представлена типичная зависимость барьерной емкости фотодиода MAPD-3N от приложенного напряжения (при $T=300K$ и частоте переменного сигнала $f=10МГц$). В зависимости $C^{-2}=f(U_{обр})$ (Рис.4) при начальных значениях приложенного напряжения (до 16В) можно наблюдать три прямолинейных участка.

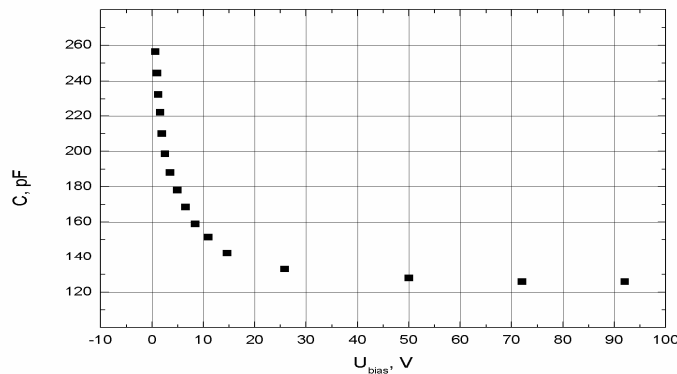


Рис.3.

Зависимость емкости MAPD-3N от приложенного напряжения (положительный потенциал на подложке n-Si).

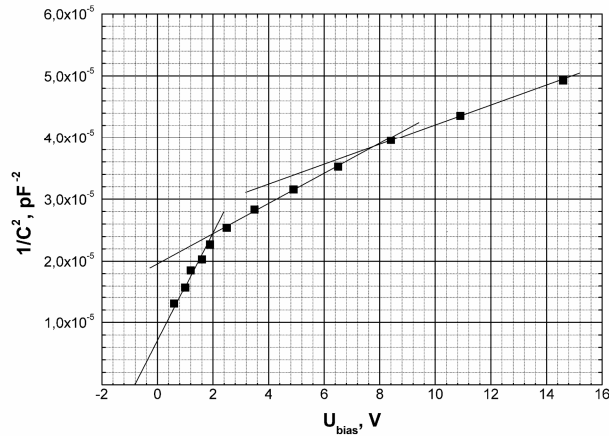


Рис.4.
Зависимость $1/C^2=f(U_{обр})$ для MAPD-3N.

Концентрация ионизованных акцепторов, вычисленная из этих наклонов по формуле (1), составляет: $N_A=3.35 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ – для 1-го участка, где ширина COЗ $W < 1 \text{ мкм}$, $7.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для 2-го участка, $W \sim 1.5 \text{ мкм}$ и $1.16 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для 3-го участка, $W \sim 3 \text{ мкм}$. Зависимость вычисленных значений концентрации акцепторных примесей от расстояния можно объяснить особенностями технологии выращивания эпитаксиального слоя р-типа на эпитаксиальном слое n^+ -типа.

Как уже отмечалось, в изготовленных по вышеуказанной технологии структурах имеются три р-п перехода (Рис.1). С ростом приложенного напряжения начинается обеднение носителями перехода, расположенного на границе подложки с эпитаксиальным слоем, далее обеднение достигает матрицы $n^+_{рх}$ областей и напряжение частично смещает $p-n^+_{рх}$ переход в прямом направлении. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к полному обеднению носителями всего эпитаксиального слоя р-типа проводимости. Таким образом, оба эпитаксиальных слоя р-типа полностью обедняются, при этом области $n^+_{рх}$, имеющие большую концентрацию примесей, обедняются частично.

В процессе эксперимента измеряется общая емкость структуры и, как уже отмечалось выше, эквивалентная схема

структуры состоит из емкостей трех последовательно соединенных р-п переходов C_1 , C_2 , C_3 и для общей емкости выражение имеет вид $C_{\text{общ}}^{-1} = C_1^{-1} + C_2^{-1} + C_3^{-1}$, где C_1 – емкость первого n^+ -р – перехода, прилегающего к подложке, C_2 – емкость прямосмещенного р- n^+ _{рх} перехода, а C_3 – емкость n^+ _{рх}-р – перехода. Емкость прямосмещенного перехода с ростом напряжения возрастает и ее вклад в общую емкость становится пренебрежимо малым. Поэтому $C_{\text{общ}}^{-1} \approx C_1^{-1} + C_3^{-1}$. Так как концентрация акцепторов в эпитаксиальных слоях и толщина слоев практически одинаковая [6], то емкость первого n^+ -р – перехода и третьего n^+ _{рх}-р – перехода примерно равны $C_1 \approx C_3$, отсюда $C_{\text{общ}} \approx 1/2C_1$. Вышесказанное позволяет заключить, что измеряемая величина емкости приблизительно равна половине емкости первого n^+ -р – перехода, причем слой объемного заряда охватывает оба эпитаксиальных слоя р – типа. Вычисленное по формуле

$$W = \epsilon \epsilon_0 S / C_{\text{общ}}$$

значение ширины слоя объемного заряда при $U_{\text{обр}} = 91\text{В}$ составляет 7.6мкм.

Концентрация ионизованных акцепторов, вычисленная из формулы (1) при значении обратного напряжения выше 8В, равна $N_A = 1.16 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$, что приблизительно совпадает с концентрацией эпитаксиального р-слоя, предусмотренной в технологическом маршруте.

Высота потенциального барьера n^+ -р-перехода, найденная из экстраполяции зависимости $C^{-2} = f(U_{\text{обр}})$ (Рис.4, 1-й участок) к нулю напряжений, составляет примерно 0.8В.

Известно, что напряжение, приложенное к структуре, распределяется между слоем объемного заряда (СОЗ) и базовой областью (n-Si). Так как слой объемного заряда имеет сопротивление, значительно превышающее сопротивление подложки n-Si, то все приложенное напряжение падает на слое СОЗ. Исходя из этого, была оценена величина напряженности электрического поля в р⁺-п переходе MAPD-3N. Среднее значение напряженности электрического поля с ростом приложенного напряжения $U_{\text{обр}}$ будет возрастать $E_{\text{ср}} = U_{\text{обр}}/W$ и при $U_{\text{обр}} = 91\text{В}$ достигает значения $E_{\text{ср}} = 1.2 \cdot 10^7 \text{В/м}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что изменение емкости микропиксельных лавинных фотодиодов, состоящих из трех р-п переходов, с приложенным напряжением (положительный потенциал на подложке n-Si) происходит, в основном, за счет обеднения n^+ -р- перехода, прилегающего к подложке, и n^+ _{рх}-р-перехода пикселя. Вычислена ширина слоя объемного заряда, которая совпадает с суммарной шириной двух эпитаксиальных р- слоев, концентрация ионизованных акцепторов в этих слоях, а также средняя напряженность электрического поля в слое объемного заряда.

1. З.Я.Садыгов. *Микроканальный лавинный фотодиод, Патент России №2316848*, приоритет от 01.06.2006.
2. N.V.Anfimov, I.Chirikov-Zorin, A.A.Dovlatov et al. *Beam test of Shashlyk EM calorimeter prototypes readout by novel MAPD with super high linearity*, Nucl. Instr. Meth. A., **617** (2010) 78–80.
3. Z.Y.Sadygov, F.Zerrouk, A.A.Dovlatov et al., *Performance of new mikro-pixel avalanche photodiodes from Zecotek Photonics*, Nucl. Instr. Meth. A, **610** (2009) 381-383.
4. А.А.Довлатов, *Исследование температурных свойств новых микропиксельных лавинных фотодиодов*, *Fizika*, **XV** № 2 (2009) 180-182.
5. З.Я.Садыгов, А.Г.Ольшевский, А.А.Довлатов и др., *Микроканальный лавинный фотодиод с широким диапазоном линейности*, *Письма в ЖТФ*, **36** №11 (2010) 83-89.
6. А.А.Довлатов, *Фотоэлектрические свойства микропиксельных лавинных фотодиодов*, *Диссертация на соискание степени доктора философии по физике*, 30.11.2011. 165 страниц.

MİKROPİKSELLİ SELVARİ FOTODİODLARIN TUTUM XASSƏLƏRİ

E.Ə.CƏFƏROVA, Z.Ə. İSGƏNDƏRZADƏ, Ə.A. DÖVLƏTOV,
L.Ə.ƏLİYEVƏ

Mikropiksellı selvari fotodiodların tutum xassələri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, tutumun ölçülən qiyməti (tətbiq olunan gərginlikdən asılı olaraq, müsbət potensial n- Si altlığına verilmişdir) ardıcıl birləşmiş üç p-n keçidin tutumları cəmindən ibarətdir. Onlardan ikisi (üst və alt keçidlər) əks istiqamətdə, ortadakı p-n keçid isə düz istiqamətdə qoşulmuşdur. Stukturun həcmi yüklər oblastının eni, ionlaşmış akseptorların konsentrasiyası, həmçinin keçiddə elektrik sahəsinin intensivliyi təyin olunmuşdur.

**THE CAPACITY PROPERTIES OF MICRO-PIXEL AVALANCHE
PHOTODIODES**

E.A.JAFAROVA, Z.A.ISKENDERZADE, A.A.DOVLATOV, L.A.ALIEVA

The capacity properties of micro-pixel avalanche photodiodes (MAPD-3N) with deeply buried pixels were investigated. The structure of MAPD-3N contains a matrix of deeply located of vertical $p-n-p-n$ junctions. It is shown that the measured capacitance value depending on the applied voltage (positive potential is applied to the substrate n-Si) is consists of three capacitance in series p-n junctions, of which two (upper and lower) are included in the opposite direction, and the middle p-n junction – in the forward direction. Determine the width of space-charge layer of structure, the concentration of ionized acceptors, and the electric field in the space-charge layer.

Редактор: З.Садыгов

УДК 535.341; 548.4.

**ЭФФЕКТ ХРИСТИАНСЕНА В ТВИСТ-ЯЧЕЙКЕ С
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОЛЛОИДОМ**

**Т.Д.ИБРАГИМОВ, Э.А. АЛЛАХВЕРДИЕВ,
Г.М.БАЙРАМОВ***

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33
Бакинский Государственный Университет*
AZ1148, Баку ул. З.Халилова, 23
tdibragimov@mail.ru*

поступила: 14.01.2013
принята к печати: 1.02.2013

Ключевые слова: двухчастотный
жидкий кристалл, оксид алюми-
ния, твист-эффект.

РЕФЕРАТ

Получен новый двухчастотный жидкий кристалл, состоящий из жидкого кристалла 5CB с положительной и двух жидких кристаллов C2 и H22 с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости. При этом диапазон нематической фазы смеси расширяется до $11 \div 65^\circ\text{C}$. Показана возможность селективной модуляции инфракрасного излучения посредством твист-ячейки с двухчастотным жидким кристаллом и частицами оксида алюминия.

ВВЕДЕНИЕ

Ориентированные слои нематических жидких кристаллов (ЖК) являются двулучепреломляющимися и характеризуются обыкновенным и необыкновенным коэффициентами преломления n_o и n_e . Электрическое поле изменяет ориентацию длинных молекул ЖК (эффект Фредерикса). При этом длинные оси молекул ЖК с положительной анизотропией диэлектрической проницаемости устанавливаются параллельно полю, а в ЖК с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости они устанавливаются перпендикулярно полю. Ранее [1] был предложен метод управляемой селективной фильтрации инфракрасного (ИК) излучения, основанного на сочетании эффекта Фредерикса и, так называемого,

эффекта Христиансена. Последний эффект возникает в достаточно прозрачной среде, в которой диспергированы частицы, размеры которых сравнимы с длиной волны падающего света. При этом система пропускает свет в узком диапазоне длин волн, где коэффициенты преломления вещества частиц и матрицы близки. Использование ЖК в качестве среды нахождения позволяет управлять полосой пропускания системы посредством приложенного к ней электрического поля. Применение данного эффекта возможно и при фиксированном значении приложенного поля, но при изменении его частоты [2]. При этом используется, так называемый, двухчастотный жидкий кристалл, который имеет положительную анизотропию диэлектрической проницаемости при низких частотах и отрицательную - при высоких частотах [3]. Эти две вариации одного и того же эффекта обобщены в работах [4-11]. В качестве материала частиц используется оксид алюминия, коэффициент преломления которого сильно меняется в инфракрасной области спектра.

Одним из широко используемых эффектов в ЖК является так называемый твист-эффект. Он возникает при условии того, что планарно-ориентированные молекулы ЖК на противоположных электродах перпендикулярны друг другу, а ЖК имеет положительную анизотропию диэлектрической проницаемости. При этом образуется закрученная структура, которая поворачивает плоскость поляризации вошедшего в нее линейно поляризованного света на угол $\pi/2$. В отсутствие поля твист-структура в параллельных поляроидах непрозрачна при распространении света по нормали к ограничивающим поверхностям. Если приложить электрическое поле выше порогового, то молекулы ЖК с положительной анизотропией диэлектрической проницаемости располагаются перпендикулярно поверхности, и ячейка становится прозрачной.

В настоящей работе приведены результаты исследования эффекта Христиансена в твист-ячейке с жидким кристаллом и частицами оксида алюминия.

Химически чистые куски оксида алюминия размалывались в агатовой ступке с небольшим добавлением спирта. Отдельные фракции частиц оксида алюминия определенных размеров выделялись по времени осаждения в стеклянной колонке с гексаном согласно соотношению $t=18h\eta(\rho_1-\rho_2)gd^2$, где h – высота колонки; η – коэффициент вязкости; ρ_1 и ρ_2 – плотности оксида алюминия и гексана; g – ускорение свободного падения; d – поперечный размер частицы. Полученные фракции сушились в вакууме 10^{-2} Торр при температуре 50°C в течение недели.

В качестве матрицы разработана смесь ЖК, проявляющая двухчастотную зависимость. Она состоит из трех компонентов: 4-*n*-пентил-4'-цианобифенил (5СВ), 4-гексилоксифениловый эфир-4'-гексилокси-3-нитробензойной кислоты (С2) и 4-бутил-4' (гексилоксифенилоксикарбонил)-фенилкарбонат (Н22) с мольным соотношением 1:1:1,5, соответственно. Наблюдения под поляризационным микроскопом показали, что смесь находится в нематической фазе в диапазоне температур $11\div 65^\circ\text{C}$.

Исследование частотной зависимости диэлектрической проницаемости смеси 5СВ-С2-Н22 проводилось в ячейках с подложками из проводящих стекол. При этом зависимости $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\parallel}$ смеси от частоты измерялись с рабочим напряжением 1В при планарной и гомеотропной ориентациях молекул ЖК, соответственно. Планарная ориентация молекул достигалась следующим образом. Полиамидный лак растворялся в диметилформамиде или диметилацетамиде (5%-ный раствор) и пропусклся через стеклянный фильтр. Для равномерного покрытия подложки лаком капля полученного раствора опускалась на поверхность пластинки, которая вращалась в центрифуге с частотой 3000об/мин. После высыхания растворителя в сушильном шкафу пластинки в течение получаса выдерживались при температуре 300°C . После этапа отжига (полимеризации) на поверхности подложки получалась прочная и равномерная пленка полиамидного лака. Затем пленка натиралась тканью. Для получения гомеотропной

ориентации молекул ЖК капля 1%-ного мыльного раствора в горячей (60°C) воде опускалась на горячую подложку со стороны электрода (SnO_2), которая вращалась в центрифуге с частотой 20с^{-1} . После этого подложка высушивалась в сушильном шкафу.

Ячейки для оптических измерений представляли собой “сэндвич”-структуру с проводящими кремниевыми подложками прозрачными в среднем ИК диапазоне. При этом подложки натирались в одном направлении. В колонке с гексаном на нижнюю кремниевую пластину осаждались частицы оксида алюминия. Затем подложка сушилась в течение 3 суток при температуре 40°C . Верхняя пластина накладывалась на диспергирующий слой, и обе пластины плотно прижимались. При этом преимущественное направление ориентации молекул ЖК (директор) на противоположных электродах было перпендикулярным друг другу. Толщина ячейки составляла 35мкм . Склеенная кювета заполнялась ЖК в изотропной фазе при температуре 70°C . Ячейка помещалась в термостатирующее приспособление, температура которого контролировалась прибором СТ-250. Переменное напряжение синусоидальной формы прикладывалось к ячейке посредством генератора ГЗ 109.

Спектры пропускания регистрировались на двухлучевом спектрофотометре ИКС-29 в диапазоне $4000\div 400\text{см}^{-1}$. Разрешение и точность определения частот не хуже 2см^{-1} . Излучение представляло собой параллельный пучок поляризованного света, который падал перпендикулярно плоскости ячейки. Для регистрации спектра пропускания системы частицы—ЖК в пучок сравнения спектрофотометра помещалась такая же ячейка, но без композита.

Коэффициенты преломления ЖК-матрицы вычислялись по интерференционной картине в спектре пропускания с использованием ИК поляризатора по известной методике [12].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 показана частотная зависимость диэлектрических проницаемостей $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\parallel}$ смеси 5СВ-С2-Н22 при температуре 23°C . Дисперсия $\epsilon_{\perp}$ происходит при очень высоких частотах

ЭФФЕКТ ХРИСТИАНСЕНА В ТВИСТ-ЯЧЕЙКЕ С
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОЛЛОИДОМ

(~ 1 МГц) и связана с релаксацией дипольных групп $-\text{COO}$. В частотной зависимости $\epsilon_{||}$ наблюдаются две дисперсии.

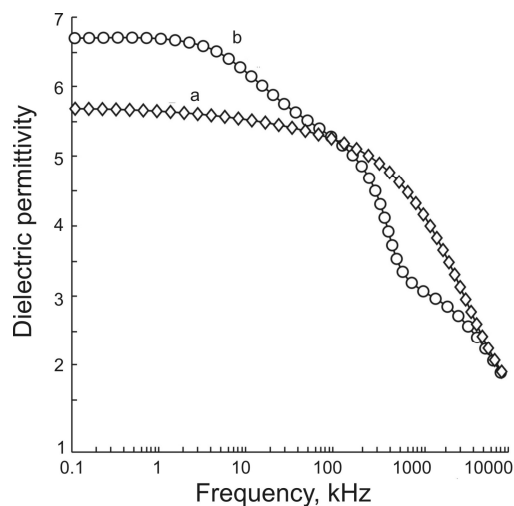


Рис. 1.

Частотная зависимость диэлектрических проницаемостей $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{||}$ смеси 5CB-C2-H22 при температуре 23°C.

Первая из них соответствует продольной составляющей группы $-\text{NO}_2$ и начинается непосредственно при низких частотах (~ 1 кГц). Вторая дисперсия происходит при частотах порядка 100 кГц и соответствует релаксации дипольной группы $-\text{C}\equiv\text{N}$. Точка пересечения дисперсионных кривых соответствует переходу смеси из состояния с положительной диэлектрической анизотропии в состояние с отрицательной и составляет 104 кГц при температуре 23°C. Оптимальные частоты для переключения смеси из состояния с положительной анизотропией диэлектрической проницаемости к отрицательной – 1 кГц и 1 МГц.

На Рис.2 приведен спектр пропускания смеси 5CB-C2-H22 при комнатной температуре.

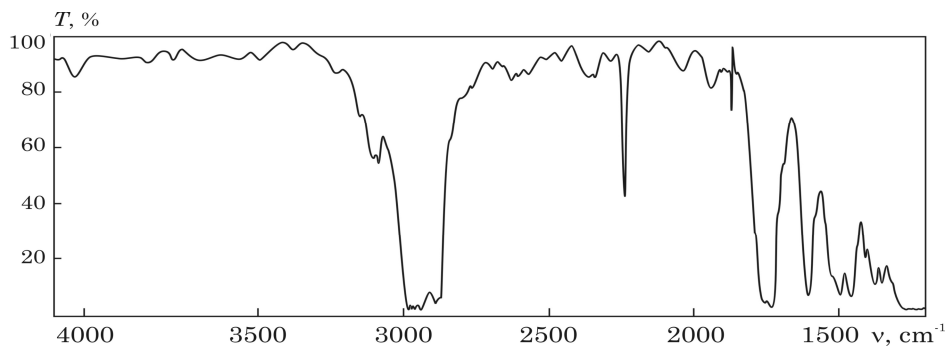


Рис.2.

Спектр пропускания смеси 5CB-C2-H22 при толщине слоя 35мкм и температуре 23°C.

Как видно, при малых толщинах она практически прозрачна до 1800см^{-1} , кроме серии полос $2800\div 3200\text{см}^{-1}$ и узкой полосы $2220\div 2250\text{см}^{-1}$. Согласно [2], эти полосы соответствуют колебаниям групп CH_2 , CH_3 и NO_2 . Вычислены обыкновенный (n_0) и необыкновенный (n_e) коэффициенты преломления из интерференционной картины в поляризованных спектрах пропускания смеси: $n_0=1.64$, $n_e=1.78$. Спектры ячейки толщиной 35мкм, на одну из подложек которой осажжены частицы оксида

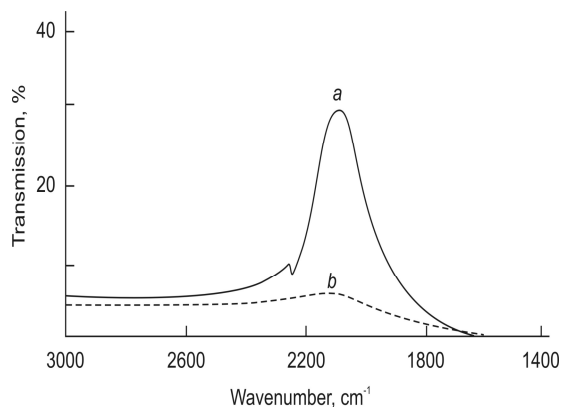


Рис.3.

Спектры экстинкции смеси 5CB-C2-H22 с частицами окиси алюминия при толщине твист-ячейки 35мкм и разных частотах приложенного электрического поля напряжением 9В: а - 1 кГц; б - 1 МГц.

алюминия со средним размером 15мкм, показаны на

Рис.3. При этом масса навески частиц подбиралась так, чтобы эффективная толщина слоя частиц составляла четыре монослоя. Напряжение, приложенное к ячейке, 9В.

ЭФФЕКТ ХРИСТИАНСЕНА В ТВИСТ-ЯЧЕЙКЕ С ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОЛЛОИДОМ

Как видно, при частоте напряжения 1кГц наблюдается полоса пропускания с максимумом 2154см^{-1} . Пропускание на длинноволновом крыле полосы определяется как рассеянием излучения дисперсной средой, так и поглощением материалом частиц, поэтому длинноволновой фон пропускания меньше, чем коротковолновой. Увеличение размера частиц приводит к уменьшению интенсивности и сужению полосы при одной и той же массе навески. Если же к ячейке приложить электрическое поле высокой частоты, то резкая полоса пропускания исчезает, и ячейка практически не пропускает свет. Указанные факты можно объяснить следующим образом. При низкой частоте приложенного электрического поля молекулы данного жидкого кристалла стремятся расположиться гомеотропно, так как он имеет положительную диэлектрическую анизотропию при этих частотах. При этом эффективный коэффициент преломления соответствует обыкновенному коэффициенту преломления n_o , но полной гомеотропной ориентации молекул ЖК мешают частицы окиси алюминия. Поэтому поляризованный свет проходит и наблюдается эффект Христиансена, но интенсивность максимума полосы пропускания небольшая. При приложении электрического поля высокой частоты смесь проявляет отрицательную диэлектрическую анизотропию. При этих частотах молекулы ЖК стремятся расположиться параллельно ячейке. Так как подложки обработаны так, чтобы возникал твист-эффект, то молекулы стремятся расположиться вблизи подложек согласно направлениям их обработки. Плоскость поляризации проходящего через структуру поляризованного света поворачивается на $\pi/2$, и он гасится при параллельных поляроидах, но его полного гашения не происходит из-за присутствия частиц окиси алюминия. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает их хорошее соответствие.

Таким образом, указанный эффект может служить основой для создания затворов и селективных модуляторов в ИК области спектра.

1. Т.Д.Ибрагимов, *Эффект Христиансена в системе малые частицы-жидкий кристалл. Журнал прикладной спектроскопии*, **76** (2009) 793-796.
2. T.D.Ibragimov, E.A.Allahverdiyev, G.M.Bayramov, and A.R.Imamaliyev, *Selective modulation of infrared radiation by an Al_2O_3 particles - liquid crystal system, Journal of Applied Spectroscopy*, **78** (2011) 445-449.
3. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, A.K.Mamedov. *Dielectric properties of dual-frequency liquid crystal 5CB- C2-H22, Azerbaijan Journal of Physics*, **18** No 1 (2012) 16-18.
4. T.D.Ibragimov, E.A.Allakhverdiyev, G.M.Bayramov, A.R.Imamaliyev, *Investigation of Christiansen effect in the small particles of aluminum oxide-liquid crystalline system. Azerbaijan Journal of Physics*, **17** No 1 (2011) 61-69.
5. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, *Novel type of tunable infrared filters based on the Al_2O_3 particles - liquid crystal system. Infrared Physics and Technology*, **55** No 1 (2012) 56-59.
6. Т.Д.Ибрагимов, Н.Д.Исмаилов. Э.А.Аллахвердиев, *Управляемый жидкокристаллический фильтр, Евразийский патент*, № 016161 (2012).
7. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, A.R.Imamaliyev, *Tunable filters on the base of the small particles-liquid crystal system, Book of abstracts of 13 Topical Meeting on the Optics of Liquid Crystals, Erice, Italy*, (2009) 26.
8. Т.Д.Ибрагимов, Г.М.Байрамов, А.Р.Имамалиев, *Коллоидно-жидкокристаллические композиты для двухполосной модуляции ИК излучения, Тезисы докладов XIII Национальной конференции по росту кристаллов, Москва, Россия*, (2008) 483.
9. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, A.R.Imamaliyev, *Christiansen effect in the small particles-liquid crystal system, Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Moscow, Russia*, (2009) 877.
10. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, A.R.Imamaliyev, *Tunable infrared filters on the base of the small particles-liquid crystal, Book of abstracts of 10 International Conference on Advanced Laser Technologies, Antalya, Turkey*, (2009) 206.

ЭФФЕКТ ХРИСТИАНСЕНА В ТВИСТ-ЯЧЕЙКЕ С
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМ КОЛЛОИДОМ

11. G.M.Bayramov, A.R.Imamaliyev, T.D.Ibragimov, Colloid-liquid crystalline composite with dual frequency operation. *Proceeding of VII International Conference "Liotropic Raman scattering in gallium"*.

12. T.D.Ibragimov, G.G.Kurbanova, V.S.Gorelik, *Selenide and sulfide films, Phys. Status Solidi (b)*, **155** (1989) 113—116.

**MAYE KRİSTAL KOLLOİDDƏN İBARƏT TVİST-YUVACIQDA
KRİSTİANSEN EFFEKTİ**

T.C.İBRAHİMOV, E.Ə.ALLAHVERDİYEV, Q.M.BAYRAMOV

Dielektrik nüfuzluğunun müsbət anizotropiyasına malik 5CB maye kristaldan və mənfi anizotropiyasına malik C2 və H22 iki maye kristaldan ibarət olan yeni iki tezlikli maye kristal işlənib hazırlanmışdır. Bu zaman qarışığın nematic halının temperatur diapazonu $11\div 65^{\circ}\text{C}$ -yə qədər genişlənməmişdir. İki tezlikli maye kristal və alüminium oksidi zərrəciklərindən ibarət tvist-yuvacıq vasitəsilə infraqırmızı şüalanmanın selektiv modulyasiyasının mümkünlüyü göstərilmişdir.

**CHRISTIENSEN EFFECT IN A TWIST-CELL WITH LIQUID-
CRYSTALLINE COLLOID**

T.D.IBRAGIMOV, E.A.ALLAHVERDIYEV, G.M.BAYRAMOV

The novel dual-frequency liquid crystal consisting from liquid crystal 5CB with positive dielectric anisotropy and two liquid crystals C2 and H22 with negative dielectric anisotropies has been developed. Meanwhile, the interval of the nematic phase of the mixture has extended within $11\div 65^{\circ}\text{C}$. Possibility of selective modulation of infrared radiation by means of a twist-cell with the dual - frequency liquid crystal and aluminum oxide particles has been shown.

Редактор: А.Мамедов

**СТРУКТУРА ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ
СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ As-Se-S и
As-Se-Te, ЛЕГИРОВАННЫХ САМАРИЕМ**

**Р.И.АЛЕКБЕРОВ, А.И.ИСАЕВ, С.И.МЕХТИЕВА,
Г.А.ИСАЕВА,
Г.Г.ГУСЕЙНОВ, А.С.АМИРОВ**

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр.Г.Джавида, 33
Rahim-14@mail.ru*

поступила: 14.01.2013
принята к печати: 1.02.2013

Ключевые слова: аморфные полу-
провод-ники, халькогениды, рент-
гендифракция

РЕФЕРАТ

Методом дифракции рентгеновских лучей исследована структура халькогенидных стекло-образных полупроводников As-Se-S и As-Se-Te, а также влияние на неё примесей самария. Наблюдаемые особенности дифракционной картины объяснены в рамках пустотно-кластерной модели Элиотта. Определены структурные параметры As-Se-S и As-Se-Te содержащие примеси самария.в.

ВВЕДЕНИЕ

Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) являются перспек-тивными материалами для применения в электронике и оптоэлектронике[1-4], что, в свою очередь, требует установления способов управления их электронными свойствами. Известно, что в ХСП материалах существует корреляция между физическими свойствами и структурой, которая зависит от технологического процесса изготовления образцов, от их химического состава, а также от наличия примесей. Указанные способы позволяют модифицировать структуры ХСП материалов и, таким образом, воздействовать на электронные и оптоэлектронные свойства.

В аморфных полупроводниках сохраняется ближний порядок (short-range order) с небольшим отклонением в

расположении атомов, свойственный кристаллам данного материала. Это приводит к исчезновению строгой периодичности в расположении атомов аморфных полупроводников, т.е. отсутствию дальнего порядка (long-range order). Однако в аморфных полупроводниках, в том числе и в ХСП, существуют определенные закономерности во взаимном расположении атомов, межатомные корреляции на расстояниях, превышающих радиус второй координационной сферы, т.е. за пределами области ближнего порядка – средний порядок (medium-range order). Кроме этого ХСП материалы по структуре отличаются от соответствующих кристаллов существованием свободных объемов, являющихся неотъемлемой частью материала и представляющие собой пустоты в атомном масштабе или еще меньших размеров (nanovoids) [5]. Поэтому при установлении структурного происхождения физических свойств ХСП следует учитывать не только атомную, но и пустотную структуру.

Настоящая работа посвящена исследованию структурных особенностей ХСП материалов As-Se-S и As-Se-Te и влиянию на них примеси самария с применением рентген дифрактометрического метода.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Синтез ХСП материалов As-Se-S и As-Se-Te с примесью самария (0,1; 0,5; 1; 2; 2,5; 5at%) осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в одинаковых атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы и, после откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм.рт.ст., в течении 3-х часов нагревались до температуры $900 \div 950^{\circ}\text{C}$ и выдерживались около 12 часов при этой температуре. С целью обеспечения однородности образцов синтез проводился во вращающейся печи, а охлаждение - в режиме выключенной печи. Примеси самария вводились в процессе синтеза. Пленки толщиной 10мкм, используемые в исследованиях, получены термическим испарением со скоростью $0,4 \div 0,5$ мкм/сек на стеклянные подложки в вакууме при

давлении 10^{-4} мм.рт.ст.. Исследования агрегатного состояния и структуры синтезированных веществ и осажденных пленок проведены рентгеноструктурным анализом на порошковом дифрактометре D8 ADVANCE фирмы Брукер (Германия) в режиме 40кV, 40mA, $0 < 2\theta < 80^{\circ}$. Дифракционные картины проанализировали, используя специальную программу Evaluation для определения таких параметров дифракционного максимума как их площадь, амплитуда, положение (2θ), ширина, соответствующая половине максимума (full width at half maximum - FWHM).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунках показаны кривые интенсивности дифракции рентгеновских лучей в термически напылённых пленках As-Se-S (Рис.1) и As-Se-Te (Рис. 2), содержащих примеси самария (1- 0; 2- 0,1; 3- 0,5; 4- 1; 5- 2,5; 6- 5at%). Наблюдение широких максимумов в дифракционной картине пленок с малым содержанием самария (до 0,5at%) указывает на их аморфность.

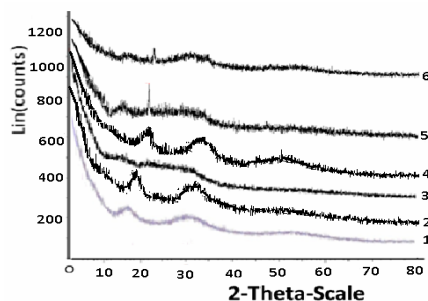


Рис.1.

Кривые интенсивности дифракции рентгеновских лучей в термически напылённых пленках As-Se-S, содержащих примеси самария (1- 0; 2- 0,1; 3- 0,5; 4- 1; 5- 2,5; 6- 5at%).

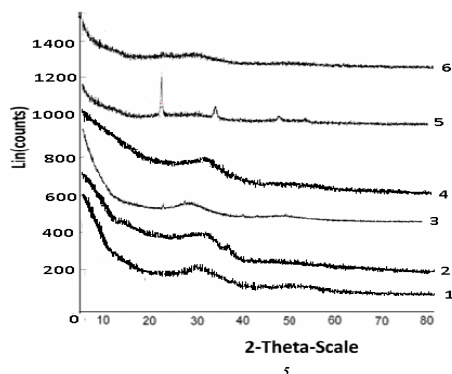


Рис.2

Кривые интенсивности дифракции рентгеновских лучей в термически напылённых пленках As-Se-Te, содержащих примеси самария (1- 0; 2- 0,1; 3- 0,5; 4- 1; 5- 2,5; 6- 5at%).

Подобные дифракционные картины проявляют порошковые образцы, что доказывает идентичность структурных элементов, входящих в оба образцы. Однако в образцах с большим содержанием самария, особенно порошковых образцах As-Se-Te, на рентгенограммах проявляются маленькие резкие пики, свидетельствующие об их частичной кристалличности (Рис. 3 и Рис. 4). Как видно на картине, соответствующей распределению интенсивности дифракции рентгеновских лучей исследуемых ХСП, как и в большинстве других стекол [6-13], наблюдается узкий максимум, так называемый первый резкий дифракционный максимум (first sharp diffraction peak - FSDP), который отличается от других аномальной зависимостью от температуры и давления [6-8].

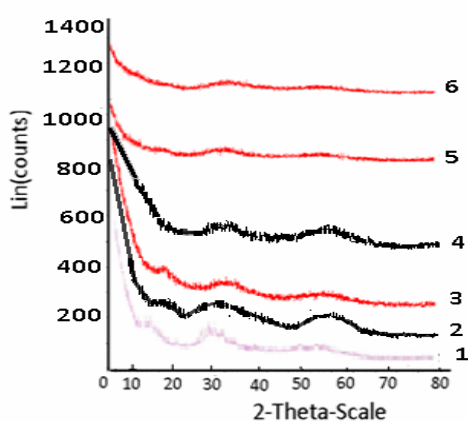


Рис. 3

Кривые интенсивности дифракции рентгеновских лучей в порошках As-Se-S, содержащих примеси самария (1- 0; 2- 0,1; 3- 0,5; 4- 1; 5- 2,5; 6- 5at%).

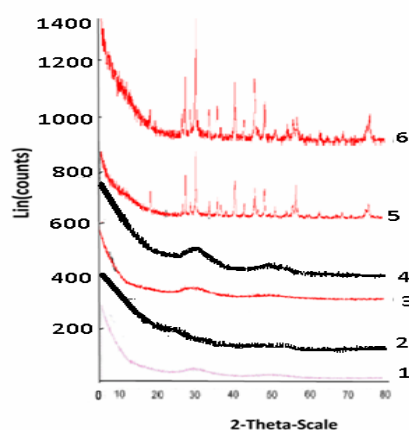


Рис. 4.

Кривые интенсивности дифракции рентгеновских лучей в порошках As-Se-Te, содержащих примеси самария (1- 0; 2- 0,1; 3- 0,5; 4- 1; 5- 2,5; 6- 5at%).

FSDP на кривых интенсивности дифракции рентгеновских лучей в ХСП, как правило, связывают существованием упорядочения в масштабах среднего порядка. В таблицах показаны характеристики FSDP, относящиеся к пленкам As-Se-S (Таблица 1) и As-Se-Te (Таблица 2), содержащие примеси самария.

Таблица 1.

Пленка As-Se-S				
Peak	Area(a.u)	Amplitude (a.u)	2 θ (°)	FWHM (°)
1	11.17	23.7	16.732	2.367
As-Se-S:Sm _{0.1}				
1	6.254	26.9	15.952	1.751
As-Se-S:Sm _{0.5}				
1	6.611	29.7	17.63	1.934
As-Se-S:Sm ₁				
1	12.52	25.8	16.07	1.968
As-Se-S:Sm _{2.5}				
1	4.541	10.1	16.4	1,930
As-Se-S:Sm ₅				
1	1.54	7.02	17.628	1.949

Таблица 2.

Пленка As-Se-Te				
Peak	Area (a.u)	Amplitude (a.u)	2 θ (°)	FWHM (°)
1	26.35	15,7	28,483	5,118
As-Se-Te:Sm _{0.1}				
1	15.83	18	29.871	4.538
As-Se-Te:Sm _{0.5}				
1	43.73	22.7	27.827	5.572
As-Se-Te:Sm ₁				
1	24.14	16.9	28.353	5.735
As-Se-Te:Sm _{2.5}				
1	5.033	9.51	27.892	3.262
As-Se-Te:Sm ₅				
1	1.567	8.93	22.131	1.849

Используя данные, приведенные в Таблице 1 и Таблице 2, вычислили вектор рассеяния (Q_1) и ΔQ_1 , соответствующий положениям FSDP и FWHM, а также оценили величины R и L, результаты которых представлены в Таблице3 и Таблице 4.

Таблица 3.

	2 θ (°)	FWHM (°)	$Q_1(\text{\AA}^{-1})$	$\Delta Q_1(\text{\AA}^{-1})$	$R_1(\text{\AA})$	$L_1(\text{\AA})$	D	r, A°
As-Se-S	16.732	2.367	1.186	0.169	5.298	37.18	6.09	6.62
As-Se-S:Sm _{0.1}	15.952	1.751	1.131	0.124	5.55	50.67	6.39	6.94
As-Se-S:Sm _{0.5}	17.63	1.934	1.24	0.137	5.067	45.86	5.83	6.33
As-Se-S:Sm ₁	16.07	1.968	1.139	0.139	5.51	45.202	6.34	6.89
As-Se-S:Sm _{2.5}	16.4	1.443	1.162	0.137	5.407	45.806	6.24	6.76
As-Se-S:Sm ₅	17.628	1.949	1.249	0.139	2.794	45.203	5.76	6.29

Таблица 4.

	2 θ (°)	FWHM(°)	$Q_1(\text{\AA}^{-1})$	$\Delta Q_1(\text{\AA}^{-1})$	$R_1(\text{\AA})$	$L_1(\text{\AA})$	D, A°	r, A°
As-Se-Te	28.483	5.118	2.005	0.364	3.13	17.26	3.60	3.92
As-Se-Te:Sm _{0.1}	29.871	4.538	2.1	0.323	2.99	19.45	3.44	3.74
As-Se-Te:Sm _{0.5}	27.827	5.572	1.96	0.396	3.21	15.86	3.69	4.01
As-Se-Te:Sm ₁	28.353	5.735	1.996	0.407	3.15	15.44	3.62	3.93
As-Se-Te:Sm _{2.5}	27.892	3.262	1.964	0.232	3.21	27.08	3.68	4
As-Se-Te:Sm ₅	29.226	5.304	2.056	0.377	3.06	16.67	3.51	3.82

где: R – «квазипериод» структуры или флуктуации плотности атомов [22-24], повторяемость которой в некоторой области корреляции может обуславливать появление FSDP; L - длина корреляции, т. е. размер области в которой поддерживается периодичность флуктуации атомов [25].

Оценка указанных параметров выполнено использованием следующих выражений:

$$Q_1 = (4\pi/\lambda) \sin \theta, \quad (1)$$

$$R = 2\pi / Q_1, \quad (2)$$

$$\Delta Q_1 = (4\pi/\lambda) \sin(\text{FWHM}/2), \quad (3)$$

$$L = 2\pi / \Delta Q_1. \quad (4)$$

Как видно из рисунков и таблиц, примеси сложно влияют на формы кривых интенсивности дифракции рентгеновских

лучей, а также на численные значения параметра, характеризующего структуры стеклообразных As-Se-S и As-Se-Te. Малые концентрации атомов примесей самария (до 0,5ат%) увеличивают интенсивность дифракции при FSDP, а большие - уменьшают, но положение FSDP при этом остается почти неизменным. Численные значения параметра R и длины корреляции L для As-Se-S почти в два раза больше, чем для As-Se-Te. Примеси самария, в основном, увеличивают длину корреляции для As-Se-S.

Гипотезы, предложенные различными исследователями [14-20] для объяснения природы структурной корреляции, ответственной за FSDP, не согласуются друг с другом и до сих пор являются объектом дискуссий. Более приемлемой считается пустотно - кластерная модель Эллиотта [19-20,32], согласно которой катионно-централизованные структурные единицы окружены дефектами в виде упорядоченно расположенных пустот. Однако аналитическое выражение, связывающее размеры пустот (nanovoids) с параметрами FSDP выведено в [19-20] только для ХСП с тетраэдрической структурой. В работе [21] отмечено, что кластерно-пустотная модель на качественном уровне может быть применена и к другим ХСП, например, As₂Se₃ и As₂S₃, содержащим не тетраэдрические, а пирамидальные структурные единицы типа AsSe₃ и AsS₃, где FSDP может быть связано с корреляцией катионов V группы (As-As). Авторы работы [12] исследованием дифракции рентгеновских лучей и спектроскопией времен жизни относительно аннигиляции позитронов (positron annihilation lifetime spectroscopy - PALS) для стекла типа As₂Se₃ предложили аналитическое выражение, связывающее вектор рассеяния (Q₁) соответствующего положения FSDP с диаметром пустот- D (nanovoids):

$$Q_1 = 2,3\pi/D. \quad (5)$$

Авторы работы [26] для вектора рассеяния, соответствующего положения FSDP, предложили формулу:

$$Q_1 = 2,5\pi/r, \quad (6)$$

где r - характеристическое расстояние, соответствующее межатомной корреляции (второго или третьего соседа межатомного распределения).

Последнее выражение практически совпадает с известной формулой Эренфеста (Ehrenfest) [27]

$$1,23 = Q_1 r / 2\pi, \quad (7)$$

где r - соответствующее межатомное расстояние.

Численные значения параметров D и r , вычисляемые по формулам (5) и (7) также представлены в Таблице 3 и Таблице 4. Как видно, размеры пустот (D) примерно на $0,3 \div 0,6 \text{ \AA}$ меньше межатомных расстояний (r), причем как численные значения этих величин, так и их разности для As-Se-S почти в два раза больше, чем для As-Se-Te.

Исследования Рамановского рассеяния света показали [33], что матрицы As-Se-S и As-Se-Te обладают сеточно-цепочечной структурой с ковалентной связью между атомами As, Se, S и As, Se, Te, а также структурные единицы типа пирамиды AsSe_3 , AsS_3 и бипирамиды $\text{AsSe}_{3/2}$ и $\text{AsTe}_{3/2}$. Однако As-Se-S отличается наличием больших макромолекул, например, типа $\alpha(\beta) - \text{As}_4\text{S}_4$. Как известно [28], при добавлении теллура в аморфный селен атомы теллура вхождением в селеновые цепи облегчают их разрывы, т.е. способствуют уменьшению размеров цепных молекул. Указанные различия в структуре исследованных ХСП приводят к тому, что «квазипериод» (R), длина корреляции (L), межатомное расстояние (r), а также диаметры пустот (D) у As-Se-S оказываются больше, чем у As-Se-Te.

Как уже было отмечено, примеси атомов самария, не влияя на положение FSDP в малых концентрациях (до 0,5ат%), увеличивают интенсивность дифракции при FSDP, а в больших - уменьшают. Такое поведение примесей свидетельствует об изменении доли упорядоченных областей в зависимости от концентрации атомов примеси. Если принять, что атомы самария в малых количествах (до 0,5ат%) благодаря химической активности образуют химические связи со всеми элементами, входящими в вещество, и способствуют увеличению доли упорядоченных областей на уровне среднего порядка, то они должны привести к росту интенсивности дифракции при FSDP. С ростом

концентрации атомы самария постепенно встраиваются в существующие пустоты, вследствие чего происходит снижение флуктуаций плотности атомов и, следовательно, подавление FSDP. В работе [29] показано, что упорядоченность структуры аморфных материалов чувствительна к наличию заряженных дефектов (D^+ и D^-), причем с увеличением концентрации указанных дефектов растет степень разупорядоченности. Если принять, что атомы самария при достаточно больших концентрациях ($1 \div 5 \text{ ат\%}$), проявляясь в виде положительных ионов Sm^{3+} , распределяются по всей аморфной матрице, то они должны влиять на концентрацию собственных заряженных дефектов [30]. Согласно модели заряженных дефектов [31] концентрация D^+ уменьшится, а D^- увеличится, что сопровождается ростом степени разупорядоченности и подавлением FSDP.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применением рентгендифрактометрического метода исследована структура As-Se-S и As-Se-Te и выявлена роль примесей самария в них. Определены площадь, амплитуда и положение дифракционного максимума, а также полуширина (FWHM). Все образцы As-Se-S и As-Se-Te с малым содержанием самария (до $0,5 \text{ ат\%}$) были аморфными, а образцы с большим содержанием самария, особенно порошковые As-Se-Te, были частично кристаллизованные.

В рамках пустотно-кластерной модели Эллиотта определены структурные параметры исследованных ХСП материалов, в частности, вектор рассеяния (Q_1) и ΔQ_1 , соответствующие положению FSDP и FWHM, «квазипериод» структуры (R), длина корреляции (L), диаметры пустот (D), характеристическое расстояние, соответствующее межатомной корреляции (r).

Для AsSeS $Q_1 = 1,18 \div 1,24 \text{ \AA}^{-1}$; $\Delta Q_1 = 0,169 \div 0,139 \text{ \AA}^{-1}$; $R = 5,3 \div 5,5 \text{ \AA}$; $L = 37 \div 45 \text{ \AA}$; $D = 6 \div 5,8 \text{ \AA}$; $r = 6,3 \div 6,8 \text{ \AA}$. Для AsSeTe $Q_1 = 1,96 \div 2,1 \text{ \AA}^{-1}$; $\Delta Q_1 = 0,323 \div 0,407 \text{ \AA}^{-1}$; $R = 3,1 \div 2,1 \text{ \AA}$; $L = 17 \div 29 \text{ \AA}$; $D = 3,6 \div 3,5 \text{ \AA}$; $r = 3.7 \div 4,0 \text{ \AA}$.

Такое различие в параметрах структуры исследованных стекол связано с отличием размеров и разновидностью структурных единиц, входящих в них.

Показано, что влияние примеси самария на упорядоченность структуры AsSeS и AsSeTe, в основном, происходит на уровне среднего порядка и обладает сложным характером. Малые концентрации (до 0,5ат%) атомов самария увеличивают, а большие уменьшают степень упорядоченности исследованных материалов. Такое поведение примесей объяснено химической активностью атомов редкоземельных элементов (Sm), их характером распределения вдоль образца, проявлением в виде положительных ионов Sm^{3+} и изменением концентрации заряженных собственных дефектов (D^+ и D^-).

Авторы выражают благодарность В.З.Зейналову за помощь в проведении экспериментов.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики: Грант № EIF-2011-1(3)- 82/2-M-20.

1. J.S.Sanghera, I.D.Aggarwal, *Active and passive chalcogenide glass optical fibers for IR applications: a review*, *J. Non-Cryst. Solids*, **256-257** (1999) 6-16.
2. A.Kikineshi, A.Mishak, V.Palyok, M.Shiplyak, *Nanolayered chalcogenide glass structures for optical recording*, *Nanostruct. Mater.*, **12** (1999) 417-420.
3. J.L.Adam, *Non-oxide glasses and their applications in optics* *J. Non-Cryst. Solids*, **287** (2001) 401-404.
4. G.F.Zhou, *Materials aspects in phase change optical recording*, *A Mater. Sci. Eng.*, **A.73-80** (2001) 304-306.
5. A.Feltz, *Amorphous and Vitreous Inorganic Solids*, *Mir, Moscow*, 1986 (in Russian).
6. L.E.Busse, S.R.Nagel, *Temperature Dependence of the Structure Factor of As_2Se_3 Glass Up to the Glass Transition* *Phys. Rev. Lett.*, **47** (1981) 1848-1851.
7. L.E.Busse, *Phys. Temperature dependence of the structures of As_2Se_3 and $\text{As}_x\text{S}_{1-x}$ glasses near the glass transition* *Rev. Lett.*, **B29** (1984) 3639.

8. K.Tanaka, *Pressure dependence of the first sharp diffraction peak in chalcogenide and oxide glasses*, *Philos. Mag. Lett.*,ISS3, **57** (1988) 183-187.
9. T.S.Kavetsky, O.I.Shpotyuk, V.T.Boyko, *Void-species nanostructure in chalcogenide related XRD*, *J. Phys. and Chem. of Solids*, **68** (2007)712-715.
10. F.Sava, A.Lorinczi, M.Popescu, G.Sokol, E.Axente, I.N.Mihailscu, M.Nistor, *Amorphous SnSe₂ films*, *J. Optoelectron. Adv. Mater*, **8(4)** (2006) 1367-1371.
11. T.S.Kavetsky, O.I.Shpotyuk, M.Popescu, A.Lorinczi, F.Sava, *FSDP-related correlations in chalcogenide glasses*, *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **9** (2007) 3079-3081.
12. O.I.Shpotyuk, A. Kozdras, T.S.Kavetsky, J.Filipecki, *On the correlation between void-species structure of vitreous arsenic selenide studied with X-ray diffraction and positron annihilation techniques* *J. Non-Cryst. Solids*, **352** (2006)700-703.
13. K.N.Dri, D.Houphouet-Boigny, J.C.Jumas, *Study of first sharp diffraction peak in As₂S₃ glasses by X-ray*, *J. Non-Oxide Glasses*, **3(2)** (2012) 29-37.
14. J.C.Phillips, *Topology of covalent non-crystalline solids II: Medium-range order in chalcogenide alloys and As,Si(Ge)* *J. Non-Cryst. Solids*, **43** (1981) 37-77.
15. S.C.Moss, D.L.Price, in: D.Adler, H.Fritzsche, S.R.Ovshinsky, (Eds.), *Physics of Disordered Materials*, Plenum, New York, (1985) 77.
16. A.C.Wright, R.N.Sinclair, A.J.Leadbetter, *Effect of preparation method on the structure of amorphous solids in the system As-S*, *J. Non-Cryst. Solids*, **71** (1985) 295-302.
17. L.Cervinka, *Medium-range ordering in non-crystalline solids*, *J. Non-Cryst. Solids*, **90** (1987)371.
18. T.G.Fowler, S.R.Elliott, *Continuous random network models for a-as₂s₃*, *J. Non-Cryst. Solids*, **92** (1987) 31-50.
19. S.R.Elliott, *Medium-range structural order in covalent amorphous solids*, *Nature*, **354** (1991) 445-452.
20. S.R.Elliott, *Extended-range order, interstitial voids and first sharp diffraction peak of network glasses*, *J. Non-Cryst. Solids*, **182** (1995) 40-48.

21. S. R. Elliott, *The origin of the first sharp diffraction peak in the structure factor of covalent glasses and liquids*, *J. Phys. Cond. Mat.*, **38** (1992) 7661.
22. J.H.Lee, S.R.Elliott, *Simulation evidence for the origin of the first sharp diffraction peak*, *J. Non-Cryst. Solids*, **192-193** (1995) 133-136.
23. S.R.Elliott, *Second sharp diffraction peak in the structure factor of binary covalent network glasses*, *J. Phys. Rev.*, **B51** (1995) 8599.
24. S.R.Elliott, *Chemical ordering of interstitial voids: the origin of the first sharp diffraction peak for covalent glasses*, *J. Non-Cryst. Solids*, **150** (1992) 112.
25. G.Saffarini, *Experimental Studies on Ge-S-Ag Glasses*, *Phys. Stat. sol.(a)*, **170** (1998) 23-28.
26. P. H.Gaskell, *Medium-range structure in glasses and low-Q structure in neutron and X-ray scattering data*, *J. Non-Cryst. Solids*, **351** (2005) 1003- 1013.
27. O.P.Rachek, *X-ray diffraction study of amorphous alloys Al-Ni-Ce-Sc with using Ehrenfest's formula*, *J. Non-Cryst. Solids*, **352** (2006) 3781-3786.
28. С.И.Мехтиева, Д.Ш.Абдинов, *Развитие Физика Селена, Баку, Элм*, (2000) 230.
29. О.А.Голикова, *Средний порядок и оптоэлектронные свойства тетраэдрически координированного гидрированного аморфного полупроводника*, *ФТП*, **25** (2001) 1370-1375.
30. A.I.Isayev, S.I.Mekhtieva, N.Z.Jalilov, R.I.Alekperov, *Localised states in the band gap of chalcogenide glass-like semiconductors of Se-As system with Sm impurity*, *Solid State Communications, ISS 1-2*, **149** (2009) 45-48.
31. Н.Ф.Мотт, Э.А.Девис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, М., Мир, (Пер. С англ.), (1982) 664.
32. Э.А.Сморгонская, К.Д.Цендин, *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках / Отв. Ред. К. Д.Цендин, РАН, СПб:Наука, № 9* (1996) 486.
33. R.I.Alekberov, S.I. Mekhtiyeva, G.A.Isayeva. A.I.Isayev, *Raman scattering in As-Se-S and As-Se-Te chalcogenide glass-like semiconductors/ International conference "Large scale research projects-2012: Materials science and informatics for high technologies"* Baku, 09-12 November, (2012).

**SAMARIUM LA LEGİRƏ OLUNMUŞ ŞÜŞƏVARI HALKOGENİD
As-Se-S VƏ As-Se-Te YARIMKEÇİRİCİLƏRİNİN QURULUŞU**

**R.İ.ƏLƏKBƏROV, A.İ.İSAYEV, S.İ.MƏHDİYEVA, G.A.İSAYEVA,
Q.Q.HÜSEYNOV, A.S.ƏMİROV**

Şüşəvari halkogenid As-Se-S və As-Se-Te yarımkeçiricilərinin quruluşu və eyni zamanda onlara samarium aşqarlarının təsiri Rentgen şüalarının difraksiyası metodu ilə tədqiq olunmuşdur. Difraksiya mənzərəsinin müşahidə olunan xüsusiyyətləri Elliottun boşluq-klaster modeli çərçivəsində izah olunmuşdur. Tərkibində samarium aşqarları olan As-Se-S и As-Se-Te-un quruluş parametrləri təyin olunmuşdur.

**THE STRUCTURE OF CHALCOGENIDE GLASS-LIKE
SEMICONDUCTORS As-Se-S AND
As-Se-Te WITH DOPED SAMARIUM**

**R.I.ALEKBEROV, A.I.ISAYEV, S.I.MEKHTIYEVA, G.A.ISAYEVA,
G.G.HUSEYNOV, A.S.AMIROV**

The was investigated structure of chalcogenide glass-like semiconductors As-Se-S, As-Se-Te by the method of diffraction of X-rays and also the influence of impurity samarium. The observed features of diffraction patterns are explained within the cluster model of Elliott. The structural parameters are defined of As-Se-S and As-Se-Te impurity containing samarium.

Редактор: Дж. Абдинов

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ, ВЫЗВАННАЯ ОБЪЕМНЫМИ
ЗАРЯДАМИ, И ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В
КРИСТАЛЛАХ TlInSe_2**

**Р.М.САРДАРЛЫ, О.А.САМЕДОВ, Н.А.АЛИЕВА,
Э.К.ГУСЕЙНОВ,
А.П.АБДУЛЛАЕВ, И.С.ГАСАНОВ, Ю.Г.НУРУЛЛАЕВ,
Ф.Т.САЛМАНОВ**

*Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Б.Вахабзаде, 9
sardarli@yahoo.com*

поступила: 14.01.2013
принята к печати: 1.02.2013

Ключевые слова: ионная проводимость, суперионная проводимость, блокирующие контакты, импеданс

РЕФЕРАТ

При температурах 100÷400К исследованы электрические свойства кристаллов TlInSe_2 . Измерения выполнены в постоянном и переменном электрическом поле. В постоянном поле зафиксировано уменьшение электропроводности (σ) со временем. В диапазоне частот $10^1\text{--}10^5$ Гц измерены спектры комплексного импеданса $Z^*(f)$. Анализ диаграмм в комплексной плоскости ($Z''\text{--}Z'$) проведен с использованием метода эквивалентных схем замещения. Показано, что в исследованном интервале температур и частот электрические свойства TlInSe_2 определяются прыжками ионов Tl и накоплением носителей заряда вблизи блокирующих платиновых электродов.

ВВЕДЕНИЕ

Широкое использование суперионных проводников в современной микро- и нанoeлектронике стимулирует повышенный интерес к исследованиям новых диэлектрических кристаллов с существенным вкладом ионной проводимости в общую картину проводимости.

Р.М.САРДАРЛЫ, О.А.САМЕДОВ, Н.А.АЛИЕВА, Э.К.ГУСЕЙНОВ,
А.П.АБДУЛЛАЕВ, И.С.ГАСАНОВ, Ю.Г.НУРУЛЛАЕВ, Ф.Т.САЛМАНОВ

Ранее в работах [1-4] изучались электрическая проводимость и диэлектрические свойства соединений TlGaTe_2 , TlInSe_2 и TlInTe_2 , где была обнаружена суперионная проводимость выше температуры 300К, которая связывается с диффузией ионов Tl^+ по вакансиям в подрешетке таллия между нанопочками (nanorods) ($\text{Ga}^{3+}\text{Te}^{2-}_2$, $\text{In}^{3+}\text{Se}^{2-}_2$ и $\text{In}^{3+}\text{Te}^{2-}_2$).

Структуру соединения TlInSe_2 можно представить, как состоящую из двух подсистем: жесткой подсистемы в виде отрицательно заряженных цепочек ($\text{In}^{3+}\text{Se}^{2-}_2$) параллельных оптической оси кристалла, и более подвижной системы ионов таллия [5]. В кристаллах TlInSe_2 [6,7] обнаружен эффект отрицательного дифференциального сопротивления, который, согласно авторам этих статей, имеет чисто тепловой механизм, а также обнаружены вольтовые осцилляции в области отрицательного дифференциального сопротивления. Авторы работы [7] дают объяснение наблюдаемым осцилляциям в этих кристаллах в предположении того, что проводимость формируется за счет двух сопутствующих эффектов: проводимости связанной с прыжками носителей между различными уровнями и флуктуациями этих уровней благодаря “crisis induced intermittency”.

В настоящей работе изучаются процессы ионной проводимости и эффекты объемно-зарядовой поляризации в кристалле TlInSe_2 . Проведено измерение кинетических зависимостей электропроводности $\sigma(t)$ в постоянном поле и спектров комплексного импеданса $Z^*(f)$ в интервале частот $10^1 \div 10^6$ Гц. Измерения проводились при температурах выше 300К, при этих температурах доминирует ионная проводимость по Tl^{1+} [2].

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

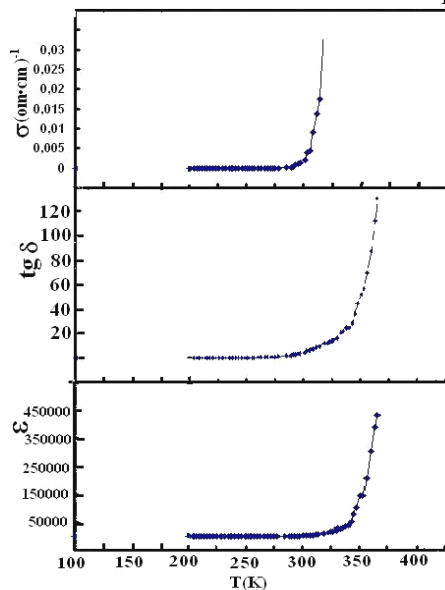
Образцы соединения TlInSe_2 синтезировались сплавлением исходных компонентов (чистота не менее 99,99) в вакуумированных кварцевых ампулах, а их монокристаллы выращивались модифицированным методом Бриджмена. Приготовленные для исследования свежесколотые образцы, в которых ось “с” кристалла ориентирована в плоскости скола, имели прямоугольный вид. Для измерений температурных зависимостей электропроводности кристаллов TlInSe_2 были изготовлены конден-

ПОЛЯРИЗАЦИЯ, ВЫЗВАННАЯ ОБЪЕМНЫМИ ЗАРЯДАМИ, И
ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ TlInSe_2

саторы, диэлектриком в которых служили пластинки исследуемых материалов. Обкладки конденсаторов были получены нанесением платиновых токопроводящих контактов на поверхности сколотых пластинок кристалла. Электрические свойства соединений исследовались широко применяемым в физике конденсированного состояния методом импедансной спектроскопии в интервале температур $100\div 400\text{K}$ в области частот $25\text{ Гц}\div 1\text{ МГц}$. Исследования электропроводимости проводились цифровым измерителем иммитанса E7-25.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ
ОБСУЖДЕНИЕ

В предыдущей работе [2] из исследований температурных зависимостей проводимости, диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь была установлена температурная область начала заметного ионного переноса в кристаллах TlInSe_2 .



На Рис.1 представлены температурные зависимости проводимости, диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь для TlInSe_2 . Резкое возрастание диэлектрической проницаемости обусловлено тем, что повышение температуры сопровождается увеличением концентрации ионных носителей заряда, и при наложении внешней разности потенциалов для электродов, блокирующего характера, в приэлектродных областях образца начинается формирование объемных электрических зарядов.

Рис.1.

Температурные зависимости проводимости и диэлектрических свойств (ϵ и $\text{tg}\delta$) кристалла TlInSe_2 . В качестве контактов использована платина. Измерения выполнены на частоте 500 Гц .

Р.М.САРДАРЛЫ, О.А.САМЕДОВ, Н.А.АЛИЕВА, Э.К.ГУСЕЙНОВ,
А.П.АБДУЛЛАЕВ, И.С.ГАСАНОВ, Ю.Г.НУРУЛЛАЕВ, Ф.Т.САЛМАНОВ

Это и приводит к резкому увеличению измеряемой емкости образца, а, следовательно, и диэлектрической проницаемости - так были определены области температур начала ионного переноса.

Электронная составляющая проводимости определялась с помощью поляризационного метода Вагнера. Метод Вагнера основан на следующем явлении: в твердых электролитах с ионным или электронно-ионным характером переноса заряда при измерении электропроводности при постоянном токе наблюдается изменение проводимости с течением времени. Это явление обусловлено возникающим в ячейке с образцом процесса поляризации, т.е. образованием на границе образец/электрод двойного электрического слоя. Поскольку блокирующие электроды задерживают ионы, участвующие в переносе заряда на границе образец/электрод, подвижные ионы под действием постоянного электрического поля накапливаются у отрицательно заряженного электрода, создавая градиент концентраций в объеме образца. Наличие градиента концентраций положительно заряженных ионов приводит к возникновению диффузионного потока ионов, направленного в противоположную дрейфовому потоку ионов сторону. В стационарном состоянии дрейфовый и диффузионный потоки компенсируют друг друга, и через образец течет только электронный ток. Сопротивление образца при этом меняется от $\rho_{\Sigma} = \rho_i + \rho_e$ (в первый момент времени) до ρ_e в установившемся поляризованном состоянии. Таким образом, из временной зависимости удельного сопротивления можно определить соотношение электронной и ионной составляющих проводимости.

Исследование зависимости электропроводности от времени при приложении постоянной разности потенциалов к ячейке с блокирующими ионный вклад в проводимость электродами, позволило оценить электронную и ионную составляющие проводимости.

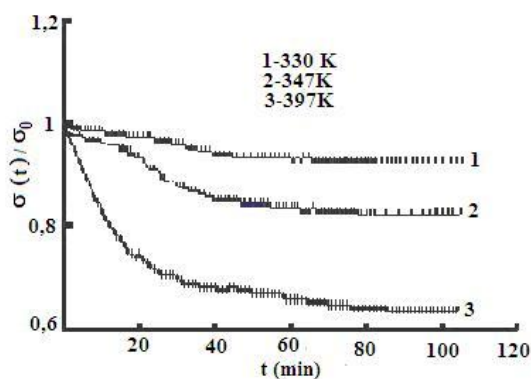


Рис.2.

Зависимости приведенной электропроводности от времени $\sigma(t)/\sigma_0$ ($t=0$) при различных температурах для кристаллов TlInSe_2 .

В постоянном поле наблюдалось нелинейное уменьшение электропроводности со временем, причем при высоких температурах спад $\sigma(t)$ происходит более быстро (Рис.2). Уменьшение электрического тока со временем в постоянном поле объясняется взаимной компенсацией областей объемного заряда вблизи блокирующих электродов.

При исследовании электрических свойств существенное влияние на экспериментальные результаты оказывают процессы, происходящие на границе электрод/образец (блокирование носителей заряда на электродах, образование и релаксация объемных зарядов и др.), приводящие к искажению значения электропроводности исследуемого образца. Для выделения вклада электродных процессов в проводимость из полной проводимости используют измерения при переменном токе. Наиболее полно решить поставленную задачу позволяет метод импедансной спектроскопии. В основе этого метода лежит построение и анализ годографов импеданса. Используя результаты анализа частотных зависимостей импеданса, можно определить область частот переменного тока, в которой вклад электродного импеданса в экспериментально определяемые параметры будет мал. Выбрав частоту из этой области, можно производить измерения температурной зависимости электропроводности и диэлектри-

Р.М.САРДАРЛЫ, О.А.САМЕДОВ, Н.А.АЛИЕВА, Э.К.ГУСЕЙНОВ, А.П.АБДУЛЛАЕВ, И.С.ГАСАНОВ, Ю.Г.НУРУЛЛАЕВ, Ф.Т.САЛМАНОВ

ческой проницаемости и т.д., и полученный результат будет характеризовать истинные свойства самого материала. При этом следует отметить, что границы указанного диапазона могут меняться под действием внешних факторов (например, увеличение температуры приводит к смещению граничной частоты в область высоких частот). Уменьшение проводимости (σ) со времени в постоянном поле (Рис.2) свидетельствует о том, что электрические свойства TlInSe_2 зависят как от объемных свойств системы, так и от приэлектродных явлений. Выделить вклады различных процессов можно путем измерения емкости и электропроводности образца в ДОС достаточно широком интервале температур и частот. Из Рис.1 и Рис.2 видно, что процессы объемно-зарядовой поляризации протекают в области инфранизких частот $1/(2\pi\tau_{sc}) \sim 10^{-3} \div 10^{-5} \text{ Гц}$.

С целью изучить частотные характеристики проводимости в диапазоне частот $10^1 \div 10^5 \text{ Гц}$ измерены спектры комплексного импеданса $Z^* = 1/\sigma^*$ кристаллов TlInSe_2 . На Рис.3(а,б) видны аномалии в виде ступенчатого изменения действительной $Z'(f)$ и максимума мнимой $Z''(f)$ части удельного импеденса.

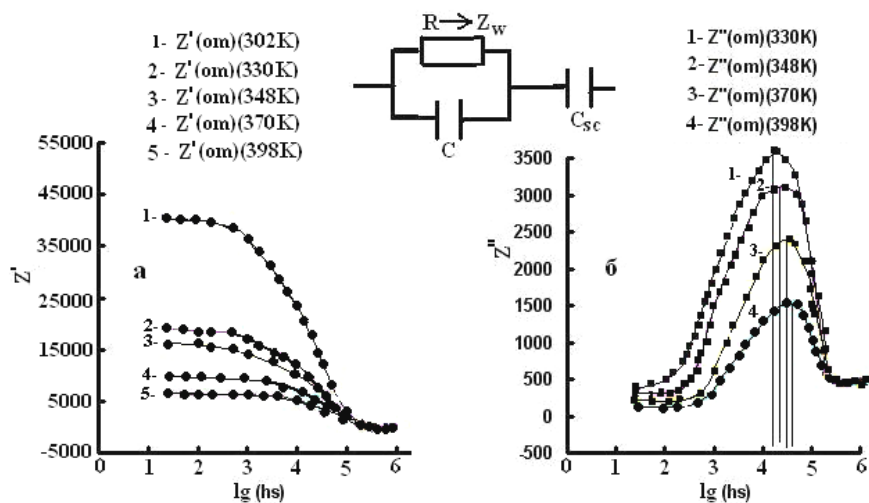


Рис.3.

Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексного импеданса $Z^*(f)$ кристалла TlInSe_2 . Эквивалентная схема замещения, изображена в верхней части Рис. 3.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ, ВЫЗВАННАЯ ОБЪЕМНЫМИ ЗАРЯДАМИ, И
ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ TlInSe_2

Диаграммы на комплексной плоскости (Z' – Z'') свидетельствуют о наличии двух основных процессов, одному из которых соответствуют полуокружности, а другому — лучи в низкочастотной области (Рис.4).

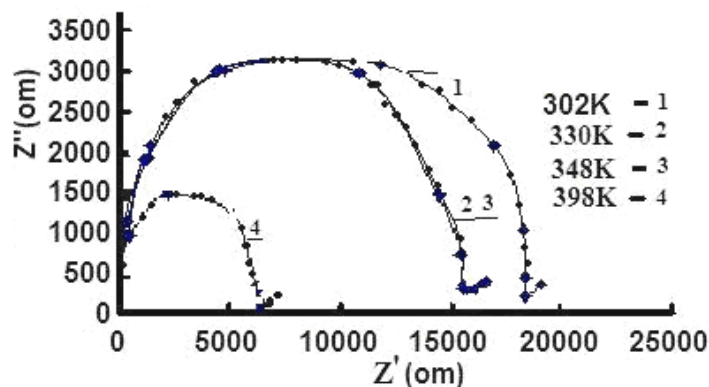


Рис.4.

Диаграммы на комплексной плоскости ($Z''Z'$), полученные на основании данных Рис.3.

Измерения электрических свойств в переменном поле широко используется для получения информации о носителях заряда, механизмах проводимости, емкостных эффектах в приэлектродных слоях. Диэлектрические и импедансные спектры реальных систем могут быть описаны при помощи эквивалентных схем замещения (схем переменного тока). В комплексной плоскости (Z' – Z'') последовательной RC-цепочке соответствует диаграмма в виде вертикального луча, тогда как параллельная RC-цепочка дает годограф в виде полуокружности. Полученные данные позволяют предположить эквивалентную схему, позволяющую описать спектры $Z^*(f)$ кристаллов TlInSe_2 . В плоскости (Z' – Z'') ионной проводимости соответствуют полуокружности (Рис.4). Если перенос заряда и объемно-зарядовая поляризация обеспечиваются одним типом носителей, накопление объемного заряда в приэлектродных областях можно описать емкостью C_{sc} , последовательно соединенной с параллельной RC-цепочкой.

Р.М.САРДАРЛЫ, О.А.САМЕДОВ, Н.А.АЛИЕВА, Э.К.ГУСЕЙНОВ,
А.П.АБДУЛЛАЕВ, И.С.ГАСАНОВ, Ю.Г.НУРУЛЛАЕВ, Ф.Т.САЛМАНОВ

Подобная эквивалентная схема (вставка к Рис.3), используемая для моделирования спектров импеданса твердых электролитов с блокирующими электродами, в плоскости ($Z'-Z''$) дает диаграмму в виде полуокружности и вертикального луча. Лучи в низкочастотной части годографов (Рис.4) могут быть приписаны объемно-зарядовой поляризации, которая при наличии блокирующих электродов приводит к уменьшению проводимости со временем (Рис.2).

Таким образом, в постоянном электрическом поле с использованием платиновых электродов обнаружено значительное уменьшение электропроводности кристаллов $TlInSe_2$ со временем, обусловленное взаимной компенсацией дрейфового и диффузионного токов. Получена температурная зависимость коэффициента диффузии носителей заряда.

На основании изучения спектров комплексного импеданса показано, что в исследованном температурно-частотном интервале электрические свойства кристаллов $TlInSe_2$ определяются наличием двух основных процессов, один из которых соответствует прыжковой проводимости междоузельных ионов, другой приписан накоплению носителей заряда вблизи блокирующих электродов.

1. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Ф.Т.Салманов, Г.Р.Сафарова, *Особенности проводимости γ -облученных кристаллов $TlGaTe_2$ с наночапечной структурой*, *ФТП*, **44** (2010) 610-614.

2. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева, *Суперионная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах $TlInSe_2$ и $TlInTe_2$* , *ФТП*, **45** (2011) 1441-1445

3. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Э.М.Годжаев, Ф.Т.Салманов, *Суперионная проводимость в кристаллах $TlGaTe_2$* , *ФТП*, **45** (2011) 1009-1013.

4. R.M.Sardarly, O.A.Samedov, A.P.Abdullaev, F.T.Salmanov, A.Urbanovic, F.Garet, J-L. *Superionic Conductivity in One-Dimensional Nanofibrous $TlGaTe_2$ Crystals*. *Japanese Journal of Applied Physics*, **50** (2011) 05FC09 1-2.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ, ВЫЗВАННАЯ ОБЪЕМНЫМИ ЗАРЯДАМИ, И
ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ TlInSe_2

5. V.D.Muller, H.Hahn, *Zur structur des TlGaSe_2* , *Z. Anorg. Allg. Chem.*, **438** №1 (1978) 258-272.

6. M.P.Hanias, A.N.Anagnostopoulos, *Negative-differential-resistance effects in the TlGaTe_2 ternary semiconductor*, *Physical Review B*, **47** (1993) 4261-4267.

7. C. Karakotsou, A.N. Anagnostopoulos D **93** 1996, 157. *Crisis in the electrical behavior of the TlInSe_2 semiconducting compound*, *Physica*, **D 93** (1996) 157-161.

**TlInSe_2 KRİSTALINDA HƏCMİ YÜKLƏRİN POLYARLAŞMA
PROSESLƏRİ
VƏ İON KEÇİRİCİLİYİ**

**R.M.SƏRDARLI, O.A.SƏMƏDOV, N.Ə.ƏLİYEV,
E.K.HÜSEYNOV,
A.P.ABDULLAYEV, İ.S.HƏSƏNOV, Y.Q.NURULLAYEV,
F.T.SALMANOV**

TlInSe_2 kristalının elektrik xassələri 100÷400K temperatur intervalında sabit və dəyişən elektrik sahələrində tədqiq olunmuşdur. Sabit elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyinin (σ) zamandan asılı olaraq azalması müşahidə olunmuşdur. Kompleks immitans spektrli ($Z^*(f)$) $10^1\div 10^5\text{Hz}$ tezlik intervalında ölçülmüşdür. Ekvivalent sxem əvəzləmələri üsulundan istifadə etməklə ($Z''-Z'$) kompleks müstəvi diaqramları analiz olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, tədqiq olunan temperatur və tezlik intervalında TlInSe_2 birləşməsinin elektrik xassələri Pt təcridedici elektrodu yaxınlığında yığılmış yükdaşıyıcıların və Tl ionlarının sıçrayışı ilə təyin olunur.

**THE POLARIZATION CAUSED BY VOLUME CHARGES AND IONIC
CONDUCTIVITY IN TlInSe_2 CRYSTALS**

**R.M.SARDARLI, O.A.SAMEDOV, N.A.ALIEVA, E.K.HUSEYNOV,
A.P.ABDULLAYEV, I.S.GASANOV, Y.Q.NURULLAYEV,
F.T.SALMANOV**

Electric properties of TlInSe_2 crystals in a constant and alternating measuring field at 100÷400K temperatures have been investigated. In a constant field it has been fixed essential reduction conductivity (σ). Spectra of complex impedance ($Z(f)$) have been measured in a range of frequencies $10^1\div 10^5\text{Hz}$. The analysis of diagrams in a complex plane ($Z''-Z'$) has been carried out by the method of equivalent circuits. It has been shown that in the investigated interval of temperatures and frequencies electric properties TlInSe_2 have been defined by jumps of ions Tl and accumulation of carriers of a charge near to blocking Pt electrodes.

Редактор: Дж. Абдинов

UOT 546.28:535.343.2

**URANİL-SİLİKATIN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ
DAXİLİ
ŞÜALANMANIN TƏSİRİ**

M.N.MİRZƏYEV, A.A.QƏRİBOV, R.N.MEHDİYEVA

*AMEA, Radiasiya Problemləri İnstitutu,
Az1143, Bakı şəh, B.Vahabzadə küç, 9
matlab_mirzayev@yahoo.com*

Daxil olub: 12.12.2012

Çapa verilib: 21.01.2013

REFERAT

SiO₂-UO₂ sistemində UO₂-nin kütlə faizləri (3.97%, 6.83% və 10.12%) olan nümunələri məhluldan çökdürmə və sonra presləmə üsulu ilə alınmış və onların T=300÷500K temperatur intervalında elektirik keçirici-liyinə daxili şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, T=300÷340K temperatur intervalında yaranan zəif fiziki adsorbsiya nümunələrin elektirik keçiriciliyinə praktiki olaraq təsir etmir. Temperaturun sonrakı artımında T=340÷500K xemosorbsiya mərhələ-sinə keçid baş verir. Uranil tərkibli silikatda uranın radioaktiv parçalanma məhsullarının silikatın elektrik keçiriciliyini 3 tərtib artırması və bu yüksək qatılıqlı yükdaşıyıcılarına malik halını T≤400K-nə qədər davam-lı saxlaması aşkar olunub.

Açar sözlər: termik emal, daxili şüalanma, elektirik keçiriciliyi, məhluldan çökdürmə, , nöqtəvi defektlər, radioaktiv parçalanma

GİRİŞ

Uranın müxtəlif birləşmələri nüvə enerjisinin dinc məqsədlərlə istifadəsi sahəsində geniş tətbiq tapıb. Müasir aşağı temperaturlu reaktorlarda nüvə yanacağı kimi uranın müxtəlif ərintiləri istifadə olunur. Nüvə energetikasının gələcəyi yüksək temperaturlu IV və sonrakı nəsil reaktorları ilə əlaqədardır. Yüksək temperaturlu reaktorlarda yarana biləcək ekstremal hallarda metallik ərintilər davam gətirmir və müxtəlif səviyyəli qəza halları yaradır. Odur ki, son illərdə yüksək temperaturlu reaktorlar üçün uranın yüksək temperatura davamlı birləşmələrinin alınması və onların xassələrinin tədqiqi diqqət mərkəzindədir. Bu cür birləşmələrdən biri də uranın silikatlı birləşmələridir. Uranın silikatlı birləşmələri digər tərəfdən də işlənmiş nüvə yanacaqları və radioekoloji problemlərin

URANİL-SİLİKATIN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ DAXİLİ
ŞÜALANMANIN TƏSİRİ

həlli istiqamətində alınmış radioaktiv tullantıların toplanması və izolə edilməsində istifadə oluna bilər. Odur ki, son illərdə uranın silikatlı birləşmələri geniş tədqiqat obyektinə çevrilib və müxtəlif elmi mərkəzlərdə bu sahədə böyük elmi işlər aparılır.

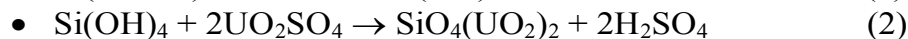
Oksid-amorf birləşmələrinin içərisində uranil-silikat $\text{SiO}_2\text{-UO}_2$ sistemi ən perspektivli tədqiqat sahəsi hesab olunur. Buna səbəb təbiətdə mövcud olan ekoloji durumun hal-hazırkı vəziyyəti, uran tullantılarının zərərsirləşdirilməsi və həm də nüvə yanacağından dinc məqsədlərlə istifadə sahəsində strateji əhəmiyyətə malik olmasıdır. Alınma texnologiyasının mürəkkəbliyi, eləcə də komponentlərin şəraitdən asılı olaraq dəyişkən xarakterdə olması müxtəlif xassəli tərkiblərin alınmasına səbəb olduğundan, bu sistemin müxtəlif tərkibləri tədqiqatçılar tərəfindən öyrənilsə də ona maraq azalmamış, $\text{SiO}_2\text{-UO}_2$ sisteminin hal diaqramı və müxtəlif tərkiblərin mikroquruluşları, sıxlığı, mexaniki bərkliyi müəlliflər tərəfindən öyrənilmişdir [3-5]. İQ-spektrometr, DTA analiz, rentgen difraktometr vasitəsi ilə bəzi tərkiblərin optik sıxlığı, kütlə istilik tutumu, U-O, Si-O əlaqəsi və optik udulma zolağı, quruluşu tədqiq edilmişdir. CANBERRA (ABŞ) qamma spektrometrində GENIE 2000 proqramı vasitəsi ilə tərkiblərin xüsusi aktivlikləri təyin olunmuşdur. Yuxarıda göstərilən tərkiblərdə termik, radiyasiya-termik emal zamanı yaranan defektlərin, həmçinin su molekullarının miqdarının dəyişməsi və onların elektirik keçiriciliyinə təsirinin öyrənilməsi maraq kəsb edir.

TƏCRÜBİ HİSSƏ

Tərkibində $\text{U}^{238}+\text{U}^{235}$ olan uran-silikat sintez olunub. Sintez əsasən aşağıdakı sxemlər üzrə aparılıb.

Uranil-silikat sisteminin sintezi:

• Sistemin sintezi aşağıdakı kimyəvi reaksiyalar üzrə aparılıb:



Alınmış birləşmələrin tərkibini ümumi olaraq $(\text{UO}_2)_x(\text{SiO}_2)_y$ kimi ifadə etmək olar. Əsasən üç tərkibli uranil-silikat sistemi alınıb:

I tərkibdə 3,97 % uran olan $\text{UO}_2\text{-SiO}_2$

II tərkibdə 6,83 % uran olan $\text{UO}_2\text{-SiO}_2$

III tərkibdə 10,12 % uran olan $\text{UO}_2\text{-SiO}_2$

Birləşmənin tərkibi və radioaktivliyi RSA, İQ-spektrometriya, gamma, alfa spektrometrik, termogravimetrik üsullarla tədqiq olunub.

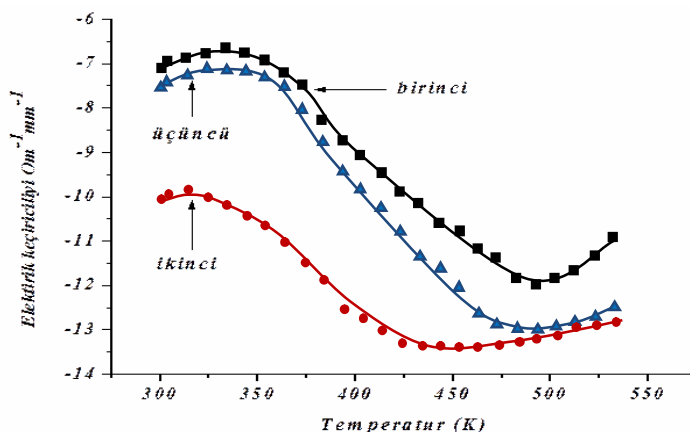
Nümunələrin quruluşu və tərkibi İQ oblastda udma və diffuz səpilmə üsulu ilə tədqiq olunub. Alınmış nümunələrin radioaktivliyi HPGe CANBERRA (ABŞ) gamma spektrometrində GENIE 2000 programı vasitəsi ilə tərkiblərin xüsusi aktivlikləri təyin olunmuşdur.

Cədvəl 1.

Sıra №-si	Uranilsilikatın tərkibində uranın çəki üzrə faizlə miqdarı, %	Birləşmələrin radioaktivliyi, Bk/q
1	3,97	5900
2	6,83	7950
3	10,12	8270

Nümunələrin tərkibindəki su molekullarının miqdarı və vəziyyəti DTA vasitəsi ilə təyin edilmişdir.

Alınmış uranil-silikat 2MPa təzyiqdə sıxılaraq xüsusi paralel-ped formasına salınmış, xüsusi Ag kontaktları qoyulub, TERAOMMETR cihazında nümunələrin xüsusi müqaviməti tədqiq edilmişdir. İlk öncə SiO_2 -nin termik işləmədən sonra elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur.

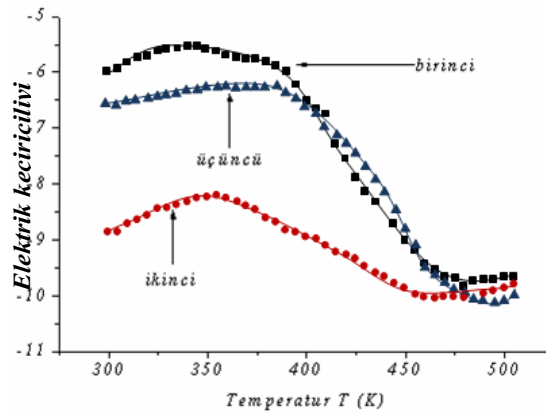


Şəkil 1.
 SiO_2 -in
723K
temperaturda
termiki
işləmədən
sonra elektrik
keçiriciliyinin
temperaturdan
asılılığı.

Təmiz və tərkibinə U_3O_8 daxil edilmiş SiO_2 nümunələrinin elektrik keçiriciliyi hava ilə təmasda $T=300\div 500\text{K}$ intervalında ölçülüb. Həmin nümunələrin elektrik keçiriciliyinin temperatur

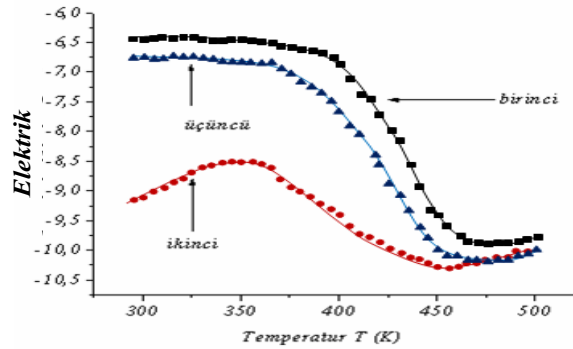
URANİL-SİLİKATIN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ DAXİLİ
ŞÜALANMANIN TƏSİRİ

asılılıqlarının tipik formaları şəkil 2÷4-də verilib. Alınmış nəticələrdən görünür ki, təmiz SiO_2 nümunələrinin elektrik keçiriciliyi $T=300\div350\text{K}$ intervalında nisbətən sabit, uran tərkibli SiO_2 nümunələrində isə uranın miqdarı atdığıca bu interval $T=300\div400\text{K}$ qədər artır. Temperaturun sonrakı artımı oblastında bütün nümunələrin $\sigma=f(T)$ -də azalma müşahidə edilir və $T\geq 450\text{K}$ -də stabilləşməyə meyllilik müşahidə edilir. Nəzərə alsaq ki, SiO_2 qadağan olunmuş zonasının eni $E_g\approx 10\text{eV}$ olan dielektrikdir, adətən temperaturun artması elektrik keçiriciliyini stimullasdırmalıdır.



Şəkil 2.

Tərkibində 3,97% uran olan uran-silikat nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı.

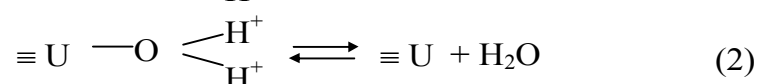
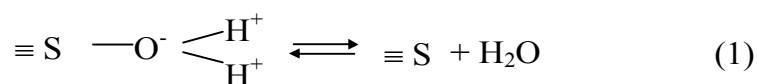


Şəkil 3.

Tərkibində 6,83% uran olan uran-silikat nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı.

Alınmış asılılığın səbəblərini aşkar etmək üçün eyni nümunələrin elektrik keçiriciliyi birinci ölçülərdən sonra yenidən aparılmış (II-ölçü) və bir gün atmosferlə kontaktdan sonra III ölçü aparılmışdır. Göründüyü kimi II tsikl ölçülərdə nümunələrin elektrik keçiriciliyi aşağı düşür və yuxarı $T \geq 450\text{K}$ oblastında III və I ölçülərdə alınmış qiymətlərə yaxınlaşır. Bir gündən sonrakı ölçmələrdə nümunələrin elektrik keçiricilikləri I-ölçüyə yaxınlaşmış qiymətlər alır. Həmin nümunələrin Differensial Termik Analiz nəticələri göstərir ki, $T=300\div 550\text{K}$ intervalında bütün tədqiq olunmuş sistemlərdə nümunələrin dehidratasiya prosesləri gedir. Dehidratasiya prosesləri və elektrik keçiriciliyinin azalma proseslərinin həm temperatur intervalları, həm də ölçmələr üzrə dəyişmə qanunauyğunluqlarının üst-üstə düşməsi bir daha hidrat təbəqəsinin silikat sistemlərinin elektrik keçiriciliyinə təsiri haqqında fikir yürütməyə imkan verir.

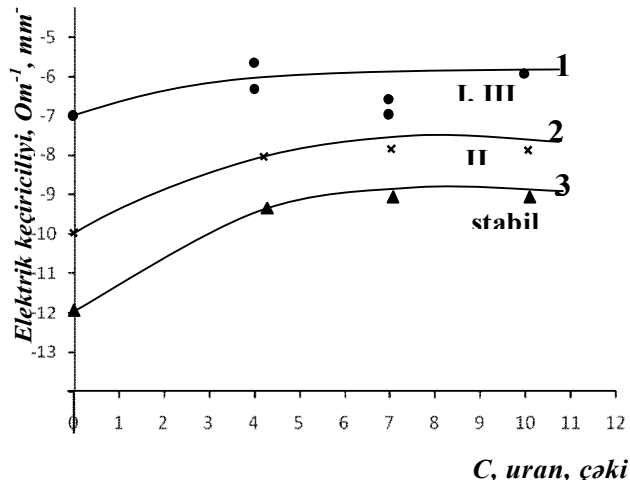
Su molekulları silikat sistemlərində kationlarla Si^{+4} , U^{+4} ion-dipol qarşılıqlı təsirində olur və bu təsir nəticəsində səthi hidroksil qrupu və xemosorbsiya olunmuş su molekullarının hidrogen atomları protonlaşmış halda olur. Odur ki, hidrat örtüklü silikat sistemlərdə elektrik yükdaşıyıcıları natamam dehidratlaşmış II ölçmə aparılan nümunələrə nisbətən daha çox olur. Nümunələr bir gün qaldıqda ətraf mühitdən su molekullarının yenidən sorbsiyası nəticəsində hidrat örtüyü bərpa olunur. Odur ki, bu nümunələrin elektrik keçiriciliyi II və I ölçmə qiymətləri arasında olurlar.



Hidrat örtüyü desorbsiya olunduqdan sonra sistemin elektrik keçiriciliyində əsasən SiO_2 və $\text{SiO}_2\text{-U}_3\text{O}_2$ sisteminə xarakterik qiymətlər müşahidə olunur. Nümunələrin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı bütün sistemlər üçün eyni xarakterli olurlar (Şəkil 1-3). Bu asılılıqda əsasən 3 tərkib hissə I- başlanğıc və son-III stabil hissələr, II- kəskin azalma interval müşahidə olunur. Bu hissələrdə müşahidə olunmuş elektrik keçiriciliyinin I və III

URANİL-SİLİKATIN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ DAXİLİ
ŞÜALANMANIN TƏSİRİ

intervallara müvafiq qiymətlərinin uranın silikatda qatılığından asılılığı Şəkil 4-də verilib.



Şəkil 4.

- Tərkibində uran olan silikatın elektrik keçiriciliyinin uranın miqdarından asılılığı
1. Nümunələr birinci və 24 saat havada saxladıqdan sonra $T=300\div350K$,
 2. Nümunəni $T\geq550K$ -ə qədər qızdırdıqdan sonra $T=300\div350K$.

Göründüyü kimi hidrat təbəqəli nümunələrin elektrik keçiriciliyi uranın qatılığından asılı olaraq az dəyişir. Natamam dehidratlaşmış silikat sistemlərdə uranın 3,97%-li qatılığından sonra $\sigma=f(C_U)$ - asılılığında stasionar zona müşahidə olunur və mütləq qiymət hidratlaşmış nümunələrdə 2-3 tərtib az olur. Nümunələrin özünə məxsus elektrik keçiriciliyi III intervalda da uranın miqdarından asılı olaraq artır və bu asılılıqda da $C_U\geq4$ çəki faiz intervalında stasionar oblast müşahidə olunur. Göründüyü kimi silikat sistemlərin məxsusi keçiriciliyi hidratlı nümunələrdən azdır

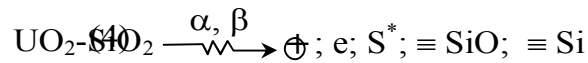
$$\sigma_{\text{hidrat(I, III ölçmə)}} > \sigma_{\text{(II ölçmə)}} > \sigma_{\text{III məxsusi ölçmə (bütün ölçmələr)}}.$$

Silikatın tərkibində uranın miqdarının artması ilə elektrofiziki xassəsində müşahidə olunmuş dəyişiklikləri tərkibdə radioaktiv parçalanma məhsullarının təsiri ilə izah etmək olar.

Urantərkibli silikatda $U(U^{238}-U^{235})$ izotoplarının radioaktiv parçalanması nəticəsində əlavə adsorbsiya mərkəzləri və yük-dəşıyıcıları alınır.



Bu radioaktiv parçalanma zənciri üzrə 8-alfa, 8 –betta parçalanma getməklə Pb_{82}^{206} stabil nüvəsi alınana qədər davam edir. Sistemdə əmələ gələn α və β şüalar uran-silikata təsir edərək həm yüklü, həm də struktur defektləri yaradır.



harada ki, $\oplus$, e dəşik və elektron qeyri-tarazlı yük daşıyıcıları, S^* - adsorbsiya üzrə aktiv mərkəz, $\equiv \text{SiO}$ və $\equiv \text{Si}$ radikal hallarıdır.

Əmələ gəlmiş qeyri-tarazlı yükdaşıyıcıları strukturda mövcud kation (elektronodonor) və anion (elektronoakseptor) vakansiyalarda lokallaşırlar.



harada A_D , A_A –elektronodonor və akseptor lokallaşma mərkəzləri, A_P və A_e isə qeyri- tarazlı yükdaşıyıcılarının lokallaşmış hallarıdır. Həmin hallardakı yükdaşıyıcıların elektrik keçiriciliyində iştirakı üçün lokallaşma mərkəzlərinin boş yeri (ΔE_{av}) qədər sistemə enerji vermək lazımdır. Odur ki, elektrik keçiriciliyinə artım əsasən $T \geq 450\text{K}$ -də müşahidə olunur.

Beləliklə, uran-silikat sistemlərində daxili uranın radioaktiv parçalanma məhsullarının təsiri altında əlavə yükdaşıyıcıları əmələ gəlir, bu silikat sisteminin elektrik keçiriciliyinin kəskin dəyişməsinə səbəb olur.

NƏTİCƏ

Uranil tərkibli silikatda uranın radioaktiv parçalanma məhsullarının silikatın elektrik keçiriciliyini 3 tərtib artırması və bu yüksək qatılıqlı yükdaşıyıcılarına malik halını $T \leq 400\text{K}$ -nə qədər davamlı saxlaması aşkar olunub.

URANİL-SİLİKATIN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ DAXİLİ
ŞÜALANMANIN TƏSİRİ

Ekstremal hallara yarımkeçirici və polimer birləşmələrdən daha davamlı olan oksid dielektriklərin radioaktiv atomlarının daxil edilməsi nəticəsində elektrohəssas halının alınması davamlı detektor və digər fiziki cihazların işlənilməsi istiqamətlərindən biri kimi qəbul edilə bilər.

1. M.N.Mirzəyev, N.N.Hacıyeva, A.A.Qəribov, R.N.Mehdiyeva, *ИК- спектроскопическое исследование уранилортосиликатов, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXI** №2 (2011) 88-91.
2. M.N.Mirzəyev, A.A.Qəribov, R.N.Mehdiyeva, *Uranil-silikat sistemində UO^{2+} ionunun müxtəlif konsentrasiyalarında temperatur və elektirik keçiriciliyinin dəyişmə xarakteristikası, Nüvə Enerjisinin Dinc Məqsədlərlə İstifadəsi perspektivləri üzrə Beynəlxalq konfransın tezis materialları, Bakı, 8-10 noyabr, (2010) 69.*
3. H.Moll, W.Matz, G.Schuster, E.Brender, *Synthesis and characterization of uranyl ortosilicate $(UO_2)_2 SiO_4 \cdot 2H_2O$, Journal of Nuclear Materials*, **227** (1995) 40-49.
4. A.A.Гарибов, Р.Н.Мехтиева, Н.А.Эюбова, М.Н.Мирзоев, Н.Н.Гаджиева, *Исследование уранилортосиликатов методами ИК-спектроскопии и дериватографии, Вопросы атомной науки и техники*, **78** №2 (2012) 134-138.
5. L.N.Cojocar, *Defect-annealing in fission-fragment-damaged UO_2 - SiO_2 system, Journal of Nuclear Materials*, № 34 (1970) 135-141.

**INFLUENCE OF INTERNAL IRRADIATION ON
ELECTROCONDUCTIVITY
OF URANYL-SILICATE**

M.N.MIRZAYEV, A.A.GARIBOV, R.N.MEHDIYEVA

SiO_2 - UO_2 samples have been used with weight content of uranyl UO_2 (3,97%, 6,83%, 10,12%) obtained by the method of deposition from solution, and then pressing. It has been studied the influence of internal irradiation on the electroconductivity of the samples at $T=300\div 500K$. It has been found that at $T=300\div 340K$ in consequence of weak adsorption thermal treatment has had almost no effect. With the temperature increasing in the the range $T=340\div 500K$ at the stage of chemisorption the conductivity has increased due to the activation of the charge carriers. It has been determined that due to the radioactive decay products of uranium, the electroconductivity of uranyl silicate has increased 3 times and has kept its state up to the temperature $T\leq 400K$.

**ВЛИЯНИЯ ВНУТРЕННЕГО ОБЛУЧЕНИЯ НА
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ УРАНИЛСИЛИКАТА**

М.Н.МИРЗОЕВ, А.А.ГАРИБОВ, Р.Н.МЕХТИЕВА

В качестве объектов исследования использованы образцы $\text{SiO}_2\text{-UO}_2$ с весовым содержанием уранила UO_2 (3,97%, 6,83%, 10,12%), полученные методом осаждения из раствора с последующим прессованием. Исследовано влияние внутреннего излучения на электропроводность образцов в температурном интервале $T=300\div 500\text{K}$. Установлено, что при $T=300\div 340\text{K}$ вследствие слабой адсорбции термообработка практически не оказывает влияния. С ростом температуры в интервале $T=340\div 500\text{K}$ на стадии хемосорбции проводимость увеличивается за счет активации носителей заряда. Определено, что за счет продуктов радиоактивного распада урана электропроводность уранил силиката увеличивается 3 раза и сохраняет свое состояние до температуры $T\leq 400\text{K}$.

Редактор: Р.Мадатов

**СИНТЕЗ НАНОПОРИСТЫХ ПЛЕНОК ОКСИДА
АЛЮМИНИЯ**

**Г.Х.МАМЕДОВА, Д.А.ГУЛИЕВ, Ш.О.ЭМИНОВ,
Х.Д.ДЖАЛИЛОВА, Н.Д.ИСМАИЛОВ, А.А.РАДЖАБЛИ,
З.И.БАДАЛОВА**

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ1143, г. Баку, проспект Г.Джавида, 33
shikhamir@mail.ru*

поступила: 12.12.2012

принята к печати: 21.01.2013

Ключевые слова: анодный оксид
алюминия, АОА, нанопоры,
щавелевая кислота

РЕФЕРАТ

Представлены предварительные результаты исследований по получению пленок пористого анодного оксида алюминия (АОА) в щавелевой кислоте. Представлена кинетика синтеза пленок в потенциостатическом режиме. Получены пористые пленки АОА, прозрачные для солнечного излучения и имеющие упорядоченную структуру нанопор с шириной $20 \div 40$ нм и глубиной $100 \div 150$ нм.

Наноструктуры представляют практический и научный интерес как для понимания фундаментальных электронных, магнитных, оптических, тепловых и механических свойств материалов, имеющих нанометровые размеры, так и с точки зрения создания на их основе приборов с принципиально новыми физическими свойствами, обеспечивающими существенное повышение функциональных характеристик электронных и оптических приборов.

Создание наноразмерных структур и композитных материалов с использованием пористого анодного оксида алюминия (АОА) занимает особое место среди этих исследований. Это связано с тем, что АОА, получаемый электрохимическим анодированием алюминия в водных электролитах, обладает уникальной наноразмерной ячеистопористой структурой и может использоваться в качестве шаблонов-матриц для электрохимического выращивания внутри пор нанопроволок полупроводников и магнитных материалов [1-5]. Поэтому АОА очень перспективный материал с точки зрения исполь-

Г.Х.МАМЕДОВА, Д.А.ГУЛИЕВ, Ш.О.ЭМИНОВ, Х.Д.ДЖАЛИЛОВА,
Н.Д.ИСМАИЛОВ, А.А.РАДЖАБЛИ, З.И.БАДАЛОВА

зования в микроэлектронике, оптике, мембранной технике, различных сенсорных датчиках [1-6].

В данной работе представлены результаты наших исследований процесса анодного окисления алюминия в водных растворах щавелевой кислоты ($\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$) в различных условиях анодирования.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

На первом этапе исследования проводились на алюминиевых пластинах марки Ал00 (99.7%Al) толщиной $0.5\div 1\text{мм}$ и на алюминиевой фольге толщиной $10\div 20\text{мкм}$. Для получения АОА была изготовлена установка с трехэлектродной химической ячейкой, в которой в качестве вспомогательного электрода использовалась платиновая проволока, а рабочим электродом (анод) служила алюминиевая пластина. Установка была снабжена термоэлектрическим холодильником для охлаждения электролита в электрохимической ячейке, а также миниатюрным электрическим мотором для его перемешивания. Плотность тока регулировалась потенциостатом марки П-5827М, а также блоком питания БП-50. Временная зависимость анодного тока записывалась с помощью самописца.

Шлифование и полирование поверхности пластин алюминия производили на полировальной установке Montasupal-1 с применением абразивов различной зернистости. Пластины алюминия полировались сначала механически в полирующих растворах на основе силицида кремния, а затем химически травились в течение $2\div 3$ минут при температуре $90\div 100^\circ\text{C}$ в растворе $72\%\text{H}_3\text{PO}_4$, $12\%\text{H}_2\text{SO}_4$, $8\%\text{HNO}_3$ и $8\%\text{H}_2\text{O}$. Химическое полирование проводилось также с использованием $15\div 20\%$ водного раствора КОН при $60\div 70^\circ\text{C}$ с последующим удалением продуктов реакции (осветление алюминия) в $15\div 20\%\text{HNO}_3$. С целью увеличения размеров микрокристаллов (зерен) алюминия по сравнению с исходным материалом образцы отжигались в течении $5\div 6$ часов при температуре $450\div 500^\circ\text{C}$ на воздухе. Обработанные образцы подвергались двухстадийному анодированию в электрохимической ячейке с примерно одинаковым временем для каждой стадии (порядка $5\div 7$ часов). В качестве электролита использовался $0,3\text{М}$ водный раствор щавелевой кислоты ($\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$). Для предотвращения растворения окисляемо-

го слоя электролитом процесс проводился при температуре $2\div 5^{\circ}\text{C}$. Площадь образцов составляла $1\div 4\text{cm}^2$. Анодное окисление (АО) производилось в потенциостатическом режиме при плотностях тока $5\div 25\text{mA/cm}^2$ и напряжении $40\div 60\text{В}$. После первого анодирования производилось снятие оксидной пленки в растворе: $3\text{мг Cr}_2\text{O}_3$ и $1.5\text{мл H}_3\text{PO}_4$ в $50\text{мл H}_2\text{O}$ при температуре $80\div 100^{\circ}\text{C}$. Была проведена серия экспериментов при различных температурах электролита и потенциалах рабочего электрода.

На втором этапе исследований эксперименты проводились на пленках алюминия, осажденных посредством магнетронного распыления в вакуумной установке Z-550 Leybold-Heraeus на поверхности плоскопараллельных объемных стекол толщиной 1мм , на которых на этой же установке были предварительно осаждены токопроводящие пленки InSnO(ITO) и Ti . ITO оптически прозрачен для солнечного излучения и является электрически проводящим материалом, поэтому стекло с таким слоем иногда называют токопроводящим стеклом. Толщина прозрачного проводящего слоя ITO составляла 130нм , Ti – 20нм , Al – $300\div 400\text{нм}$. Перед осаждением алюминия образцы со слоями ITO и Ti отжигались на воздухе при температуре 400°C в течение 4-х часов для улучшения адгезии алюминиевого слоя с Ti -подслоем, а также укрупнения зерен алюминия.

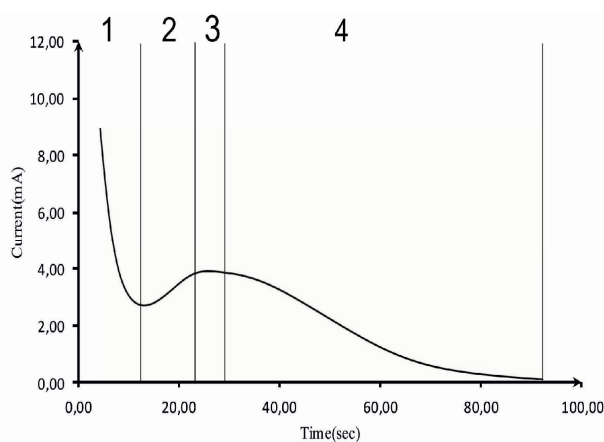
На полученных образцах произведено измерение спектров оптического пропускания с использованием спектрометра SPECORD-250-222P192 и изучение морфологии поверхности и микроструктуры пленок с использованием атомно-силового микроскопа (АСМ) марки AIST-NT Smart SPM.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Установлено, что формирование оксида алюминия, зависит от приложенного напряжения, температуры и кислотности (pH) электролита. При потенциостатическом режиме анодирования в растворе щавелевой кислоты с увеличением плотности тока характер процесса окисления алюминия существенно менялся. Область окисления равномерно распространялась вглубь фольги, со временем окисляя всю ее толщину. При этом скорость анодирования возрастала пропорционально росту плотности анодного тока. Одновременно с этим также

увеличивался также и коэффициент объемного роста анодного оксида.

Существенной проблемой в процессе окисления оказалось предотвращение формирования сети дефектных сквозных отверстий-пробоев тонкой фольги с упорядоченным расположением отверстий, а также областей точечного вытравливания поверхности относительно толстых пластин алюминия. Было установлено, что такой пробой происходит при малых плотностях тока и при относительно высоких температурах. Очевидно, в процессе протекания анодного тока одновременно протекают два конкурирующих друг с другом процесса: окисление поверхности алюминия и электрохимическое травление. При низких плотностях тока и относительно высоких температурах травление превалирует над процессом окисления. Однако при низких температурах ($2\div 3^{\circ}\text{C}$) и высоких плотностях тока (выше $15\text{mA}/\text{cm}^2$) происходит интенсивное окисление поверхности и процесс травления не способен конкурировать с ним.



Типичный вид экспериментально полученной зависимости тока окисления от времени в системе $\text{Al}(200\text{nm})/\text{Ti}(5\text{nm})/\text{ITO}/\text{стекло}$ показан на Рис.1. Образец был изъят из электролита через 200 секунд анодизации, когда было замечено значительное уменьшение тока.

Рис 1.
Кинетическая зависимость анодного тока от времени
анодирования алюминия в $0.3\text{M H}_2\text{C}_2\text{O}_4$ в
потенциостатическом режиме ($j_a=15\div 25\text{mA}/\text{cm}^2$).

Как видно из графика, процесс состоит из четырех стадий. На первой стадии начальный ток велик из-за высокой проводимости металла Al и отсутствия окисного слоя. С началом процесса анодизации на поверхности Al формируется окисный слой, который значительно увеличивает сопротивление системы. Соответственно, ток анодизации сильно уменьшается. Эту стадию можно назвать стадией окисления, и она длится менее 10÷15 секунд. В течение второй стадии сформированный окисный слой начинает растворяться в некоторых точках поверхности. Это приводит к общему утончению окисного слоя, и соответственно, сопротивление системы уменьшается, а ток немного растет. Эту стадию можно назвать стадией растворения. На третьей стадии окисление и растворение уравниваются друг друга и анодный ток постоянен. На этой стадии начинается формирование упорядочения структуры посредством упорядочения размеров пор и пространства между ними. Надо отметить, что продолжительность этой стадии может меняться от нескольких секунд до десятков минут в зависимости от толщины алюминиевого слоя. Эту стадию можно назвать стадией равновесия. Все вышеуказанные три стадии обычно присутствуют во всех процессах анодирования Al. Однако следующая четвертая стадия может присутствовать только, когда слой алюминия полностью окислен. В начале четвертой стадии фронт анодизации или граница раздела АОО /Al достигает поверхности Ti-подслоя.

Пленки оксида алюминия, полученные на алюминиевой фольге толщиной 10мкм были полупрозрачны для солнечного света, в то время как пленки, полученные на системе Al(200nm)/Ti(5nm)/ITO/стекло, оказались практически прозрачными. На Рис.2 представлен спектр оптического пропускания ААО, полученный на фольге в диапазоне длин волн 200÷1000нм, а на Рис.3 – спектр пропускания слоя, полученного на системе Al(200nm)/Ti(5nm)/ITO/стекло (Al-проводящее стекло). Как видно из Рис.2, край поглощения соответствует 250нм, что практически, совпадает с краем поглощения сапфира и других модификаций Al₂O₃. Это явно свидетельствует о том, что в результате окисления металлический алюминий трансформировался в Al₂O₃ прозрачный

для солнечного излучения. При длине волны в 500нм пропускание имеет максимальное значение $7\div 8\%$ и оно постепенно спадает до $1\div 2\%$ в ультрафиолетовой области. Этот спад связан с эффектом рассеяния на коротких длинах волн. Из Рис.3 видно, что пропускание в системе ААО-проводящее стекло превышает 60%. Степень прозрачности, по-видимому, связана с толщиной окисного слоя, а также наличием неокисленного слоя алюминия на его поверхности. В [8] из эллипсометрических исследований было рассчитано, что толщина этого слоя имеет величину около 1,2нм.

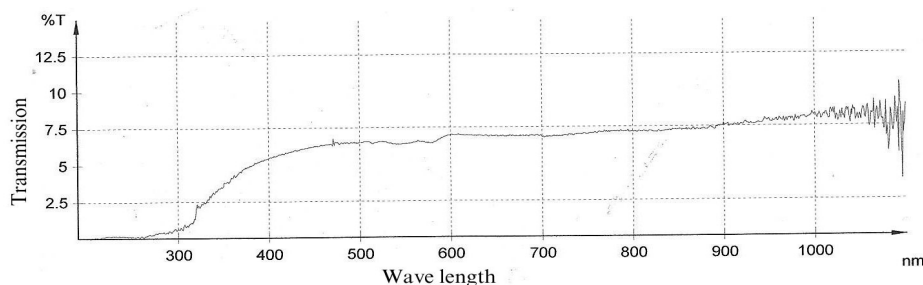


Рис. 2.

Спектр оптического пропускания пленки анодного оксида алюминия полученного на алюминиевой фольге.

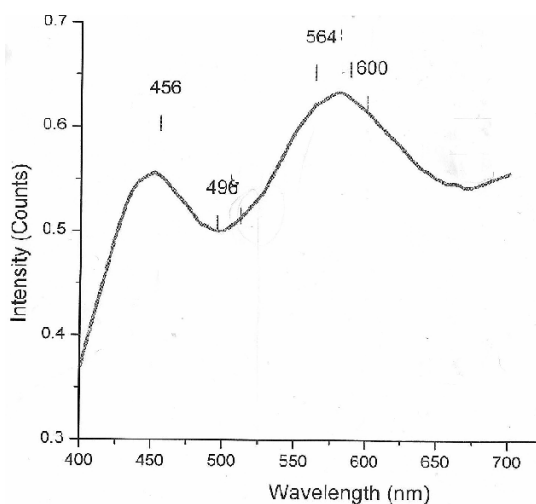


Рис.3.

Спектр оптического пропускания в системе ААО-проводящее стекло.

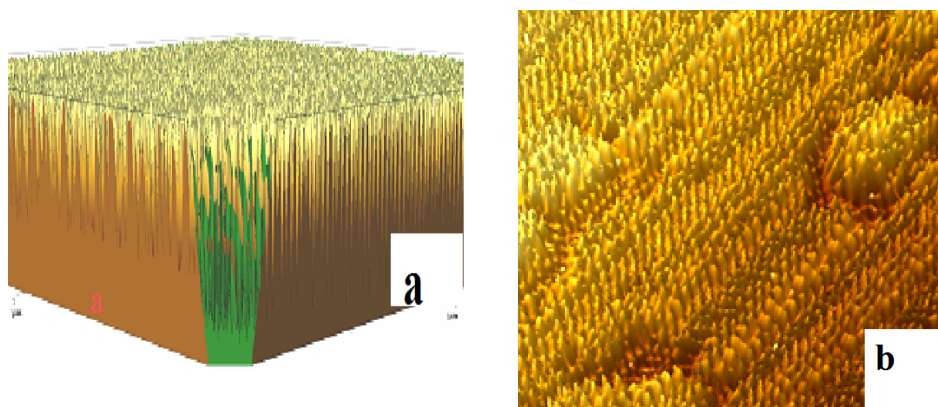


Рис. 4.

АСМ - изображение в 2D и 3D масштабах образца пористого АОА, полученного при плотности анодного тока $15\text{mA}/\text{cm}^2$.

На Рис.4 представлены типичные атомно-силовые (АСМ) изображения в 3D и 2D масштабе образца пористого АОА, полученного при плотности анодного тока $15\text{mA}/\text{m}^2$. Оценки, проведенные на основе этого рисунка, показывают, что средняя ширина пор составляет $20\div 30\text{nm}$, глубина около $100\div 150\text{nm}$, а расстояние между порами 5nm .

Как указывалось выше, АОА с порами таких размеров открывают возможность для синтеза внутри них нанопроволок полупроводниковых или магнитных материалов, а также жидких кристаллов. При этом токопроводящий слой ИТО может служить рабочим электродом при электрохимическом синтезе нанопроволок из соответствующих электролитов внутри этих нанопор. Самоупорядочение пор в процессе их формирования довольно сложный процесс и не получил четкого объяснения до сих пор. Одним из известных из литературы [7] довольно упрощенных объяснений механизма самоупорядочения нанопор в процессе их формирования является следующее. Удельная плотность оксида алюминия в два раза меньше, чем плотность металлического алюминия, следовательно, при анодировании происходит объемное расширение оксида алюминия. В результате этого в плоскости пленки возникают механические сжимающие

напряжения, способствующие образованию упорядоченной пористой структуры. Кроме этого, сжимающие напряжения способствуют росту пленки вверх. Поэтому за счет механических напряжений происходит самоупорядочение всей пористой структуры пленки.

Таким образом, нами получены пленки пористого оксида алюминия практически прозрачного для коротковолнового солнечного излучения и, имеющего высокую степень упорядоченности пор с размерами, позволяющими проведение синтеза нанопроволок различных материалов внутрь них.

1. H.Masuda K.Fukuda, *Ordered metal nanohole arrays made by a two-step replication of honeycomb structures of anodic alumina*, *Science*, **268** (1995) 1466 -1468.
2. Wei Wei, Songmei Li, Jianhua Liu Jun Zhang, *Size-controlled synthesis of highly ordered nanoporous AAO membranes*, *Nanoscience*, **11** (2004) 157-160.
3. А.Н.Белов, С.А.Гаврилов, В.И.Шевяков, *Особенности получения нано-структурированного анодного оксида алюминия*, *Российские нанотехнологии*, **1** (2006) 223-227.
4. R.P.Cowburn, A.O.Adeyeye, *Configurational anisotropy in nanomagnets*, *Phys Rev Lett.*, **81** (1998) 5414-5417.
5. X.Zhang, Y.Hao, G.Meng et all, *Fabrication of highly ordered InSb nanowires arrays by electrodeposition in porous anodic alumina membranes*, *J.Electrochem. Soc.*, **25** (2005) 664-668.
6. Sung-Jin Park, Hyung Sup Lee et.al, *Nanoporous anodic alumina film on glass, Improving transparency by an ion-drift process* *Electrochem. and Solid-State Letters*, **8** (3) (2005) D5-D7.
7. В.А.Сокол, *Особенности роста пористого оксида алюминия*, *Доклады БГУИР*, **1** (2003) 75-82.
8. P.G.Miney, P.E.Colavita, M.V.Shiza et.al, *Growth and Characterization of a Porous Aluminum Oxide Film formed on an Electrically Insulating Support*, *Electrochem. Solid-State Lett.*, **6** (2003) B42-B45.

**ALÜMINIUM ANOD OKSIDİNİN NANOMƏSAMƏLİ
TƏBƏQƏLƏRİNİN SİNTEZİ**

**G.H.MƏMMƏDOVA, C.A.QULİYEV, Ş.O.EMİNOV, X.D.CƏLİLLOVA,
N.C. İSMAYİLOV, Ə.Ə.RƏCƏBLİ, Z.İ.BƏDƏLOVA**

Alüminium anod oksidinin (AAO) okzalik (turşəng) turşusunda nanoməsaməli təbəqələrinin alınması üzrə tədqiqatların ilkin nəticələri təqdim olunmuşdur. Potensiostatik rejimdə AAO sintezinin kinetikasi təqdim olunmuşdur. Eni 20÷40nm və dərinliyi 100÷150nm olan nanoməsamələrin nizamlanmış strukturasına malik və günəş işığına şəffaf AAO təbəqələri alınmışdır.

SYNTHESIS OF NANOPOROUS ANODIC ALUMINA FILMS

**G.H.MAMMADOVA, D.A.GULIYEV, Sh.O.EMINOV, KH.D.JALILOVA,
N.J.ISMAYILOV, A.A.RAJABLI, Z.I.BADALOVA**

The preliminary results of the study on synthesis of porous anodic alumina (AAO) in the oxalic acid have been presented. The growth kinetics of AOA in potentiostatic mode has been studied. The transparent porous AOA films with ordered structure of the pores with a width of 20÷40nm and a depth of 100÷150nm have been synthesized.

Редактор: Дж.Абдинов

УДК 621.315.592

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦ РАЗДЕЛА
МОНОКРИСТАЛЛОВ $Pb_{1-x}Mn_xTe$ СО СПЛАВОМ
 $In-Ag-Au$**

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

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33
aliyevat@yahoo.com*

поступила: 12.12.2012

принята к печати: 21.01.2013

РЕФЕРАТ

Электрические свойства границ раздела монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ со сплавом $In-Ag-Au$ определяются сильным легированием приконтактного слоя кристалла атомами Ag, диффундирующими из контактного сплава, и образованием низкоомных промежуточных фаз типа теллуридов серебра, а протекание тока в этом омическом контакте происходит, в основном, по механизму термополевой эмиссии или по металлическим шунтам.

Ключевые слова: полумагнитный полупроводник, промежуточная фаза, контактное сопротивление, эмиссия, металлические шунты.

Сплавы $Pb_{1-x}Mn_xTe$ являются узкощелевыми полумагнитными полупроводниками и в их монокристаллах наблюдается ряд интересных электрических, фотоэлектрических, осцилляционных и фотолюминесцентных явлений [1-5]. В качестве контактного материала для этих твердых растворов часто используется сплав мас. %: 95In+4Ag+1Au. Контакт металл-полупроводник является неотъемлемой частью полупроводникового преобразователя, его основные характеристики определяются и электрическими свойствами этого контакта. Однако свойства границ раздела монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ с металлами исследованы недостаточно, несмотря на их большую практическую значимость.

В данной работе исследованы электрические свойства границ раздела монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($0 \leq x \leq 0,04$) со

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦ РАЗДЕЛА
МОНОКРИСТАЛЛОВ $Pb_{1-x}Mn_xTe$ СО СПЛАВОМ In–Ag–Au

сплавом мас. %: 95In+4Ag+1Au в интервале температур $77 \div 300K$.

Монокристаллы были выращены методом Бриджмена из особо чистых элементов, взятых в стехиометрическом соотношении. Технологические параметры синтеза и выращивания монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ приведены в [1]. Монокристаллы с $x=0$; 0,0025; 0,005 и 0,02 обладали р-типом, а с $x=0,04$ – п-типом проводимости.

Контактное сопротивление границ раздела структур, а также электропроводность кристаллов измерены зондовым методом на переменном токе [6]. Контакты сплава наносились на торцы кристаллов способом залуживания.

На Рис.1. представлены температурные зависимости сопротивления переходного контакта r_k (а) и удельной электропроводности кристаллов (б) для исследованных структур. Видно, что с ростом температуры r_k для образцов с $x=0$; 0,0025; 0,005 и 0,02 медленно падает, а для образцов с $x=0,04$ – растет. Кроме того, с ростом x контактное сопротивление при низких температурах существенно падает (при $\sim 77K$ от $1,7 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для образцов с $x=0$ до $8,7 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для образцов с $x=0,04$). Вольт-амперные характеристики структур свидетельствуют о том, что контакты являются омическими.

Сопротивления омического контакта состоят из последовательно соединенных сопротивлений: сопротивления приконтактной области полупроводника и сопротивления, связанного с прохождением носителей тока через потенциальный барьер [7].

Сопротивление приконтактной области – это сопротивление сильнолегированной области и сопротивление переходов $n-n^+$ и $p-p^+$. Сопротивление сильнолегированной приконтактной области обычно мало и достигает $\sim 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^{-1}$ в полупроводниках с высокой подвижностью ($\sim 10^3 \text{ см}^2/V \cdot \text{с}$) носителей тока.

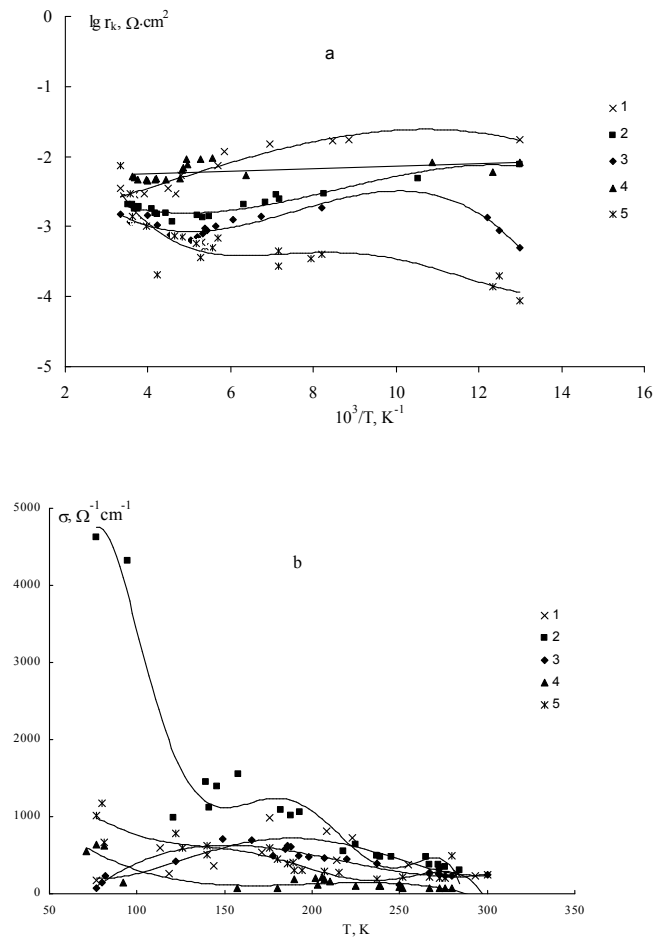


Рис. 1.

Зависимость контактного сопротивления структур (а) и электропроводности кристаллов (б) от тем-пературы. Кривые 1-5 относятся к структурам на основе кристаллов с $x=0; 0,0025; 0,005; 0,02; 0,04$.

Сопротивление переходов $n-n^+$, $p-p^+$ обратно пропорционально концентрации носителей тока и на примере n^+-n перехода [8] равно:

$$R_{n-n^+} \approx \frac{L_D N_C}{e \mu_n K N^+},$$

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦ РАЗДЕЛА
МОНОКРИСТАЛЛОВ $Pb_{1-x}Mn_xTe$ СО СПЛАВОМ $In-Ag-Au$

где e - заряд электрона, μ_n - подвижность электронов в n -области, N и N^+ - концентрации электронов в n - и p^+ -областях, K - коэффициент, показывающий во сколько раз концентрация электронов на уровне Ферми в p^+ -области превосходит N , L_D - дебаевская длина в n -области, N_C - плотность состояний в зоне проводимости полупроводника.

Показано, что [9] $n-p^+$ - переход можно рассматривать как диод Шоттки без потенциального барьера с термоэмиссионным механизмом протекания тока и оценка R_{n-p^+} для полупроводников GaAs, InP, GaP дала значения при $N=10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно 10^{-7} ; $1,8 \cdot 10^{-7}$ и $10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

Переход носителями тока границы раздела металл-полупроводник может происходить: над барьером (термоэлектронная эмиссия), сквозь вершину барьера (термополевая эмиссия), сквозь барьер на уровне энергии Ферми (туннелирование, полевая эмиссия).

При термоэлектронной эмиссии γ_k уменьшается с ростом температуры и увеличивается с ростом высоты барьера полупроводник-металл. В случае термополевой эмиссии γ_k слабо уменьшается с ростом температуры и увеличивается с ростом высоты барьера. При полевой эмиссии γ_k не зависит от температуры и возрастает с ростом высоты барьера.

В сплавных омических контактах, когда в процессе создания контакта происходит растворение полупроводника в металле и рекристаллизация, может проявляться механизм протекания тока по металлическим шунтам [7].

В [10,11] установлено, что при залуживании торцов кристаллов твердых растворов на основе теллуридов висмута эвтектическими сплавами на границе раздела происходит взаимная диффузия компонентов контактного материала и кристалла, а также образование промежуточных фаз в виде теллуридов и селенидов. Подобные процессы могут происходить и в данном случае, т.е. при залуживании торцов кристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ сплавом $In-Ag-Au$ его приконтактный слой будет обогащаться атомами In, Ag, Au.

В случае селенида свинца коэффициенты диффузии (D_0 и E_0) атомов In, и Au составляют $D_0(In)=9 \cdot 10^{-5}$; $D_0(Ag)=7,4 \cdot 10^{-4}$; $D_0(Au)=5,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$; $E_D(In)=1,35$; $E_D(Ag)=0,35$; $E_D(Au)=0,75 \text{ эВ}$

[12]. Структура и особенности кристаллизации кристаллов PbSe и $Pb_{1-x}Mn_xTe$ почти одинаковые. Вследствие этого можно принимать, что аналогичная последовательность коэффициентов диффузии будет сохраняться и в образцах кристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Поэтому при залуживании этих кристаллов сплавом In–Ag–Au приконтактный слой твердого раствора, в основном, будет обогащаться атомами серебра, которые являются акцепторными примесями в PbTe и способны увеличивать концентрацию дырок до $1,5 \cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$ [12]. Этим, в первую очередь, обусловлены низкое r_k и омичность контакта в исследованных структурах.

При нанесении эвтектических сплавов, содержащих атомы Pb, Sn, Cd, Ag, на кристаллы твердых растворов на основе Bi_2Te_3 на границе раздела за счет химического взаимодействия компонентов образуются теллуриды и селениды данных элементов (в первую очередь, более химически активных металлов) [10,11]. В результате электрические свойства переходного контакта определяются и электрическими свойствами образовавшегося промежуточного состава. Теллурид свинца и его твердые растворы кристаллизуются с избытком теллура. При нанесении сплава In–Ag–Au на торцы монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ может происходить образование теллуридов индия и серебра. Этому способствует и низкая электроотрицательность атомов индия и серебра по сравнению с атомами свинца, а также отрицательное значение энергии Гиббса реакций $Ag+Te$ и $In+Te$ [11,13]. Образование на переходном контакте промежуточных фаз типа низкоомного теллурида серебра также приводит к уменьшению r_k .

Анализ механизма протекания тока в омических контактах монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ сплавом In–Ag–Au показывает, что в случае $x=0$; 0,0025; 0,005; 0,02 превалирует механизм термополевой эмиссии, и в случае $x=0,04$ протекание тока по металлическим шунтам [7].

Таким образом, приведенные данные показывают, что при формировании омического контакта на границе раздела монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($0 \leq x \leq 0,04$) со сплавом In–Ag–Au, основную роль играют процессы сильного легирования приконтактного слоя кристалла атомами Ag, диффундирующими из контактного сплава, образования низкоомных промежуточных

фаз типа теллуридов серебра, а протекание тока происходит, в основном, по механизму термополевой эмиссии или по металлическим шунтам.

1. З.Ф.Агаев, Э.М.Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов, *Выращивание и электрические свойства кристаллов твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$, Неорган.материалы*, **39** (2003) 543-545.
2. Б.А.Акимов, Н.А.Львова, Л.И.Рябова, *Кинетика фотопроводимости в твердых растворах $Pb_{1-x}Mn_xTe$ (In) при изменении их состава, ФТП*, **30** (1996) 1647-1652.
3. I.R.Nuriyev, R.M.Sadiqov, M.B.Hajiyeu, *Research of surface of $Pb_{1-x}Mn_xTe(Se)$ epitaxial films in correlation with electro physical prorerties, Fizika*, **XVI** (2010) 79-81.
4. Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафаев, Г.Д.Абдинова, Д.Ш.Абдинов, *Электрические свойства монокристаллов $PbTe$ с избытком теллура, ФТП*, **45** (2011) 1446-1449.
5. Д.Г.Андрианов, С.А.Белоконь, С.О.Климонский, В.М.Лакеепков, *Осцилляции Шубникова-Де-Гааза в $Pb_{1-x}Mn_xTe$, ФТП*, **22** (1988) 670-674.
6. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, С.З.Джафарова, *Механизм протекания тока в контакте (In-Ag-Au)- $Pb_{1-x}Mn_xTe$, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXI** (2011) 126-130.
7. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, *Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник, ФТП*, **41** (2007) 1281-1308.
8. Wu Dingfen, W.Dening, K.Heime, *An imprived model to explain ohmic contact resistance of f-GaAs and other semiconductors, Sol.State Electron.* **29** (1986) 489-494.
9. R.K.Kupka, W.A.Anderson, *Minimal ohmic contact resistanse limits to n-type semiconductors, J.Appl.Phys.*, **69** (1991) 3623-3630.
10. Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов, *Физико-химические и электрические явления на границе раздела кристаллов твердых растворов систем $Bi_2Te_3-Sb_2Te_3$, $Bi_2Te_3-Bi_2Se_3$ с контактными материалами, Неорган. материалы*, **33** (1997) 27-38.

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

11. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, Р.А.Исмайылова, Д.Ш.Абдинов, *Физико-химические процессы на границе раздела некоторых полупроводниковых твердых растворов с контактными сплавами*, Ж. физ. химии, **83** (2009) 2336-2338.

12. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимова, И.А.Смирнов, *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS*. Москва, «Наука», (1968) 383.

13. Б.Ф.Ормонт, Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников, Москва, «Высшая школа», (1973) 656.

**Pb_{1-x}Mn_xTe MONOKRİSTALLARININ In-Ag-Au ƏRİNTİSİ İLƏ
AYRILMA SƏRHƏDDİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ**

**T.C.ƏLİYEV, G.C.ABDİNOVA, N.M.AXUNDOVA, S.C.CAFAROVA,
C.Ş.ABDİNOV**

Göstərilmişdir ki, Pb_{1-x}Mn_xTe monokristallarının In-Ag-Au ərintisi ilə ayrılma sərhəddinin elektrik xassələri kristalın kontaktyanı təbəqəsinin ərintidən diffuziya olunan Ag atomları ilə güclü legirə olunması və gümüş tellurid tipli aşağı müqavimətli aralıq fazanın yaranması ilə müəyyən olunur. Bu omik kontakta cərəyan axımı termosahə emissiyası və ya metalik şuntlarla axma mexanizmləri ilə baş verir.

**ELECTRICAL PROPERTIES OF THE INTERFACE SINGLE Pb_{1-x}Mn_xTe
WITH ALLOYS (In-Ag-Au)**

**T.D.ALIYEVA, G.J.ABDINOVA, N.M.AKHUNDOVA, S.C.JAFAROVA,
D.Sh.ABDINOV**

The electrical properties of interfaces between crystals of Pb_{1-x}Mn_xTe alloy In-Ag-Au have been determined by the strong crystal doped contact layer atoms of Ag, diffusing from the contact of the alloy and the formation of intermediate phases such as low-resistance silver tellurides, and the flow of current in the ohmic contact occurs, basically, the mechanism of thermal field emission or metal shunts.

Редактор: С Мехтиева

**ФОТОПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ CdGa_2S_4 .
СХЕМА РЕКОМБИНАЦИИ**

ЗАФАР КАДЫРОГЛЫ

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33
zafark@mail.ru*

поступила: 30.11.2012

принята к печати: 21.01.2013

Ключевые слова: CdGa_2S_4 ,
центры рекомбинации, центры
фоточувствительности,
локальные уровни.

РЕФЕРАТ

Исследована фотопроводимость монокристаллов CdGa_2S_4 , выращенных газотранспортным методом. Анализированы зависимость фототока от температуры и кривые релаксации фотопроводимости. Результаты обсуждаются в рамках трехцентральной модели рекомбинации (г- и s-центры рекомбинации и t-уровни прилипания).

ВВЕДЕНИЕ

CdGa_2S_4 относится к полупроводниковым соединениям $\text{AB}_2^{\text{III}}\text{C}_4^{\text{VI}}$ (где $\text{A}=\text{Zn}, \text{Cd}, \text{Pb}$; $\text{B}=\text{In}, \text{Ga}, \text{Al}$; $\text{C}=\text{S}, \text{Se}, \text{Te}$). Основная структурная модификация - тетрагональная, в которой катионы имеют тетраэдрическое окружение с пространственной группой S_4^2 (β -модификация или так называемая тиогаллатная модификация, так как впервые она была обнаружена в CdGa_2S_4 — тиогаллате кадмия). Это халькопиритная ячейка, в которой 1/4 часть катионных узлов пустые, причем эти узлы (стехиометрические пустоты) упорядочены [1].

Высокая фоточувствительность и интенсивная фотолюминесценция в сочетании с большой шириной запрещенной зоны способствуют использованию соединения CdGa_2S_4 в оптоэлектронике [2]. В связи с оптической активностью, значительной величине коэффициента нелинейной восприимчивости CdGa_2S_4 является перспективным материалом для использования в нелинейной оптике [3]. В [4] изучены рентгеноэлектрические свойства монокристаллов CdGa_2S_4 , выращенных методом газотранспортных реакций. Показано, что они

характеризуются высоким коэффициентом рентгеночувствительности при комнатной температуре и могут быть использованы для создания на их основе различного рода рентгенорегистрирующих приборов и устройств. Оптические, фотоэлектрические и излучательные характеристики CdGa_2S_4 исследованы в ряде работ (см. обзор [1] и цитированную в нем литературу, а также [5-12]). Кроме определения основных фундаментальных характеристик материала (тип кристаллической решетки и ее параметры, ширина запрещенной зоны и типы межзонных переходов), много внимания уделялось установлению энергетического спектра локальных состояний в запрещенной зоне и выяснению химической природы локальных состояний. Однако процессы рекомбинации и роль различных центров, участвующих в процессе рекомбинации, исследованы недостаточно. Представленная работа посвящена этой проблеме, и в ней приводятся результаты исследования температурной зависимости фототока и кинетика фотопроводимости. Работа способствует дальнейшей идеентификации схемы локализованных состояний и электронных переходов в CdGa_2S_4 и, в этой связи, представляется полезной.

ПОЛУЧЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ

Поликристаллический тиогаллат кадмия был получен синтезом элементарных компонентов, взятых в стехиометрических соотношениях, в вакуумированных до 10^{-3} Па кварцевых ампулах. Монокристаллы выращивали из синтезированного соединения CdGa_2S_4 методом газотранспортной реакции с использованием кристаллического йода в качестве носителя. Этот метод дает возможность получить монокристаллы CdGa_2S_4 с естественной огранкой. Выращенные монокристаллы имели вид трехгранных призм с зеркальными поверхностями. Полученные этим методом монокристаллы CdGa_2S_4 были прозрачными и однородно окрашенными в светло-желтый цвет. Средние размеры полученных монокристаллических призм составляли $3 \times 4 \times 6 \text{ мм}^3$. На основании рент-

геновских исследований были определены параметры элементарной ячейки CdGa_2S_4 : $a=5.78\text{\AA}$ и $c=10.43\text{\AA}$.

При обработке образцам придавался вид плоскопараллельных пластин с размерами $3\times 2\times 1\text{мм}^3$. При этом одна из сторон всегда соответствовала естественной зеркальной грани кристалла, которая дополнительной обработке не подвергалась. Остальные грани шлифовались и полировались алмазными порошками с размерами зерен до 1мкм . Образцы имели n -тип проводимости, удельное сопротивление в темноте составляло $\rho_d \geq 10^9\text{Ом}\cdot\text{см}$ при 300К . Образцы монтировались в криостате, во время измерений поддерживался вакуум $10^{-1}\div 10^{-2}\text{Па}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее сообщалось об обнаружении оптического гашения фототока (ОГФ) в кристаллах CdGa_2S_4 [13]. Результаты исследования ОГФ указывают на наличие медленных («очувствляющих») Γ -центров рекомбинации в CdGa_2S_4 . «Оптическое» расстояние Γ -центров рекомбинации от потолка валентной зоны определялось по длинноволновому краю спектра ОГФ и оказалось равным: $E_{\text{vr}}^0 \approx 0.6\text{эВ}$ и $E_{\text{vr}}^0 = 0.89\text{эВ}$.

Наличие медленных Γ -центров рекомбинации в кристаллах CdGa_2S_4 подтверждается результатами исследования температурной зависимости стационарного фототока. Изучение температурной зависимости стационарного фототока $I_{\text{ph}}(T)$ показало, что в области температур $T > 300\text{К}$ наблюдается температурное гашение фототока (ТГФ), а в области температур $100\div 300\text{К}$ – эффект термической активации фототока (ТАФ) (Рис.1). Стационарная фотопроводимость кристаллов CdGa_2S_4 определяется, в основном, электронами, т.е. $\Delta\sigma_{\text{ph}} = e\mu_n\tau_n\beta\alpha L$, где e , μ_n , τ_n – заряд, дрейфовая подвижность и время жизни электронов, соответственно, β – эффективный квантовый выход фотоэффекта, α и L – коэффициент поглощения и интенсивность падающего света. С ростом температуры подвижность электронов растет незначительно [6].

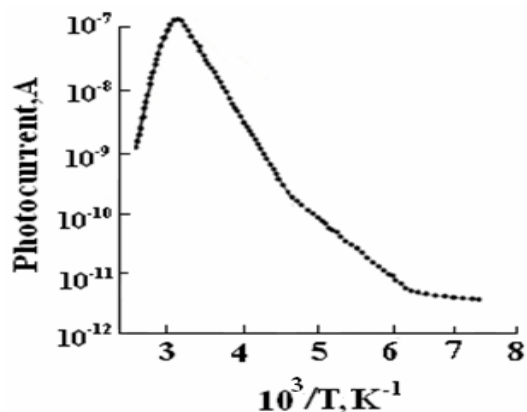


Рис. 1.

Температурная зависимость фототока
в CdGa_2S_4 .

Во многих широкозонных полупроводниках эффект ТГФ можно связать с температурной зависимостью τ_n в рамках, так называемой, трехцентральной модели рекомбинации [14]. В этой модели рассматриваются глубокие g -центры медленной и s -центры быстрой рекомбинации, отличающиеся сечениями захвата электронов $C_{ns}/C_n \gg 10^3$, а также t -уровни прилипания, расположенные вблизи зоны проводимости. Роль t -уровней заключается в том, что они определяют (через условие электронейтральности) заполнение центров рекомбинации. Опустошение t -уровней с ростом температуры приводит к эффекту температурной активации фототока.

Эффект ТГФ в рамках рассматриваемой трехуровневой модели рекомбинации может быть последовательно описан как результат термической перезарядки центров рекомбинации [14]. Поскольку g -центры расположены в нижней половине запрещенной зоны и имеют сильную асимметрию сечений захвата дырок и электронов ($C_{pg}/C_{ng} \gg 1$), в области ТГФ происходит интенсивный обмен носителями заряда между g -центрами и валентной зоной (термический выброс

электронов из Γ -уровней в зону проводимости можно не учитывать).

Уменьшение фототока в области ТГФ следует из анализа критерия высокой фоточувствительности. Для кристаллов CdGa₂S₄ (как широкозонного полупроводника n -типа) он может быть определен согласно [14] следующим образом:

$$P_s/P_r = (g_r + x_r)/(g_r + x_s) \alpha_n < 1, \quad (1)$$

где P_s и P_r – концентрации дырок на s – и Γ –центрах, $\alpha_n = C_{nr}/C_{ns}$. Безразмерные параметры $x_r = g_s C_{pr} N_{vr}/C_{nr} n$ и $x_s = g_r C_{ps} N_{vs}/C_{ns} n$ представляют собой отношение скоростей термической генерации дырок из Γ – и s –центров, соответственно, к скоростям захвата электронов на эти же центры; g_r и g_s – коллективные параметры, характеризующие конкурентную способность Γ – и s -центров рекомбинации ($g_r + g_s = 1$), C_{ps} – сечение захвата дырок на s –центры, N_{vr} и N_{vs} – статистические факторы валентной зоны, приведенные к глубине Γ – и s –центров. x_r характеризует интенсивность ТГФ. С увеличением температуры x_r увеличивается, неравенство (1) ослабляется, так как происходит перераспределение потоков рекомбинации с Γ – на s –центры, т. е. дырки термически освобождаются с медленных Γ –центров рекомбинации, и усиливается поток рекомбинации через быстрые s –центры. Это влечет за собой уменьшение τ_n и фотопроводимости.

Присутствие двух типов центров рекомбинации (центров быстрой и медленной рекомбинации) подтверждается также исследованием кинетики стационарной ФП в линейном режиме $\Delta n \ll n$, где Δn – изменение n , вызванное «коротким» импульсом собственного света. Кратковременные импульсы света создавались импульсной лампой ИСП-100, длительность светового импульса при этом составляло 10 мкс. Кривая спада фототока при освещении импульсом собственного света состояла из двух участков с различными временами: $\tau_s = 2 \cdot 10^{-3}$ и $\tau_r = 6 \cdot 10^{-2}$ сек.

Ценную информацию о локальных состояниях можно получить при исследовании температурной зависимости стационарного фототока $I_{ph}(T)$. Видно, что в низкотемпературной области (150÷240К) наблюдается более медленный рост фототока, чем в

высокотемпературной области (240÷300K) (Рис.1). Возрастание фототока в CdGa_2S_4 характеризуется двумя экспоненциальными участками со значениями энергии термической активации 0.21эВ и 0.42эВ, определенными из уравнения

$$I_{ph} = A_i \exp (-E_{ai} / kT),$$

где $A_i = \text{const}$, $i=1,2$.

Следует отметить, что междоузельные атомы кадмия Cd_{int} образуют донорные уровни с энергией активации ~0.2эВ [6]. Согласно [3] голубая полоса люминесценции обусловлена излучательными переходами из этих уровней в валентную зону.

Результаты настоящих исследований в совокупности с ранее опубликованными данными работ [13,15-17] позволяют представить характер электронных переходов в виде энергетической схемы с тремя типами локальных центров (r– и s–центрами рекомбинации и t–уровнями прилипания) в запрещенной зоне CdGa_2S_4 (Рис.2). Для построения схемы электронных переходов использовали данные об оптических переходах в области края собственного поглощения. Согласно [18] ширина запрещенной зоны CdGa_2S_4 составляет 2.96эВ при 300K.

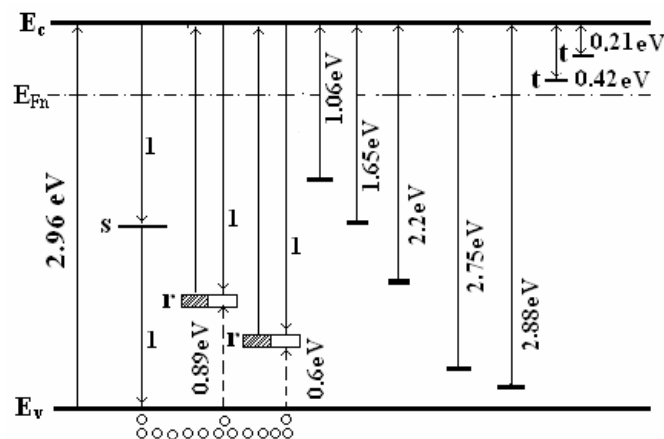


Рис.2.

Схема электронных переходов в запрещенной зоне CdGa_2S_4 при собственном и примесном фотовозбуждении: сплошные линии – оптическая генерация, пунктирные – тепловые, 1–рекомбинационные переходы.

З А К Л Ю Ч Е Н И Е

Наблюдаемые температурное гашение и два участка термоактивации фототока, кинетика фотопроводимости в кристаллах CdGa_2S_4 связываются с реализацией трехцентровой рекомбинационной модели, включающей s-канал интенсивной рекомбинации, g-центры фоточувствительности и t-центры прилипания основных неравновесных носителей заряда.

1. А.Н.Георгобиани, С.И.Радауцан, И.М.Тигиняну, *Широкозонные полупроводники $\text{AB}_2^{\text{III}}\text{C}_4^{\text{VI}}$: оптические, фотоэлектрические свойства и перспективы применения*, ФТП, **19** №2 (1985) 193-212.

2. В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, А.А. Вайполин и др., *Фоточувствительные структуры на монокристаллах CdGa_2S_4* , ФТП, **37** (2003) 1321-1328.

3. А.Н.Георгобиани, Т.Г.Керимова, Р.А.Гулиев, *Излучательная рекомбинация в монокристаллах CdGa_2S_4* , Известия АН России, Неорганические материалы, **47** №2 (2011) 1-4.

4. С.Н.Мустафаева, М.М. Асадов, Д.Т.Гусейнов, *Рентгенодозиметрические свойства монокристаллов CdGa_2S_4 , выращенных из газовой фазы*, Известия АН России, Неорганические материалы, **46** (2010) 663-665.

5. И.В.Боднарь, В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, *Выращивание и свойства соединения*, Известия АН России, Неорганические материалы, **40** №2 (2004) 144-148.

6. P.Kivits, J.Reulen, J.Hendricx, Van F.Empel., and Van J.Kleef, *Interpretation of Thermoluminescence and Thermally Stimulated Conductivity Experiments. Part II: application to CdGa_2S_4* , Journal of Luminescence, **16** №2 (1978) 145-160.

7. T.Mitani, S.Onari, K.Allakhverdiev, F.Gashimzade, T.Kerimova, *Raman Scattering in under Pressure*, Phys.Stat.Sol.(b), **223** (2007) 287-291.

8. Е.Ф.Венгер, И.Б.Ермолович, В.В.Миленин, В.П.Папуша, *Влияние состава твердого раствора CdS и Ga_2S_3 на его свойства и дефектную структуру*, ФТП, **36** №7 (2002) 817-825.

9. В.А.Исаев, А.Г.Аванесов, В.Н.Сережкин, *Системы CdGa_2S_4 - MGa_2S_4 ($\text{M}=\text{Zn}, \text{Mg}$) и гидротропные основе тиогаллате кадмия*, Журнал неорганической химии, **53** (2008) 1219-1223.

10. А.И.Мачуга, В.Ф.Житарь, Е.Д.Арама, *Межзонное излучение тиогаллата кадмия*, ФТП, **34** (2000) 652-654.

11. V.V.Zhitar, E.D.Arama, V.V.Ursaki, and T.D.Shemyakova, *Photoluminescence in single crystals, Moldovian Journal of the Physical Science*, **7** №2 (2008) 174-176.
12. N.N.Syrbu, L.L.Nemerenco, O.Cojocaru, *Vibrational and Polariton Spectra of CdGa₂S₄ and CdAl₂S₄ crystals*, *Journal Crystal Research and Technology*, **37** №1 (2002) 101-110.
13. З.Кадыроглы, Д.Т.Гусейнов, Р.А. Гулиев, *Оптическое гашение фототока в соединении CdGa₂S₄*, *Fizika*, **13** № 4 (2007) 115-117.
14. В.Е.Лашкарев, А.В.Любченко, М.К.Шейнкман, *Неравновесные процессы в фотопроводниках*, Киев: Наукова думка, (1981) 264.
15. Д.Т.Гусейнов, Ю.Г.Асадов, З.Г.Мамедов, Н.Э.Гасанов, *Примесная фотопроводимость в CdGa₂S₄*, *Известия АН России, Неорганические материалы*, **23** (1987) 1736-1737.
16. З.Кадыроглы, Т.Г. Керимова, *Кинетика фотопроводимости кристаллов CdGa₂S₄ при оптической перезарядке глубоких центров*, *Труды XII Межд. конф. «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы»*, Ульяновск, (2010) 210.
17. З.Кадыроглы, *Энергетический спектр локальных уровней в CdGa₂S₄*, *Труды XV Межд. конф. «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы»*, Ульяновск, (2012) 100-101.
18. Т.Г. Керимова, *Особенности формирования электронных спектров соединений в AB₂^{III}C₄^{VI}*, *Известия АН СССР, Неорганические материалы*, **25** (1989) 1874-1879.

**CdGa₂S₄ MONOKRİSTALLARININ FOTOKEÇİRİCİLİYİ.
REKOMBİNASİYA SXEMİ**

ZƏFƏR QƏDİRÖĞLÜ

Qaz köçürməsi üsulu ilə göyərdilmiş CdGa₂S₄ monokristallarının fotokeçiriciliyi tədqiq edilmişdir. Fotocərəyanın temperaturdan asılılığı və fotokeçiriciliyin relaksasiya əyriləri analiz edilmişdir. Alınan nəticələr üçsəviyyəli rekombinasiya modeli çərçivəsində (r- və s-rekombinasiya və t-yarışma səviyyələri) müzakirə edilmişdir.

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ CdGa_2S_4 . СХЕМА
РЕКОМБИНАЦИИ

**PHOTOCONDUCTIVITY CdGa_2S_4 SINGLE CRYSTALS.
THE SCHEME OF THE RECOMBINATION**

ZAFAR KADIROĞLU

The photoconductivity of CdGa_2S_4 single crystals grown by gas transport reaction has been investigated. The dependence of the photocurrent on the temperature and the relaxation curves of the photoconductivity have been analyzed. The results have been discussed in terms of the three-center model of recombination (r- and s-centers of recombination and t-trapping levels).

Редактор: Э.Гусейнов

УДК 621.315.592

**ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Pb_{1-x}Mn_xTe$ С
ИЗБЫТОЧНЫМИ АТОМАМИ ТЕЛЛУРА**

**Г.З.БАГИЕВА, Г.Д.АБДИНОВА, Н.Б.МУСТАФАЕВ,
Д.Ш.АБДИНОВ**

Институт Физики НАН Азербайджана

AZ1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33

bagieva-gjulandam@rambler.ru

поступила: 12.12.2012

принята к печати: 21.01.2013

Ключевые слова: монокристалл, избыточные атомы, вакансии, отжиг, термоэлектрик, антиструктурный дефект, теплосопротивление

РЕФЕРАТ

Влияние избыточных атомов теллура на термоэлектрические свойства неотожженных и отожженных при 473 и 573K образцов моно-кристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ обусловлено, в основном, их акцепторным действием, образованием анти-структурных дефектов в результате размещения части атомов Te в вакансиях подрешетки свинца. При отжигах при 573K происходит образование новых вакансий в подрешетке теллура, сопровождающееся ростом концентрации электронов в образцах.

Твердые растворы на основе $PbTe$ являются при средних температурах эффективными термоэлектриками и фоточувствительными в инфракрасной области материалами [1].

Эти материалы имеют сложную валентную зону и кристаллизуются с отклонением от стехиометрии. Концентрация носителей тока в них определяется, в основном, концентрацией собственных дефектов (вакансий в подрешетках свинца и теллура). Поэтому введением избыточных атомов теллура или свинца можно варьировать их термоэлектрическими параметрами.

В данной работе приводятся результаты исследований по влиянию избыточных атомов теллура на термоэлектрические свойства (электропроводность, коэффициент термоэдс и теплопроводность) и коэффициент Холла $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0,04$). Монокристаллы $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te$ с избытком теллура (до 0,5ат.%) были выращены методом Бриджмена. Режимы

синтеза и выращивания монокристаллов соответствовали режимам, приведенным в [2]. Из монокристаллических слитков для исследования вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов размерами $3 \times 5 \times 12$ мм. Удаление нарушенного слоя, образующегося на поверхности образцов при резке, осуществлялось химическим травлением, отжиг образцов проводился в среде спектрально чистого аргона при ~ 473 и 573 К в течение 120 часов. Электрические параметры измеряли при постоянном токе зондовым методом, а теплопроводность абсолютным стационарным методом в направлении роста кристаллов.

Результаты измерений показали, что электропроводность σ неотожженного стехиометрического образца монокристалла $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te$ до 210 К с температурой медленно растет, т.е. обладает полупроводниковым характером $\sigma(T)$. При $T \geq 210$ К с ростом температуры σ падает. В области температур от 77 до ~ 210 К коэффициент Холла R с ростом температуры медленно падает. Избыточные атомы теллура до 0,01 ат.% в кристаллах $Pb_{1-x}Mn_xTe$ приводят к росту значения σ в ~ 30 раз при 77 К, а $\sigma(T)$ и $R(T)$ образца с 0,01 ат.% Те обладают металлическим характером. Дальнейший рост концентрации избыточного теллура до 0,01 ат.% в образцах сопровождается существенным уменьшением значения σ при 77 К ($\sim$ в 4–5 раз по сравнению со стехиометрическим образцом) и восстановлением полупроводникового характера $\sigma(T)$ и $R(T)$ в определенном интервале температур. Значение электропроводности образца с 0,5 ат.% избыточного Те при 77 К $\sim$ в 2 раза превышает значение σ стехиометрического образца, а характер $\sigma(T)$ этого образца металлический. Знаки коэффициентов термоэдс и Холла образцов как стехиометрического, так и с избытком теллура во всем интервале температур положительные, и с ростом температуры α образцов растет. Отжиг при 473 К в течение 120 часов существенно изменяет электрические параметры кристаллов с избытком Те по сравнению с неотожженными образцами (Рис. 1). После отжига значения σ образцов во всем интервале температур значительно (до ~ 800 раз) падают. Во всех случаях, кроме образца с 0,5 ат.% Те, наблюдается полупроводниковый характер $\sigma(T)$.

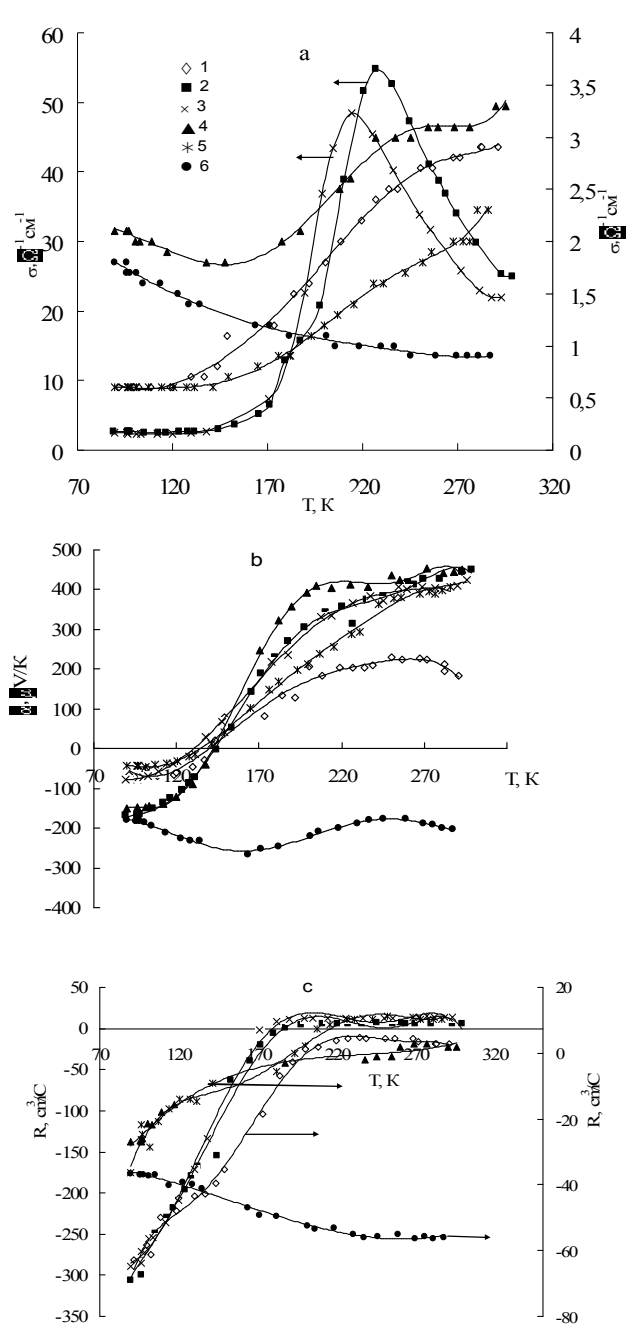


Рис.1.
Температурные зависимости: *a* - электропроводности, *b* - коэффициента термоэдс и *c* - коэффициента Холла, отожженных при 473К образцов $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Концентрация избыточных атомов теллура, ат. %: 1- 0; 2- 0,005; 3-0,01; 4-0,05; 5- 0,1; 6-0,5.

Знаки коэффициентов термоэдс и Холла образцов как стехиометрического, так и с избытком теллура, прошедших отжиг при 473К, при температурах ниже ~150 и ~170К соответственно отрицательные. С ростом температуры абсолютные значения α и R образцов (кроме образца с 0,5ат. %Te) уменьшаются; при некоторых температурах α и R образцов с $\leq 0,1$ ат. %Te, кроме стехиометрического и содержащего 0,5ат. %Te, меняют свой знак с отрицательного на положительный, затем α с температурой растет, а R почти не меняется. Знаки коэффициентов α и R образца с 0,5ат. %Te, прошедших отжиг при 473К, во всем интервале температур отрицательные, а их значения с температурой меняются слабо.

В отличие от неотожженных и отоженных при ~473К образцов электропроводность отоженных при ~573К образцов $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te<Te>$ во всем интервале температур обладает металлическим характером (Рис.2). При этом знаки коэффициентов термоэдс и Холла отрицательные. Кроме образца с 0,1ат. % избытком теллура коэффициент Холла образцов с температурой почти не меняется. При ~77К холловская концентрация электронов в образцах с 0; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1; 0,5ат. % Te составляет $7,2 \cdot 10^{18}$; $0,68 \cdot 10^{18}$; $2,2 \cdot 10^{18}$; $1,3 \cdot 10^{18}$; $5,7 \cdot 10^{17}$ и $7,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, соответственно, т.е. с ростом содержания избыточного теллура до 0,1ат. % концентрация электронов в образце падает. Холловская подвижность электронов в образце, наоборот, с ростом концентрации избыточного теллура в образце до 0,05ат. % растет. При содержании избыточного теллура равного 0,5ат. % наблюдается существенный рост концентрации и спад подвижности электронов в образце.

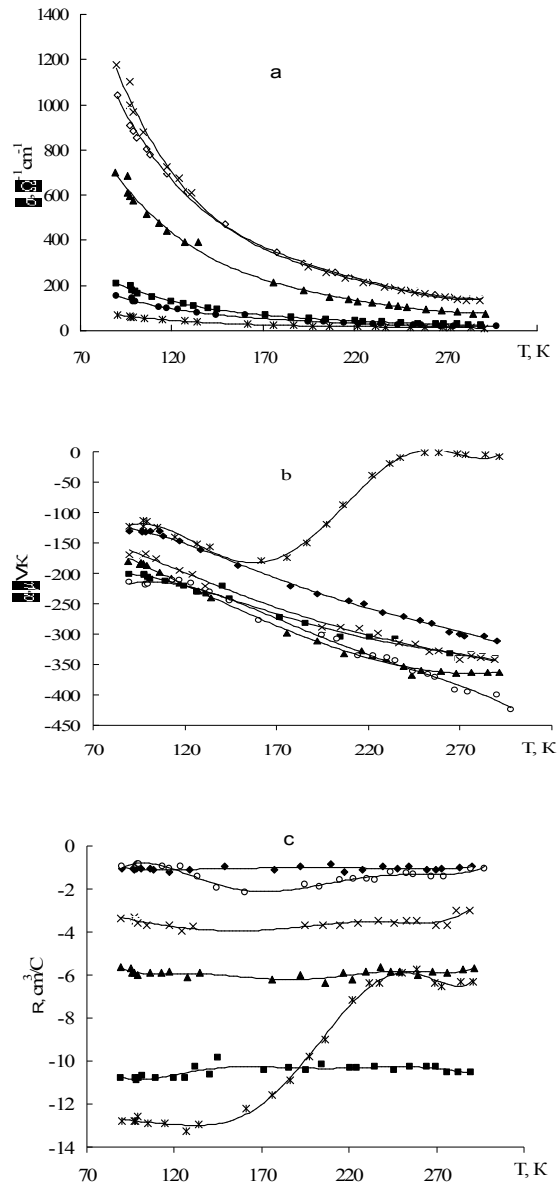


Рис.2.

Температурные зависимости: *a* - электропроводности, *b* - коэффициента термоэдс и *c* - коэффициента Холла, отожженных при 573 К образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Обозначения те же, что и на Рис.1.

Зависимости общей теплопроводности (χ) образцов от температуры представлены на Рис.3. Видно, что с ростом температуры значения χ уменьшаются.

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

$$\chi = \chi_p + \chi_{\varepsilon}, \quad (1)$$

где χ_p и χ_{ε} - решеточная и электронная составляющие теплопроводности, соответственно.

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

$$\chi_{\varepsilon} = L\sigma T = A(k/e)^2 \sigma T,$$

где e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, σ - электропроводность образца, а значение A определяли из экспериментальных значений коэффициента термоэдс (α) по кривой $A = f(\alpha)$ [3]. При расчете χ_{ε} использовали значения σ и α , полученные из эксперимента.

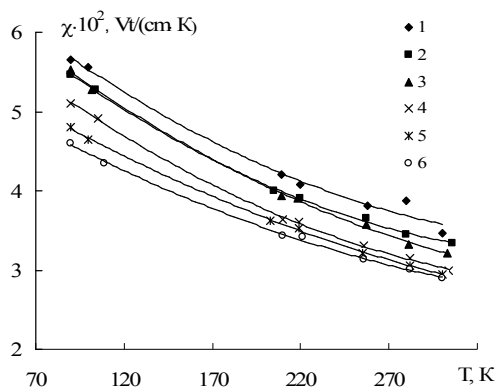


Рис.3.

Зависимости общей теплопроводности монокристаллических образцов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0,04$) с избытком теллура от температуры. Кривые 1-6 соответствуют образцам, содержащим 0; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1; 0,5ат.% избыточного теллура, соответственно.

Расчеты показали, что при ~ 90 и $\sim 305K$ в исследованных образцах тепло переносится, в основном, колебаниями ре-

шетки. Перенос тепла электронами проводимости в образцах не превышает ~4% от общей теплопроводности.

Температурная зависимость теплового сопротивления кристаллической решетки ($W_p = 1/\chi_p$) образцов $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te$ с избытком теллура показана на Рис. 4. Как видно, для всех образцов с ростом температуры значение W_p линейно растет, что свидетельствует о том, что тепловое сопротивление создается, в основном, за счет фонон-фононного рассеяния. Рост W_p в $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te$ с увеличением концентрации избыточных атомов теллура обусловлен рассеянием фононов на дефектах, созданных этими атомами. Точечные дефекты вызывают дополнительное рассеяние фононов и, следовательно, уменьшение теплопроводности.

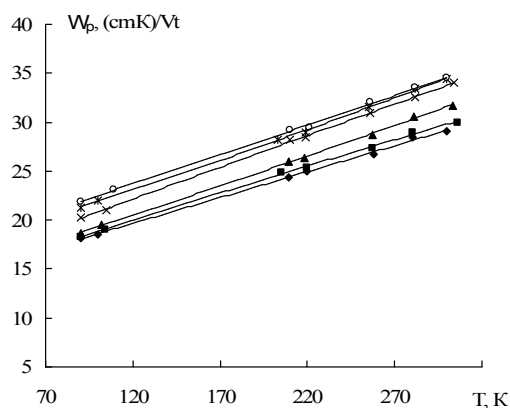


Рис. 4.

Зависимости теплового сопротивления монокристаллических образцов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ с избытком теллура от температуры. Обозначения те же, что и на Рис.3.

Теплопроводность и тепловое сопротивление кристалла с небольшим количеством точечных дефектов при высоких температурах можно представить в виде [4]

$$\chi = CT^{-1} - DT^{-2} \quad \text{и} \quad W = W_0 + \frac{D}{C^2},$$

соответственно. Здесь W_0 –теплосопротивление кристалла без дефектов, D и C – постоянные. Видно, что при высоких температурах точечные дефекты дают постоянную (не

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ С ИЗБЫТОЧНЫМИ
АТОМАМИ ТЕЛЛУРА

зависящую от температуры) добавку к теплосопrotивлению D/C^2 .

Сечение рассеяния на атомах Te, дополнительно введенных, оценивали по формуле А.Ф. Иоффе [5]

$$\frac{\chi_0}{\chi} = 1 + \frac{N}{N_0} \Phi \frac{\ell_0}{d},$$

здесь χ_0 и χ - коэффициенты теплопроводности кристалла без примесей и с примесями, соответственно, N_0 - общее число атомов в 1см^3 , N - число примесных атомов в 1см^3 , d - расстояние между соседними атомами, Φ - коэффициент, входящий в выражение для эффективного сечения рассеяния фононов $S=\Phi d^2$, ℓ_0 - среднюю длину свободного пробега в материале без примесей определяли из формулы Дебая

$$\chi_0 = \frac{1}{3} c_v \ell_0 V_{\text{гр}},$$

где c_v - теплоемкость 1 см^3 [6] и $V_{\text{гр}}$ - средняя групповая скорость [7].

Расчеты показали, что с ростом концентрации избыточных атомов теллура значение Φ падает (Таблица).

Таблица.

Добавочное тепловое сопротивление (ΔW_0 , Вт⁻¹/см·К), множитель, входящий в выражение эффективного сечения (Φ), электропроводность (σ , Ом⁻¹·см⁻¹), коэффициент термоэдс (α , мкВ/К), концентрация (n , см⁻³) и подвижность (μ , см²/В·сек) носителей тока образцов $\text{Pb}_{0,96}\text{Mn}_{0,04}\text{Te}$ с избытком теллура, n_0 и μ_0 - концентрация и подвижность носителей тока, соответственно, в образце без избыточного теллура.

Избыток Te, ат.%	ΔW_0	Φ	~ 90 K			
			σ ,	α ,	μ/μ_0	n/n_0
0	13,0	-	1044	-130	1	1
0,005	12,7	2,1	210	-201	2,11	0,094
0,01	12,1	3,2	1177	-170	3,69	0,30
0,05	12,0	2,7	698	-180	3,68	0,18
0,1	14,8	2,0	69,5	-122	0,82	0,08
0,5	15,8	0,3	153	-215	0,13	1,08

При экстраполяции зависимостей $W_p(T)$ в области низких температур отсекают на оси тепловых сопротивлений при $T=0\text{K}$ отрезок, равный ΔW_0 , что соответствует значению

добавочного теплового сопротивления, созданного дефектами в структуре кристаллов [4]. Значения ΔW_0 также показаны в Таблице. Видно, что с ростом концентрации избыточного теллура до 0,05ат.% добавочное теплосопротивление ΔW_0 несколько уменьшается. Подобное уменьшение в этой области содержания избыточного теллура претерпевает и Холловская концентрация носителей тока (n) в монокристаллах $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te$. Холловская подвижность носителей тока (μ) при этом с ростом содержания атомов теллура растет (Таблица). Можно принять, что малые концентрации избыточного теллура (до $\sim 0,01$ ат.%) распределяются в неотожженных образцах $Pb_{0,96}Mn_{0,04}Te$ равномерно и создают акцепторные центры и новые носители тока (дырки), что приводит к росту электропроводности и металлическому характеру $\sigma(T)$ и $R(T)$. При дальнейшем увеличении концентрации избыточного теллура (выше 0,01ат.%), часть из них располагается в вакансиях подрешетки свинца, т.е. образуются антиструктурные дефекты (атомные радиусы Pb и Te соответственно равны 1,75 и 1,70Å). Этот процесс приводит к уменьшению концентрации дырок, обусловленных как избыточным теллуrom, так и вакансиями в подрешетке свинца. Вследствие этого σ образцов уменьшается и на кривых зависимостей $\sigma(T)$ и $R(T)$ обнаруживаются участки с полупроводниковым характером, связанные с акцепторными центрами, концентрация которых составляет $\sim 10^{18} \text{см}^{-3}$ [8,9]. Продолжение роста концентрации избыточного теллура сопровождается дальнейшим уменьшением концентрации дырок, обусловленных вакансиями в подрешетке свинца, превалированием электронной проводимости и инверсией знака коэффициента Холла при $\sim 77\text{K}$ в случае образца с 0,5ат.%Te. С ростом температуры происходят ионизация вышеуказанных акцепторных центров, превалирование дырочной проводимости, изменение знака коэффициента Холла от отрицательного к положительному.

При отжиге образцов $\sim 473\text{K}$ параллельно с залечиванием структурных деформационных дефектов происходит и усиление процесса некоторого размещения атомов избыточного теллура в вакансиях подрешетки свинца, т.е. образование антиструктурных дефектов. Эти процессы заканчиваются

уменьшением концентрации дырок, обусловленных как деформационными дефектами, так и избыточными атомами теллура и вакансиями в подрешетке свинца. Поэтому значения σ образцов существенно уменьшаются, происходит превалирование электронной проводимости и перемена знаков α и R от положительного к отрицательному. Концентрация электронов, вычисленная из значений коэффициента Холла при $\sim 77K$, в случае отожженных образцов с $x=0,005$ и $0,01$ составляет $\sim 2,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В [8] показано, что в неотожженных образцах монокристаллов $PbTe$ существуют акцепторные уровни с энергией активации $E_A \approx 0,08 \div 0,10 \text{ эВ}$. Ионизация этих уровней с температурой приводит к полупроводниковому характеру $\sigma(T)$ в определенном интервале температур. По-видимому, эти акцепторные уровни сохраняются и в твердом растворе $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Однако введение Mn в $PbTe$ приводит к значительному изменению ширины запрещенной зоны E_g и E_A [10]. Энергии активации акцепторных уровней, вычисленные из полупроводниковой части $\sigma(T)$ для образцов с $0; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1 \text{ ат. \% Te}$ составляет соответственно $35, 95, 90, 30, 33 \text{ мэВ}$.

Малые концентрации избыточного теллура, располагаясь в вакансиях подрешетки свинца (в результате отжига), приводят к существенному уменьшению концентрации дырок, превалированию электронной проводимости (т.е. к отрицательному знаку α и R) при низких температурах. С ростом концентрации избыточного теллура растет и концентрация антиструктурных дефектов, однако часть атомов теллура остается свободной и создает новые дырки, что приводит к уменьшению абсолютных значений α и R при низких температурах.

С ростом температуры происходит ионизация акцепторных уровней, что приводит к уменьшению абсолютных значений α и R , в некоторых случаях к инверсии их знака от отрицательного к положительному. По-видимому, при $0,5 \text{ ат. \%}$ избыточного теллура почти все вакансии в подрешетке свинца заполняются, образец во всем интервале температур обладает электронным типом проводимости и металлическим характером $\sigma(T)$.

Вышеуказанный механизм сохраняется и в случае образцов отожженных при 573К. Однако в этом случае все образцы во всем исследованном интервале температур обладают n-типом проводимости. Поэтому в данном случае возможен и следующий механизм действия отжига на электрические свойства монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ с избытком теллура. При отжиге при 573К происходит переход некоторых атомов теллура из узлов решетки в междоузлия (возможно и улетучивание некоторых атомов теллура из образцов), что приводит к росту концентрации вакансий в подрешетке теллура, т.е. к росту концентрации электронов в образце и превалированию электронной проводимости. В этом случае с ростом содержания избыточного теллура концентрация вакансий в подрешетке теллура и концентрация электронов в образце, соответственно, будут уменьшаться, что подтверждается данными коэффициента Холла.

Таким образом выяснено, что механизм действия избыточных атомов теллура и отжига на электрические свойства монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ подобен таковому для монокристаллов $PbTe$ [11]. Избыточные атомы теллура при малых концентрациях в неотожженных образцах, в основном, действуют как акцепторные примесные центры, а при относительно больших концентрациях (при и выше 0,05ат.%), часть атомов избыточного Te , располагаясь в вакансиях подрешетки свинца, образуют антиструктурные дефекты и уменьшают концентрацию дырок. В результате отжига происходит залечивание некоторых структурных дефектов (например, деформационных), усиливается процесс размещения атомов Te в вакансиях подрешетки свинца, а также образование новых вакансий в подрешетке теллура. Эти процессы существенно влияют на значение и характер температурных зависимостей электрических параметров, на знак коэффициентов термоэдс и Холла, а также на решеточную теплопроводность образцов $Pb_{1-x}Mn_xTe$.

1. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимова, И.А.Смирнов, *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца $PbTe$, $PbSe$, PbS* . Москва, «Наука», (1968) 383.

2. З.Ф.Агаев, Э.А.Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов, *Выращивание и электрические свойства кристаллов твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$, Неорганические материалы*, **39** (2003) 543-545.
3. И.А.Смирнов, В.И.Тамарченко, *Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках*, Ленинград, «Наука», (1977) 151.
4. В.С.Оскотский, И.А. Смирнов. *Дефекты в кристаллах и теплопроводность*. Ленинград, «Наука». (1972) 160.
5. А.Ф. Иоффе. *Полупроводниковые термоэлементы*. Москва- Ленинград, Изд. АН СССР, (1957) 188.
6. Н.Х.Абрикосов, В.Ф.Банкина, Л.В.Порецкая, *Полупроводниковые соединения, их получения и свойства*, Москва, «Наука», (1967) 176.
7. Е.Д.Девяткова, И.А. Смирнов. *Влияния примесей галогенов на теплопроводность теллуристого свинца*. ФТТ. **3**(1961), 2298-2309.
8. Г.З. Багиева, Н.Б.Мустафеев, Г.А.Ахмедова, З.Ф.Агаев, Д.Ш.Абдинов, *Неоднородность электрических свойств монокристаллов $PbTe$ в направлении роста*, ФТП, **43** (2009) 149-151.
9. Г.А.Ахмедова, Г.З.Багиева, З.Ф.Агаев, Д.Ш.Абдинов, *О природе глубоких акцепторных уровней в запрещенной зоне неотожженных образцов монокристаллов $PbTe$* , ФТП, **43** (2009) 1456-1459.
10. Б.А.Акимов, С.А.Белоконь, З.М.Дашевский и др., *Энергетический спектр и фотопроводимость твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe(Ga)$* , ФТП, **25** (1991) 250-255.
11. Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафеев, Г.Д.Абдинова. Д.Ш.Абдинов, *Электрические свойства монокристаллов $PbTe$ с избытком теллура*, ФТП, **45** (2011) 1446-1449.

**ARTIQ TELLUR ATOMLARINA MALİK $Pb_{1-x}Mn_xTe$
MONOKRİSTALLARININ TERMÖELEKTRİK XASSƏLƏRİ**

G.Z.BAĞIYEVA, G.C.ABDİNOVA, N.B.MUSTAFAEV, C.Ş.ABDİNOV

Artıq tellur atomlarının termik işləmə keçməmiş və 473 və 573K temperaturlarında termik işləmə keçmiş $Pb_{1-x}Mn_xTe$ monokristalları nümunələrinin termoelektrik xassələrinə təsiri, əsasən, onların akseptor mərkəzləri yaratması, tellur atomlarının bir hissəsinin qurğuşunun alt qəfəsinin vakansiyalarında yerləşməsi nəticəsində antistruktur defektlərin yaranması və termik işlənmə zamanı tellur alt qəfəsində yeni vakansiyalar yaranması ilə bağlıdır.

**THERMOELECTRIC PROPERTIES of $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ WITH EXCESS
TELLURIUM ATOMS**

G.Z.BAGIYEVA, G.D.ABDINOVA, N.B.MUSTAFAYEV, D.Sh.ABDINOV

Effect of excess tellurium atoms on thermoelectric properties of non-annealed and annealed at 473 and 573K samples of $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ single crystals has been caused, essentially by their acceptor action, formation antistructural defects as a result of accommodation of a part of Te atoms in lead sub-lattice vacancies. New vacancies in tellurium sub-lattice have formed by annealing, accompanied with growth of electron concentration in samples.

Редактор: Г.Аждаров

**Au(III)-İONUNUN SORBSİYASININ TARAZLIQ VƏ
TERMODİNAMİKİ PARAMETRLƏRİNİN TƏDQIQI**

Ü.İ.YAQUBOVA

*AMEA Geologiya İnstitutu
AZ 1143, Bakı, H. Cavid pr., 29^a
ulkeraliyeva081@rambler.ru*

Daxil olub: 11.01.2013
Çapa verilib: 28.01.2013

Açar sözlər: sorbsiya, qızıl, ter-
modinamika, izoterm

REFERAT

Ditizonla modifikasiya olunan fosfoxlorlaşmış polibutadien əsaslı sorbentin qızıl (III) ionuna qarşı sorbsiyasının Lenqmür və Frenclix sorbsiya izotermələrinə görə analizi verilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, sorbsiya həm muti təbəqəli həm də səthi xarakter daşıyır. Müxtəlif temperaturalarda (298÷353K) aparılmış sorbsiyanın alınmış nəticələrinə görə paylanma əmsalı, sorbsiya dərəcəsi və sorbsiya tutumu hesablanmışdır. Məlum olmuşdur ki, temperatur artdıqca sorbendəki qızılın da miqdarı artır. Nəticədə sorbsiya dərəcəsi və paylanma əmsalı da artır. Deməli, qızılın ditizonla modifikasiya edilmiş PB əsaslı sorbentlə sorbsiyası endotermikdir.

GİRİŞ

Qızıl elementi daxil olmaqla nəcib metallar tarixən ən qiymətli metallar kimi böyük marağa səbəb olub. Onların fiziki kimyəvi xassələrini nəzərə alsaq sənayedə, tibdə və s. sahələrdə əvəzolunmaz yeri olduğunu söyləmək olar. Buna görə də nəcib metalların, o cümlədən qızılın belə geniş tətbiq diapazonunun olması onların təbii mineral obyektlərindən müxtəlif üsullarla ayrılmasını vacib edir [1].

Daha sonra qızıl konsentratını sulu məhlulundan dəmir 2-sulfatla çökdürülərək elektrolizlə ayrılması üsulu uzun müddət tətbiq olundu. Lakin dəmir 2-sulfatla proses bir neçə problemlər yaradır və iqtisadi cəhətdən əlverişsizdir.

Bu və ya digər ayrılma metodları arasında son zamanlar istifadəsinin səmərəliyinə görə ən geniş yayılmış metod ion mübadilə və kompleksmələğətirici qruplu sorbentlərlə sorbsiya metodudur. Bu

üsulla qızılın ayrılması həm seçicidir və həm də az vaxta başa gəlir. Qızıl elementi kükürdlə kompleks əmələ gətirməyə meyilli olduğu üçün hal-hazırda qızıla qarşı kompleks əmələ gətirici xüsusiyyətinə malik, tərkibində kükürd saxlayan aktiv funksional qruplu sorbentlər daha çox sintez olunur. Həmçinin amidoksim, qvanidin, ditizon, merkapt o qruplu sorbentlər geniş tətbiq diapazonuna malikdirlər [2-4].

Bizim sintez etdiyimiz sorbent qızıla qarşı həssas ditizonlu funksional qrupa malikdir. Matris kimi iqtisadi cəhətdən ucuz başa gələn SKD markalı polibutadiendən istifadə edilmişdir.

Təqdim etdiyimiz məqalə adı çəkilən sorbentin qızıl (III)-ionuna qarşı sorbsiyasının termodinamik və tarazlığının tədqiqinə həsr edilmişdir.

TƏCRÜBİ HİSSƏ

Aparılacaq tədqiqatlar üçün [5] işində şərh olunmuş metodika üzrə sintez olunmuş sorbentin 0,25mm ölçülü fraksiyası seçilmişdir. Qızıl məhlulu qatılığın 100-200mq/l qiymətlərində götürülmüşdür.

Sorbsiya statik şəraitdə məhdud həcm üsulu ilə aparılmışdır. Bütün təcrübələrdə bərk fazanın maye fazaya olan nisbəti 1:2000 götürülmüşdür. Qızılın sorbsiyası fərqli temperatur intervalında (293 K, 308K 323K) termostat ilə təchiz olunmuş stəkanda qarışdırılmaqla (200dövr/dəq.) aparılmışdır. Məhlulda qalan qızılın qatılığı Atom Absorbsiyon Spektroskopiya metodu ilə «Perkin Elmer 300» cihazında təyin edilmişdir. Tarazlıq anında sorbsiya tutumu ($q, \text{mq/q}$), sorbsiya dərəcəsi ($F, \%$), paylanma əmsalı D , ml/mq aşağıdakı tənliklərlə hesablanmışdır:

$$q = (C_0 - C_{tar}) \cdot \frac{V}{m}, \quad (1)$$

$$F = \frac{C_0 - C_{tar}}{C_0} \cdot 100 \%, \quad (2)$$

$$D = (C_0 - C_{tar}) \cdot \frac{V}{m} \cdot \frac{1}{C_{tar}}, \quad (3)$$

burada C_0 ; C_{tar} - Au(III)-ün başlanğıc və tarazlıq qatılığı(maye fazada), mq/l; V -məhlulun həcmi, l; m -sorbentin miqdarıdır, q.

NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN MÜZAKİRƏSİ

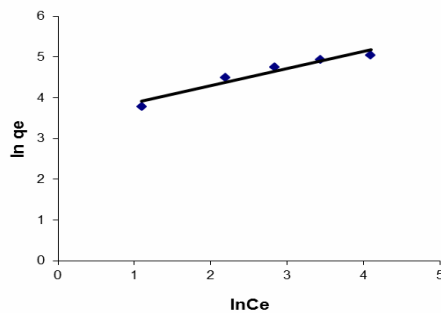
Qızılın sorbsiyasının nəticələrini Frenclix və Lenqmür adsorbsiya izotermələrinə nəzərən analizini verək [6-7]. Frenclix tənliyi aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$q_{tar} = K_F C_{tar}^n, \quad (4)$$

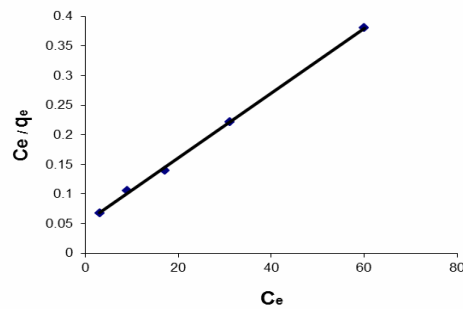
burada q_{tar} , C_{tar} uyğun olaraq tarazlıq anında sorbendə(mq/q) və maye fazada olan (mq/l) qızılın miqdarıdır. K_F və n frenclix sabitləri adlanır, adsorbentin və adsotbatın təbiətindən, mühitin təzyiq və temperaturdan asılıdır. (4)-ü xətti tənlik şəklinə çevirsək,

$$\ln q_{tar} = \frac{1}{n} \ln C_{tar} + \ln K_F \quad (5)$$

alınır. Tənliyə görə nəticələr veriməklə $\ln q_{tar}=f(\ln C_{tar})$ asılılığı qurulmuşdur (Şəkil 1).



Şəkil 1.
Qızıl (III)-ionunun xlorid kompleksinin sorbsiyasının Frenclix izotermi: 293K-də



Şəkil 2.
Qızıl (III)-ionunun xlorid kompleksinin sorbsiyasının Lenqmür izotermi: 293K-də

K_F və n Frenclix sabitlərinin qiymətini diaqramın tənliyi əsasında hesablanır (Cədvəl 1).

Cədvəl 1.

Frenclix izotermi hesablanmış izotermik parametrləri

R^2	$1/n$	$\ln K_F$	n	K (mq/q)
0,9399	0,4224	3,45	2,36	31,136

Izotermin hesablanmış parametrlərindən aydın görmək olur ki, sorbsiyanın izotermi Frenclix modelinə görə təsvir etmək olar.

Lenqmür izoteminin xətti forması (6) tənliyi şəklində ifadə olunur:

$$\frac{C_{tar}}{q_{tar}} = \frac{1}{Q_m} C_{tar} + \frac{1}{Q_m \cdot K_L}, \quad (6)$$

burada q_{tar} , C_{tar} uyğun olaraq tarazlıq anında sorbendə (mq/q) və maye fazadakı (mq/l) qızılın miqdarıdır. Q_m – monotəbəqəli sorbsiya tutumu, K_L – Lenqmür sabiti adlanır. Tənliyə görə verilmiş nəticələr əsasında veriməklə $C_{tar}/q_{tar} = f(C_{tar})$ asılılığı qurulmuşdur (Şəkil 2).

Diagramdan göründüyü kimi qızılın sorbsiyası (6) tənliyi ilə xarakterizə etmək olar. Diagramın tənliyi əsasında Q_m və K_L hesablanmışdır (Cədvəl 2.)

Cədvəl 2.

Lenqmür izotermi hesablanmış izotermik parametrləri

R^2	$1/Q_m$	$1/Q_m \cdot K_L$	Q_m , mq/q	K_L , mq/l
0,9994	0,0055	0,0519	181,0	0,106

Deməli, Lenqmür əyrisi daha çox xəttidir ($R^2=0,9994$) və monotəbəqəli sorbsiya tutumunun qiyməti böyükdür. Yəni Au(III)-ün sintez etdiyimiz polimer sorbentlə sorbsiyası daha çox mono təbəqəli xarakter daşıyır.

Müxtəlif temperaturalarda (298÷353K) aparılmış Au(III) sorbsiyasının alınmış nəticələrinə görə paylanma əmsalı, sorbsiya dərəcəsi və sorbsiya tutumu hesablanmışdır. Nəticələr aşağıda verilmişdir (Cədvəl 3).

Cədvəl 3.

Müxtəlif temperaturalarda qızılın sorbsiyasının tarazlıq parametrlərinin hesablanmış nəticələri

T, K	$1/T \cdot 10^3$	q , mq/q	K_c mq/l	F , %	D , 10^4 ml/mq
293	3,4	141	2,22	70	0,4540
308	3,2	155,6	3,49	77,8	0,7009
323	3,0	157	3,66	78,6	0,7345

Nəticələrdən də göründüyü kimi temperatur artdıqca sorbentdəki qızılın da miqdarı artır. Nəticədə sorbsiya dərəcəsi və paylanma əmsalı da artır. Deməli, qızılın ditizonla modifikasiya edilmiş PB əsaslı sorbentlə sorbsiyası endotermikdir. Temperaturun artması ilə sorbsiya dərəcəsinin artması sorbentin məsələlərində daha çox aktiv mərkəzin əmələ gəlməsi ilə getməsi ehtimal olunur.

Aldığımız nəticələr qızılın sorbsiyasının temperaturdan asılılığına dair ədəbiyyatlardakı nəticələrlə oxşardır [7-8].

Aldığımız nəticələrin termodinamiki xarakteristikaları tədqiq edilmişdir. Termodinamiki parametrlər aşağıdakı kimi ifadə edilir:

$$\ln K_c = \frac{\Delta S}{R} - \frac{\Delta H}{RT}, \quad (7)$$

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S, \quad (8)$$

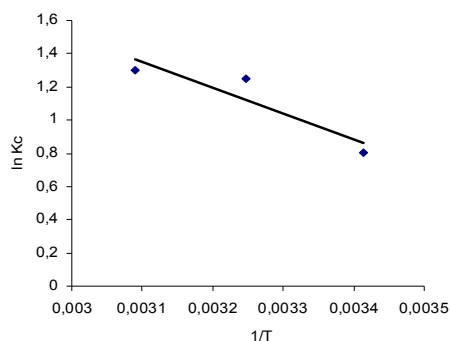
$$\Delta G = -RT \ln K_c, \quad (9)$$

burada ΔH , ΔS , ΔG və T uyğun olaraq entalpiya, entropiya, Gibbs sərbəst enerjisi, temperatur (Kelvinlə), R universal qaz sabitidir. K_c sorbsiya prosesinin tarazlıq sabiti adlanır və aşağıdakı formulla ifadə edilir:

$$K_c = \frac{C}{C_{tar}}, \quad (10)$$

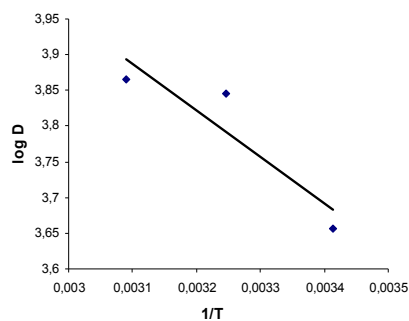
burada C və C_{tar} uyğun olaraq sorbentdə və məhlulda qalan qızılın qatılığıdır, mq/l-lə.

Təcrübədən alınmış nəticələr əsasında (10) tənliyindən istifadə etməkə hesablama aparılmış və nəticələr diaqram şəklində ifadə edilmişdir (Şəkil 3).



Şəkil 3.

Qızıl (III) xlorid kompleksinin sulu məhlulundan sorbsiyasının tarazlıq sabitinin ($\ln K_c$) temperaturdan ($1/T(K^{-1})$) asılılığı.



Şəkil 4.

Qızıl (III) xlorid kompleksinin sulu məhlulundan sorbsiyasının paylanma əmsalının ($\log D$) temperaturdan ($1/T(K^{-1})$) asılılığı.

Diagramda təsvir olunan Vant Hoff əyrisinin tənliyi əsasında, həmçinin 7,8,9 bərabərliklərini nəzərə alaraq ΔH , ΔS , ΔG qiymətləri hesablanmışdır. Nəticələr (Cədvəl 4) də təqdim edilmişdir.

Cədvəl 4.

Müxtəlif temperaturalarda qızılın sorbsiyasının termodinamik parametrlərinin hesablanmış nəticələri.

R ²	(-ΔH/R)	(ΔS/R)	ΔH (kC/mol)	ΔS (kC.mol ⁻¹ K ⁻¹)	ΔG (kC/mol)		
					273	308	323
0,8622	-1622,8	6,3976	13.478	0,05316	-1,8162	-2,403	-3,5127

Digər tərəfdən, paylanma əmsalının loqarifmasının temperaturdan asılılığı qurulmuşdur (Şəkil.4).

$$\log D = \frac{-\Delta H}{2.303RT} + C, \quad (11)$$

burada D, paylanma əmsalıdır. Şəkildən göründüyü kimi əyri xəttidir ($R^2 = 0,8622$). Əyrinin tənliyi ilə (8) tənliyinin müqayisəsindən entalpiyanın qiyməti $\Delta H = 13.11 \text{ kC}$ hesablanmışdır.

Şəkil 3 və 4-dən göründüyü kimi temperaturun artması ilə tarazlıq sabitinin, paylanma əmsalının artması qızılın ditizonla modifikasiya edilmiş sorbentlə sorbsiyasının endotermik təbiətə malik olduğunu göstərir. Gibbs sərbəst enerjisinin $-\Delta G$ mənfi qiymət alması prosesin spontan olduğunu göstərir. Nəticələrdən də göründüyü kimi (Cədvəl 2) temperatur artdıqca ΔG - daha da mənfi qiymət alır. Belə bir artımı sorbent məsələlərinin ölçülərindəki dəyişikliklə də izah etmək olar. Belə ki, temperatur artdıqca ola bilər ki, məsələlərin ölçüsü artır və ya səthdə aktivlik əmələ gəlir. Temperaturun artımı entropiya dəyişikliyinə də müsbət təsir edir ki, bu da öz növbəsində sorbsiya zamanı sorbent/məhlul fazalararası nizamsızlığın artımı ilə izah olunur. Bu onu göstərir ki, temperatur artdıqca qızıl kompleksinin hərəkət gücü artır, sorbsiya tutumu da artır.

Məqalə Bakı Dövlət Universitetinin Universitetdaxili “50+50” grant proqramı çərçivəsində yerinə yetirilmiş və alınmış nəticələr əsasında tərtib edilmişdir.

1. Ю.С.Кононов, Г.Л.Пашков, У.Ф.Куклина, А.Г.Холмогоров, В.П.Плеханов, *Ионообменные процессы в гидрометаллургии золота, Сорбционные и хроматографические процессы*, **6** (2006) 884-887.
2. С.А.Симанова, Т.В.Кузнецова, Л.В.Коновалов, А.В.Щукарев, *Комплексообразование платины (II) и палладий (IV) в процессе сорбции их хлорокомплексов волокнистым сорбентом на основе полиакрилонитрила, модифицированного аминогуанидином*, *Журнал прикладной химии*, **78** (2005) 729-735.
3. Л.П.Шаулина, А.И.Скушникова, Е.С.Домнина, А.Л.Павлова, И.П.Голентовская, *Изучение сорбции благородных металлов сетчатыми полимерами винилимидазолов с акриловой кислотой*, *Журнал прикладной химии*, **64** (1991) 194-196.
4. К.М.Салдадзе, В.Г.Копылова-Валова, *Комплексообразующие иониты*, М.: Химия, (1980) 336.
5. А.Ə.Əzizov, R.A.Rəhimov, R.M.Alosmanov, O.H.Əkbərov, *Fosfonturşu qruplu –PO(OH)₂ sorbentlərin alınması üsulu*, *Azərbaycan Respublikası. Standartlaşdırma, Metrologiya və Patent üzrə Dövlət agentliyi. Patent. İxtira*, İ 2005 01 42.
6. R.Renuka, M.Gonte, K.Balasubramanian, *Chemically modified polymer beads for sorption of gold from waste gold solution*, *Journal of Hazardous materials*, **217** (2012) 447-451.
7. Ghulam Hussain, M. Alikhan, *Adsorption of Gold (III) from Aqueous Solutions on Bagasse Ash*, *Journal of the Chemical Society of Pakistan*, **33** (2011) 317
8. A.S.Bashammakh, S.O.Bahaffi, F.M.Al-Shareef, and M.S.EL-Shahawi, *Development of an Analytical Method for Trace Gold in Aqueous Solution Using Polyurethane Foam Sorbents: Kinetic and Thermodynamic Characteristic of Gold(III) Sorption*, *Analytical Sciences*, **29**(2009) 413-418

Ü.I.YAQUBOVA

**INVESTIGATION OF THE EQUILIBRIUM AND THERMODYNAMIC
PARAMETERS
OF AU(III) SORPTION**

U.I.YAQUBOVA

The analysis of the sorption of gold (III) onto sorbent based phosphochlorinated polybutadiene modified with dithizone has been presented by Freundlich and Langmuir sorption isotherms. It has been found that the adsorption process possesses surface and multi-layer character. It has been calculated the distribution coefficient, the rate of sorption and sorption capacity from the results of sorption conducted at different temperatures (298-353K). It has been found that the amount of gold in sorbent increases with increasing temperature. As a result, sorption and distribution coefficient increased. Thus, the sorption of gold onto sorbent based on PB modified with dithizone has been endothermic.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАВНОВЕСНЫХ И
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СОРБЦИИ Au (III)-ИОНА**

У.И.ЯКУБОВА

Представлен анализ сорбции золота(III) с сорбентом на основе фосфохлорированного полибутадиена модифицированным дитизоном по изотермом сорбции Френдлиха и Ленгмюра. Установлено, что сорбция имеет как поверхностный, так и мультислойный характер. Рассчитаны коэффициент распределения, скорость сорбции и сорбционная емкость по результатам сорбции, проведенным при различных температурах (298÷353K). Выяснено, что количество золота увеличивается с повышением температуры. В результате увеличиваются сорбция и коэффициент распределения. Таким образом, сорбция золота сорбентом на основе ПБ модифицированного дитизоном эндотермична.

Редактор: А.Гарибов

**FeGaInS₄ MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK
NÜFUZLUĞUNUN DƏYİŞƏN ELEKTRİK CƏRƏYANININ
TEZLİYİNDƏN VƏ TEMPERATURDAN ASILILIĞI**

N.N.NİFTİYEV, F.M.MƏMMƏDOV^{}, M.B.MURADOV^{***},
İ.B.BƏXTİYARLI^{**}, K.O.TAĞİYEV^{**}**

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

AZ 1000, Bakı, Ü.Hacıbəyov, 34

namiq7@bk.ru

AMEA Fizika İnstitutu^{}*

AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr., 33

*AMEA Kimya Problemləri İnstitutu^{**}*

AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr., 29

*Bakı Dövlət Universiteti^{***}*

AZ 1145, Bakı, Z.Xəlilov, 23

Daxil olub: 11.01.2013

Çapa verilib: 28.01.2013

Açar sözlər: monokristal, dielektrik nüfuzluğu, aktivləşmə enerjisi, cərəyan, tezlik, temperatur relaksasiya müddəti, polyarizasiya mexanizmi

REFERAT

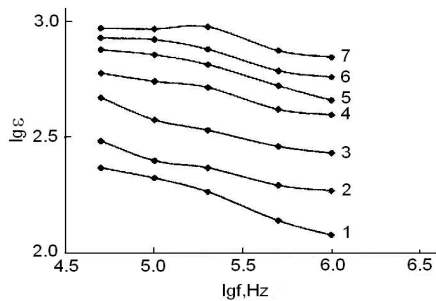
FeGaInS₄ monokristalının müxtəlif temperatur və tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperatur yüksəldikcə dielektrik nüfuzluğunun artması əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır. Tədqiq olunan temperaturlarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi tezliklə tərs mütənəssib olaraq azalır. Bu monokristal üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmış və $\Delta E^* = 0,21 \text{ eV}$ qiyməti tapılmışdır. FeGaInS₄ monokristalında relaksasiya müddəti hesablanmış və istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polyarizasiya mexanizminin olması müəyyən edilmişdir.

Son illər qeyri-adi fiziki xassələri və praktik tətbiqləri sayəsində d və f təbəqələri tamamilə dolmayan elementlər daxil olan üçlü xalkogenit birləşmələr intensiv tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr içərisində müasir yarımkeçiricilər elektronikasının funksional imkanlarını genişləndirən əsas mənbələrdən biri kimi AB₂X₄ (A - Mn, Fe, Co, Ni; B-Ga, In; X-S, Se, Te) tipli birləşmələri göstərmək olar[1-10]. AB₂X₄ tipli birləşmələr sinfinə aid olan FeGaInS₄ monokristalı Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik

tədqiqatlar göstərir ki, FeGaInS_4 monokristal qəfəs parametrləri $a=3,81$; $c=12,17\text{\AA}$; $c/a=4,65$; $z=1$ fəza qrupu $P3m$ olan ZnIn_2S_4 birpaketli yarımtip quruluşuna kristallaşır [11]. FeGaInS_4 monokristalının bəzi fiziki xassələri [12-14] işlərində tədqiq edilmişdir. Elektrik tutumunu ölçmək üçün qalınlığı $\sim 0,1\text{mm}$ olan kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmış və ölçülmələr E7-20 ($25\div 10^6\text{Hz}$) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçmə gərginliyi verilmişdir.

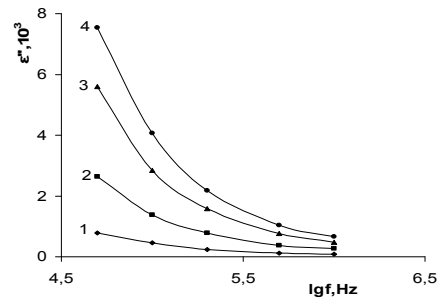
Dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi $\epsilon' = Cd/\epsilon_0 S$, xəyali hissəsi isə $\epsilon'' = \text{tg}\delta \cdot \epsilon'$ ifadələrindən hesablanmışdır.

Şəkil 1-də FeGaInS_4 monokristalı üçün müxtəlif temperaturlarda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin tezlikdən asılılıq qrafiki təsvir olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, $296\div 376\text{K}$ temperatur intervalında $10^4\div 10^6\text{Hz}$ tezliklərdə ϵ' -in qiyməti $200\div 1000$ həddində dəyişir. ϵ' -nin böyük olmasının səbəbi kristalda defektlərin konsentrasiyasının kifayət qədər böyük olmasıdır [15]. Şəkildən görünür ki, $296\div 341\text{K}$ temperaturlarda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi tezlik artdıqca azalır, yüksək temperaturlarda ($356\div 376\text{K}$) isə tezlik artdıqca başlanğıcda ϵ' sabit qalır, sonra yavaş-yavaş azalır.



Şəkil 1.

FeGaInS_4 monokristalı üçün müxtəlif temperaturlarda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin elektrik sahəsinin tezliyindən asılılığı. T,K: 1-296, 2-311, 3-326, 4-341, 5-356, 6-366, 7-376.

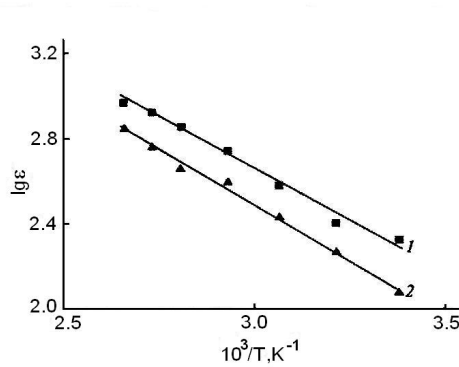


Şəkil 2.

FeGaInS_4 monokristalı üçün müxtəlif temperaturlarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin elektrik sahəsinin tezliyindən asılılığı. T,K: 1-296, 2-326, 3-356, 4-376.

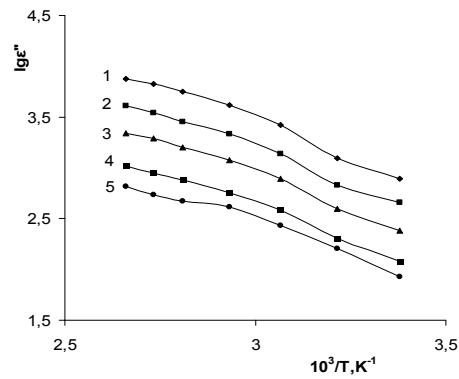
**FeGaInS₄ MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK NÜFUZLUĞUNUN
DƏYİŞƏN ELEKTRİK CƏRƏYANININ TEZLİYİNDƏN VƏ
TEMPERATURDAN ASILILIĞI**

Şəkil 2-də FeGaInS₄ monokristalı üçün müxtəlif temperaturlarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin tezlikdən asılılıq qrafiki göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, 50÷200kHz tezliklərdə ϵ'' tezlik artdıqca daha sürətlə azalmağa başlayır. $2 \cdot 10^5 \div 10^6$ Hz tezlik intervalından isə tezlik artdıqca ϵ'' daha yavaş sürətlə azalır. Ümumilikdə tədqiq olunan temperaturlarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi tezliklə tərs mütənasib olaraq azalır.



Şəkil 3.

FeGaInS₄ monokristalının müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılığı. f , Hz: $1 \cdot 10^5$, $2 \cdot 10^6$.



Şəkil 4.

FeGaInS₄ monokristalının müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılığı. f , Hz: $1 \cdot 5 \cdot 10^4$, $2 \cdot 10^5$, $3 \cdot 2 \cdot 10^5$, $4 \cdot 5 \cdot 10^5$, $5 \cdot 10^6$.

Şəkil 3-də FeGaInS₄ monokristalının dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki təsvir edilmişdir. Şəkildən görünür ki, tədqiq olunan tezliklərdə $\lg \epsilon' \sim 10^3 / T$ asılılığından bir xətti hissə aşkara çıxarılmışdır və temperatur yüksəldikcə ϵ' - nin artması müşahidə edilir. Bunu belə izah etmək olar: məlumdur ki, dielektrik və yarımkəçiricinin elektrik keçiriciliyi yüksək olarsa paralel dövrə ilə birləşən zaman ϵ' aşağıdakı düsturla xarakterizə olunur [15]:

$$\epsilon = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega \operatorname{tg} \delta}, \quad (1)$$

burada $\omega = 2\pi f$ - dairəvi tezlik, $tg\delta$ - dielektrik itki bucağıdır.

Yarımkeçiricilərdə elektrik keçiriciliyi temperatur artdıqca əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması hesabına artır. Düsturdan göründüyü kimi dielektrik nüfuzluğu σ ilə düz mütənasibdir və $tg\delta$ temperaturdan asılı olaraq zəif dəyişir. Ona görə də temperatur artdıqca σ artır və ona uyğun ε da artır. Deməli, temperatur yüksəldikcə dielektrik nüfuzluğunun artması əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır.

$lg\varepsilon' \sim 10^3 / T$ asılılığından aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır və $\Delta E' = 0,21 \text{ eV}$ -a bərabərdir. Enerjinin bu qiyməti sabit və dəyişən elektrik sahəsində FeGaInS₄ monokristalının ekelektrik keçiriciliyinin tədqiqi zamanı tapılmış aktivləşmə enerjisinin qiymətləri ilə demək olar ki, üst-üstə düşür [12,14].

Şəkil 4-də FeGaInS₄ monokristalının müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki təsvir olunmuşdur. Şəkildən görünür tezlik artdıqca ε'' -in azalması müşahidə olunur. Temperatur artdıqca isə başlanğıcda ε'' daha sürətlə artır və sonra 341K temperaturdan başlayaraq isə ε'' -nin daha zəif artması məlum olur.

Məlumdur ki, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi üçün Debay tənlikləri aşağıdakı kimidir [16]:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \cdot \omega} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3)$$

(2) və (3) ifadələrindəki ε' və ε'' -in temperatur asılılığı tədqiq olunan maddələrin relaksasiya müddətinin (τ) və elektrik keçiriciliyinin (σ) temperatur asılılığından təyin olunur. ε' və ε'' -in tezlik asılılığı elektrik keçiriciliyin mexanizmindən asılı olur (keçiriciliyin zona mexanizmi zamanı $\sigma \neq \sigma(\omega)$ və sıçrayış mexanizmi zamanı isə $\sigma = \sigma(\omega)$ olur).

Keyfiyyət tərəfdən ε' və ε'' -in temperatur və tezlik asılılıqlarına nəzər yetirək. Fərz edək tədqiq olunan material keçirici dielektrik

və pis keçirən yarımkeçiricidir. Onda aşağı tezlikli oblast üçün ($\omega\tau \ll 1$) (2) və (3) ifadələrindən alırıq:

$$\varepsilon' = \varepsilon_s = \text{const}, \quad (4)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \omega \tau + \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \cdot \omega}, \quad (5)$$

(4)-dən görünür ki, aşağı tezlikli oblastda həqiqi dielektrik nüfuzluğu (ε') sabit olur və statik dielektrik nüfuzluğuna (ε_s) bərabər olur.

Dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi (5) ifadəsinin II həddinə görə tezlik artdıqca azalmalıdır. Məlumdur ki, ε'' özündə σ və τ -ni ifadə edir. Tədqiq olunan maddələr üçün bu kəmiyyətlər özü temperaturdan asılıdır və həmçinin σ tezlikdən asılılı olur. Əgər aktiv keçiricilikdə üstün rolu zona mexanizmi oynayarsa, yəni $\sigma \neq \sigma(\omega)$, $\sigma \sim \exp(-\Delta E_\sigma / kT)$ və $\tau \sim \exp(\Delta E_\mu / kT)$ olarsa, onda (5) dən alırıq:

$$\varepsilon'' \approx \frac{1}{\varepsilon_0 \omega} \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{kT}\right) + (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \cdot \omega \exp\left(\frac{\Delta E_\mu}{kT}\right), \quad (6)$$

(6)-ya görə aşağı tezlikli oblastda tezlik artdıqca dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi bütünlüklə azalmalıdır.

Keçiriciliyin sıçrayışlı mexanizmi zamanı ($\sigma \sim \omega^S$) isə (3) ifadəsindən aşağıdakı alınır:

$$\varepsilon'' \approx \frac{1}{\varepsilon_0 \omega^{1-S}} \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{kT}\right) + \tau_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \omega \exp\left(\frac{\Delta E_\mu}{kT}\right). \quad (7)$$

Buradan görünür ki, aşağı tezlikli oblastda keçirici dielektrikin və ya pis keçirən yarımkeçiricinin ε'' -in temperatur və tezlik asılılıqları keçiriciliyin zona və sıçrayış mexanizmi halında bir-birinə oxşayır.

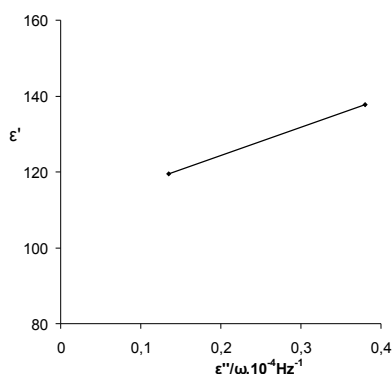
FeGaInS₄ monokristalının elektrik keçiriciliyinin dəyişən elektrik sahəsində tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, bu birləşmədə elektrik keçiriciliyi qarışıq, yəni zona və sıçrayış mexanizmi ilə əlaqədardır. Dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin dəyişən cərəyanın tezliyindən asılılıqlarının tədqiqi nəticəsində

(Şəkil 2) aşkara çıxarılmışdır ki, aşağı tezliklərdə tezlik artdıqca ε'' -in bütünlüklə azalması baş verir. FeGaInS₄ monokristalının aşağı tezliyin sabit qiymətində dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılığının tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, bu asılılıq eksponensial xarakter daşıyır (Şəkil 4).

Debay tənliliklərinin təqribiliyinə baxmayaraq onlardan relaksasiya müddətinin qiymətini hesablamaq olar. Doğrudan da (4) və (5)-dan sadə çevrilmələr aparmaqla almaq olar:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\varepsilon''}{\omega}. \quad (8)$$

(8) ifadəsindən görünür ki, ε_{∞} yüksək tezlikli dielektrik nüfuzluğunun qiymətini və τ relaksasiya müddətini $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ asılılığından alınan düz xəttin ordinat oxu ilə kəsişməsindən və bu düz xəttin tangens bucağından təyin etmək olar. Otaq temperaturunda $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ təcrübi



asılılığı FeGaInS₄ monokristalı üçün Şəkil 5-də göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ asılılığında bütövlükdə xəttilik müşahidə olunur. Bu asılılıqdan ε_{∞} və τ -nin qiymətləri hesablanmışdır və $\varepsilon_{\infty} = 110$, $\tau = 1,3 \cdot 10^{-6}$ san. bərabər olur.

Şəkil 5. FeGaInS₄ monokristalı üçün otaq temperaturunda $\varepsilon' \sim f(\varepsilon''/\omega)$ asılılığı.

Relaksasiya müddətini bilməklə bu birləşmədə polyarizasiya mexanizmi haqqında fikir söyləmək olar.

Məlumdur ki, i stilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polyarizasiyası zamanı relaksasiya müddəti $10^{-2} \div 10^{-7}$ saniyəyə bərabər olur. FeGaInS₄ monokristalında polyarizasiya zamanı relaksasiya müddəti $1,3 \cdot 10^{-5}$ san qiymətini alır. Bu da istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polyarizasiyasına uyğun gəlir. Bu polyarizasiya mexanizmi bərk dielektriklər üçün xarakterikdir [16].

Beləliklə, işdə FeGaInS₄ monokristalının müxtəlif temperatur və tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi tədqid edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperatur yüksəldikcə dielektrik nüfuzluğunun artması əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır. Tədqiq olunan temperaturlarda FeGaInS₄ monokristalının dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi tezliklə tərs mütənəşib olaraq azalır. Bu monokristal üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmış və $\Delta E^e = 0,21 \text{ eV}$ qiyməti tapılmışdır. FeGaInS₄ monokristalında relaksasiya müddəti hesablanmış və istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polyarizasiya mexanizminin olması müəyyən edilmişdir.

1. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, *Электрические свойства $FeIn_2S_4$ на переменном токе*, Журнал технической физики, **82** (2012) 153-155.
2. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, *Оптическое поглощение в монокристаллах $MnIn_2S_4$* , Оптика и спектроскопия, **113** (2012) 1-4.
3. И.В.Боднар, С.В.Труханов, *Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $Fe_xMn_{1-x}In_2S_4$* , ФТП, **45** (2011) 1464-1469.
4. В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, М.А.Осипова, И.В.Боднар, *Обнаружение твердых растворов $(In_2S_3)_x(MnIn_2S_4)_{1-x}$ и создание фоточувствительных структур на их основе*, ФТП, **44** (2010) 48-52.
5. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, Ф.А.Казымова, *Электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$ на переменном токе*, Письма в ЖТФ, **35** (2009) 79-83.
6. K.Rushchanskii, H.Haeuseler, D.Bercha, *Band structure calculations on the layered compounds $FeGa_2S_4$ and $NiGa_2S_4$* , J.of physics and chemistry of solids, **63** (2008) 2019-2028.
7. V.Sagredo, M.C.Moron, L.Betancourt, G.E.Delgado, *Antiferromagnetic versus Spin-glass like behavior in $MgIn_2S_4$* , J. of Magnetic Materials, **312** (2007) 294-297.
8. M.Quintero, M.Morocoima, E.Guerrero, J.Ruiz, *Temperature variation of lattice parameters and thermal expansion coefficients*

of the compound $MnGa_2Se_4$, *Physica status solidi (a)*, **146** (2006) 587-593.

9. C.Xiangying, Z.Zhongjie, Z.Xingta and et al., *Hydrothermal synthesis of porous $FeIn_2S_4$ microspheres and their elektrochemical properties*, *J. of Crystal Growth*, **277** (2005) 524-528.

10. V.Ursaki, F.Manjon, I.Tiginyanu and et al., *Raman scattering study of pressure - induced phase transitions in $MnIn_2S_4$ spinels*, *J. of physics: Condensed Matter*, **14** (2002) 304-308.

11. C.Battistoni, L.Gastalidi, G.Mattogno et al., *Structural and magnetic properties of layer compounds $CoGaInS_4$* , *Solid State Commun.*, **G1**(1987) 43-46.

12. Н.Н.Нифтиев, *Электрические свойства слоистых монокристаллов $FeGaInS_4$* , *ФТП*, **38** (2004) 522-524.

13. N.N.Niftiyev, O.B.Tağıyev, F.M.Məmmədov, *$FeGaInS_4$ -də termo-e.h.q. və Xoll effekti*, *Fizika*, **XI** (2005) 54-55.

14. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, *Электрические свойства слоистых монокристаллов $FeGaInS_4$ на переменном токе*, *ФТП*, **43** (2009) 1447-1449.

15. Ю.М.Поплавко, *Физика диэлектриков*, *Высшая школа*, (1980) 400.

16. П.Г.Орешкин, *Физика полупроводников и диэлектриков М., Высшая школа*, (1977) 448.

DEPENDENCE OF THE DIELECTRIC CONSTANT OF SINGLE CRYSTALS $FeGaInS_4$ FROM FREQUENCY OF ALTERNATING ELECTRIC CURRENTS AND TEMPERATURE

**N.N.NİFTİYEV, F.M.MAMMADOV, M.B.MURADOV,
İ.B.BAXTIYARLI, K.O.TAĞIYEV**

The real and imaginary part of the dielectric constant of $FeGaInS_4$ single crystals at various temperatures and frequencies has been studied. It has been found that as temperature got higher, increase of dielectric influence has mainly connected to rise of concentration of charge carriers. The imaginary part of the dielectric influence got lower inversely proportionally in the studied temperatures soon. The activation energy for this single crystals has been calculated $\Delta E^e = 0,21 \text{ eV}$. The reaction term has been calculated in $FeGaInS_4$, has been determined that electronic polarization mechanism has conditioned by heat motion in this crystal.

FeGaInS₄ MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK NÜFUZLUĞUNUN
DƏYİŞƏN ELEKTRİK CƏRƏYANININ TEZLİYİNDƏN VƏ
TEMPERATURDAN ASILILIĞI

**ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ
МОНОКРИСТАЛЛОВ FeGaInS₄ ОТ ЧАСТОТЫ ПЕРЕМЕННОГО
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА И ТЕМПЕРАТУРЫ**

**Н.Н.НИФТИЕВ, М.М.МАМЕДОВ, М.Б.МУРАДОВ, И.Б.БАХТИЯРЛЫ,
К.О.ТАГИЕВ**

Приведены результаты исследования действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости монокристаллов FeGaInS₄ при различных частотах и температурах. Установлено, что рост диэлектрической проницаемости связан с ростом концентрации носителей тока с возрастанием температуры. При исследуемых температурах мнимая часть диэлектрической проницаемости монокристаллов FeGaInS₄ уменьшается обратно пропорционально частоте, рассчитана энергия активации и найдено значение $\Delta E^* = 0,21 \text{ eV}$, рассчитано время релаксации и установлено, что в этом кристалле имеет место механизм электронной поляризации, обусловленный тепловым движением.

Редактор: О. Тагиев

УДК 541.135

**ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ФОРМАМИДНЫХ РАСТВОРОВ
NaCl ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ДАВЛЕНИЯХ**

К.М.АБДУЛЛАЕВ, В.С.ЭЛЬДАРОВ, Р.К.КЕРИМОВА

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
AZ 1010, Баку, пр. Азадлыг, 20
rashida.aktau@mail.ru*

поступила: 12.12.2012 принята к печати: 21.01.2013	РЕФЕРАТ Получены новые экспериментальные данные по теплопроводности формамидных растворов NaCl при высоких температурах и давлениях. Результаты экспериментов обобщены уравнением параболического типа.
Ключевые слова: теплопроводность, формамидные растворы, концентрация, температура.	

Одной из важнейших задач при изучении растворов является исследование их тепловых свойств и установление количественных закономерностей между значениями величин физико-химических свойств концентрированных водных и неводных растворов электролитов и концентрацией электролита. Одним из таких свойств, малоизученным, но представляющим наибольший интерес, является теплопроводность.

Несмотря на то, что измерения теплопроводности различных индивидуальных жидкостей и растворов ведутся с давних пор и им посвящено большое число работ, до сих пор отсутствуют данные по теплопроводности для многих водных и неводных растворов электролитов. И почти не было попыток определить температурную зависимость теплопроводности неводных растворов электролитов. Это не связано с тем, что величина теплопроводности представляет малый интерес для науки и техники, а является следствием того, что определение теплопроводности растворов электролитов сталкивается с трудностями, преодолеть которые нелегко.

Теплопроводность растворов играет важную роль в расчетах при конструировании энергетических установок и теплообменников. С другой стороны, для построения молекулярно-кинетической теории жидкости, а также для выяснения причин отклонения ряда теплофизических свойств опреде-

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ФОРМАМИДНЫХ РАСТВОРОВ NaCl ПРИ
ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ДАВЛЕНИЯХ

ленного класса жидкостей от общих закономерностей, существенное значение имеет изучение теплопроводности тех растворов, в которых аномальное поведение теплопроводности и некоторых других физических свойств проявляется особенно резко.

Основной задачей настоящей работы являлось исследование теплопроводности формамидных растворов NaCl в широком интервале температур, давлении и концентраций.

Для измерения теплопроводности был выбран стационарный метод коаксиальных цилиндров в относительном варианте, который обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами и является одним из самых надежных, экономичных и простых методов измерения теплопроводности жидкостей и газов.

Принцип измерения теплопроводности веществ относительным методом цилиндрического слоя основывается на том факте, что при постоянной мощности нагревательного элемента разность температур ΔT в слое исследуемого вещества, измеряемая дифференциальной термопарой, однозначно определяется теплопроводностью исследуемой жидкости, т.е.

$$\Delta T = \varphi(\lambda), \quad (1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности.

Вид зависимости (1) устанавливается градуировкой прибора по жидкостям с известными значениями теплопроводности. В наших измерениях для градуировки установки была использована вода. Данные по ее теплопроводности были взяты из [1].

Подробное описание нашей установки с модифицированной измерительной ячейкой дается в работе [2]. Точность опытных данных в зависимости от температуры и давления составляет $\pm(1.3 \div 1.6)\%$.

Исследованные формамидные растворы NaCl готовились из реактивов марки «ч.д. а». по методике, предложенной в [3].

Полученные экспериментальные результаты в настоящей работе по теплопроводности формамидных растворов NaCl приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

Экспериментальные значения теплопроводности формамидных растворов NaCl при высоких температурах и давлениях, $\lambda \cdot 10^3$, Вт/м·К, с=5мас.%

Т, К	Давление Р, МПа								
	Р _{атм}	5	10	15	20	25	30	40	50
293	332	334	336	338	340	342	345	348	351
303	341	343	346	348	351	353	357	361	365
313	349	351	354	356	359	362	366	370	374
333	361	364	367	369	372	375	378	381	384
353	370	373	376	378	381	384	387	391	395
373	377	380	382	385	389	392	394	399	404
393	381	384	388	391	393	395	397	402	407
423	380	383	387	390	392	394	396	401	406
433	379	382	386	389	391	393	395	400	405
473	370	373	377	381	384	387	391	397	403
с = 10 мас. %									
293	330	332	334	336	338	340	343	346	349
303	339	341	344	346	349	351	355	359	363
313	346	348	351	353	356	359	363	367	371
333	358	361	364	366	369	372	375	378	381
353	367	370	373	375	378	381	384	389	392
373	374	377	379	382	386	389	391	396	401
393	378	381	385	388	390	392	394	399	404
423	377	380	384	387	389	391	393	398	403
433	376	379	383	386	388	390	392	397	402
473	367	370	374	378	381	384	387	393	399
с = 15 мас. %									
	Р _{атм}	5	10	15	20	25	30	40	50
293	327	329	331	333	335	337	340	343	346
303	336	338	341	343	346	348	352	356	360
313	344	346	349	351	354	357	361	365	369
333	355	358	361	363	366	369	372	375	378
353	364	367	370	372	375	378	382	385	389
373	371	374	376	379	383	386	388	393	398
393	375	378	382	385	387	389	391	396	401
423	374	377	381	384	386	388	390	395	400
433	373	376	380	383	385	387	389	394	399
473	364	367	371	375	378	381	385	391	397
с = 20 мас. %									
293	324	326	328	330	332	334	337	340	343
303	333	335	338	340	343	345	349	353	357
313	341	343	346	348	351	354	358	362	366
333	353	356	359	361	364	367	370	373	376
353	361	364	367	369	372	375	379	385	391
373	368	371	373	376	380	383	385	390	395
393	372	375	379	382	384	386	388	393	398
423	371	374	378	381	383	385	387	392	397
433	370	373	377	380	382	384	386	391	396
473	361	364	368	372	375	378	382	388	394
с = 25 мас. %									
293	322	324	326	328	330	332	335	338	341
303	331	333	336	338	341	343	347	351	355
313	338	340	343	345	348	351	355	359	363
333	350	353	356	358	361	364	367	370	373
353	358	361	364	366	369	372	376	381	387
373	365	368	370	373	377	380	382	387	392
393	369	372	376	379	381	383	385	390	395
423	368	371	375	378	380	382	384	389	394
433	367	370	374	377	379	381	383	388	393
473	358	361	365	369	372	375	379	385	391

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ФОРМАМИДНЫХ РАСТВОРОВ NaCl ПРИ
ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ДАВЛЕНИЯХ

На Рис.1 представлена зависимость λ от давления при температуре 353К и различных концентрациях.

В результате обработки экспериментальных результатов получена обобщенная формула для описания теплопроводности формамидных растворов в зависимости от температуры, давления и концентрации,

$$\lambda(c, P, T) = K(P, T) \cdot \lambda_{20} \left(A + B \cdot \frac{T}{T_0} + C \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right), \quad (2)$$

где λ_{20} – теплопроводность раствора при $T_0=293.15\text{K}$; $K(P, T) = \lambda(P, T)/\lambda(P_s, T_s)$; $\lambda(P, T)$ - значения теплопроводности раствора при данных давлении и температуре;

$\lambda(P_s, T_s)$ - значения теплопроводности этого же раствора на линии насыщения;

A, B и C- коэффициенты, независимые от природы электролитов.

Для формамидных растворов NaCl $A=-0.56985$;
 $B=2.43193$; $C=-0.85991$.

Эти значения коэффициентов получены на основе экспериментальных данных по теплопроводности системы формамид-хлористый натрий вблизи линии насыщения.

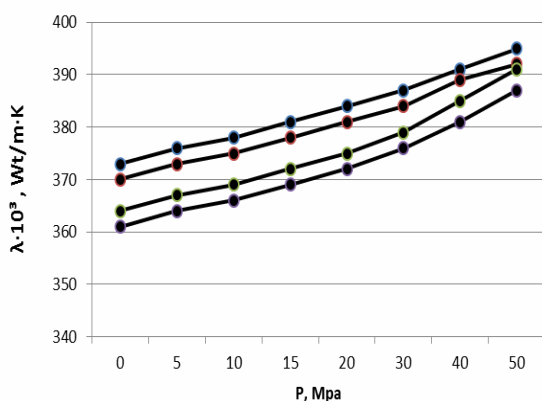


Рис. 1.

Зависимость теплопроводности формамидных растворов NaCl от давления при $T=353\text{K}$. 1- 5%; 2- 10%; 3- 20%; 4-25%.

В Таблице 2 приведены значения $K(P, T)$ для формамидных растворов NaCl в зависимости от температуры и давления.

Таблица 2.

Значения коэффициента $K(P,T)$ для формамидных растворов NaCl, $c=10\text{мас.}\%$

Т, К	Давление P, МПа							
	5	10	15	20	25	30	40	50
293	1.0061	1.0121	1.0182	1.0242	1.0303	1.0394	1.0485	1.0576
303	1.0059	1.0147	1.0207	1.0295	1.0354	1.0472	1.0590	1.0708
313	1.0058	1.0145	1.0202	1.0289	1.0376	1.0491	1.0607	1.0723
333	1.0084	1.0168	1.0224	1.0307	1.0391	1.0475	1.0559	1.0642
353	1.0082	1.0163	1.0218	1.0300	1.0281	1.0490	1.0572	1.0681
373	1.0080	1.0134	1.0214	1.0321	1.0401	1.0455	1.0588	1.0722
393	1.0079	1.0185	1.0265	1.0317	1.0370	1.0423	1.0556	1.0688
423	1.0080	1.0186	1.0265	1.0318	1.0371	1.0424	1.0557	1.0690
433	1.0080	1.0186	1.0266	1.0319	1.0372	1.0426	1.0559	1.0691
473	1.0082	1.0191	1.0300	1.0381	1.0463	1.0545	1.0708	1.0872
средние значения $K(P,T)$	1.0075	1.0163	1.0266	1.0309	1.0378	1.0460	1.0578	1.0699

Как видно из Таблицы 2, значения $K(P,T)$ почти не зависят от температуры. Однако, при повышении давления от 5 до 50 МПа $K(P,T)$ увеличивается на 6.2%. Также значения $K(P,T)$ зависят от природы электролита. Для растворов NaCl значения $K(P,T)$ не зависят от концентрации электролита.

В Таблице 3 приведены расчетные значения теплопроводности формамид-ных растворов NaCl, вычисленные по формуле (2).

Таблица 3.

Расчетные значения теплопроводности формамидных растворов NaCl и их сравнение с экспериментальными данными, $\lambda_{\text{расч}} \cdot 10^3$, Вт/м·К, $c=10\text{мас.}\%$.

Т, К	Давление P, МПа									
	5		10		20		40		50	
	λ	$\Delta, \%$	λ	$\Delta, \%$	λ	$\Delta, \%$	λ	$\Delta, \%$	λ	$\Delta, \%$
293	333	0.30	336	0.60	341	0.89	350	1.16	354	1.43
303	340	-0.29	344	0.00	349	0.00	358	-0.28	362	-0.28
313	348	0.00	351	0.00	356	0.00	365	-0.55	370	0.27
333	360	-0.28	363	-0.28	369	0.00	378	0.00	382	0.26
353	369	-0.27	373	0.00	378	0.00	388	0.00	393	0.26
373	376	-0.27	380	0.26	385	-0.26	395	-0.25	400	-0.25
393	380	-0.26	384	-0.26	390	0.00	400	0.25	404	0.00
423	381	0.26	385	0.26	391	0.51	401	0.75	406	0.74
433	381	0.53	385	0.52	391	0.77	401	1.01	405	0.75
473	370	-0.81	374	0.00	379	-0.53	389	-1.03	394	-1.27

Из таблицы видно, что формула (2) хорошо описывает теплопроводность формамидных растворов, т.е. максимальное расхождение между вычисленными и экспериментальными данными составляет 1.4% при $P=50\text{МПа}$. Формула (2) значи-

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ФОРМАМИДНЫХ РАСТВОРОВ NaCl ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ДАВЛЕНИЯХ

тельно облегчает работу экспериментаторов от проведения длительных опытов.

Чтобы вычислить коэффициенты теплопроводности формамидных растворов солей по формуле (2), достаточно знать безразмерную величину $K(P,T)$ для одного раствора при одной концентрации электролита и λ_0 вблизи линии насыщения.

Ход изменения теплопроводности изученных растворов в зависимости от температуры и давления показывает, что в водных и также формамидных растворах электролитов в процессе переноса тепла существенную роль играют молекулы растворителя, а ионы-катионы и анионы только уменьшают передачу тепла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые экспериментальные данные по теплопроводности формамидных растворов NaCl при высоких температурах и давлениях.

Экспериментальные результаты обобщены уравнением параболического типа. Показано, что ход изменения теплопроводности формамидных и водных растворов в зависимости от температуры и давления аналогичны друг другу.

1. А.А.Александров, Б.А.Григорьев, *Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара*. М.: Изд-во МЭИ, (2006) 165.
2. В.С.Эльдаров, Л.А.Азизова, *Теплопроводность водных растворов, используемых в промышленной энергетике*. *Экоэнергетика*, № 1 (2006) 25-27.
3. А.И.Артеменко, В.А.Малеванный, И.В.Тикуннова, *Справочное руководство по химии*, М.: Высш. шк., (1990) 303-305.

NaCl DUZUNUN FORMAMİD MƏHLULLARININ YÜKSƏK TEMPERATUR VƏ TƏZYİQLƏRDƏ İSTİLİK KEÇİRMƏSİ

K.M.ABDULLAYEV, V.S.ELDAROV, R.K.KƏRİMOVA

Bu işdə ilk dəfə olaraq NaCl duzunun formamid məhlullarının istilik keçirməsi silindrik üsula əsaslanan qurğuda 293÷473K temperatur, 0.1÷50Mpa təzyiq intervallında və konsentrasiyanın 5; 10; 15; 20 və 25% qiymətlərində tədqiq olunmuşdur.

Təcrübədən alınan nəticələr parabolik tipli tənliklə ümumiləşdirilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, formamid məhlullarının istilik keçirməsinin temperaturdan olan asılılığı suyun bu xassəsinə uyğun gəlir.

**THERMAL CONDUCTIVITY OF FORMAMID SOLUTIONS OF NaCl
IN HIGH TEMPERATURE AND HIGH PRESSURES**

K.M.ABDULLAYEV, V.S.ELDAROV, R.K.KERIMOVA

Experimental data on thermal conductivity of formamid solutions NaCl under the temperature range 293÷473K and pressure 0.1÷50MPa have been resulted at seven concentration (5; 10; 15; 20; 25)% values. Relative method of coaxial cylinders layer has been used.

Experimental results of the present have been described by the parabolic equation. It has been shown that movement of thermal conductivity change of formamid solutions depending on temperature has been similar to water.

Редактор: К.Курбанов

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭКСТРУДИРОВАННЫХ
ОБРАЗЦОВ**

Bi₈₅Sb₁₅ С ПРИМЕСЯМИ СВИНЦА И ТЕЛЛУРА

М.М.ТАГИЕВ, Г.Д.АБДИНОВА, Т.И.ПИРИЕВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33
mail_tagiyev@mail.ru*

поступила: 01.02.2013

принята к печати: 16.02.2013

Ключевые слова: твердый раствор, полуметалл, экструзия, магнитотермо-электрическая эффективность, примесь, легирование.

РЕФЕРАТ

Исследованы электропроводность σ , коэффициенты термоэдс α и Холла R экструдированных образцов Bi₈₅Sb₁₅+0,001 ат. % Pb с примесью теллура в интервале температур 77÷300 К. Выяснено, что примеси теллура до 0,001 ат. %, компенсируя акцепторные действия атомов Pb, приводят к уменьшению σ , росту α и R , а при больших концентрациях к сильному росту концентрации электронов и, следовательно, к росту σ образцов; значения же α и R при этом существенно уменьшаются.

Твердые растворы систем висмут-сурьма, помимо интересных электрических свойств, являются перспективными материалами для создания низкотемпературных термо- и магнитотермоэлектрических преобразователей. Особенно перспективными в этом направлении являются экструдированные материалы на основе систем Bi-Sb [1]. Термоэлектрические параметры твердых растворов систем Bi-Sb существенно определяются содержанием донорных и акцепторных примесей. В частности, введением в эти материалы донорных примесей Te или акцепторных примесей Pb удастся значительно изменять концентрацию электронов и, вследствие этого, термоэлектрические параметры - коэффициенты электропроводности σ , термоэдс α и теплопроводности χ . При оптимальном значении концентрации электронов удастся оптимизировать и значения

термо- и магнитотермоэлектрической эффективности их твердых растворов.

Оптимизацию термоэлектрических параметров можно достичь и совместным легированием твердых растворов систем Bi-Sb акцепторными и донорными примесями. Однако из литературных данных, такие работы не проводились. Учитывая это, в данной работе исследовалось влияние донорных примесей Te на электрические свойства экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, содержащих акцепторные примеси свинца.

Экструдированные образцы $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с примесями свинца и теллура были получены по технологии, описанной в [2]. Легирующие примеси Pb и Te вводились при синтезе. Из экструдированных прутков на электроэрозионной установке для исследования вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов размерами 3x5x11мм. Удаление нарушенного слоя, образующегося на поверхности образцов при резке, осуществлялось электрохимическим травлением. Отжиг образцов проводился в откачанных до давления 10^{-1} Па кварцевых ампулах при температуре $\sim 503\text{K}$ в течение 2 часов. Результаты исследований представлены на Рис.1 и Таблице 1.

Электрические параметры измеряли вдоль оси экструзии (вдоль прутка) в интервале температур $77 \div 300\text{K}$ зондовым методом на постоянном токе.

Таблица 1.

Зависимости электрических параметров экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15} + 0,001\text{ат. \% Pb}$ от концентрации теллура при 77K.

Содержание Te, ат. %	$\sigma, \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$	$\alpha, \mu\text{K/K}$	$R, \text{cm}^3/\text{Kl}$
0	1462	-90	-5,0
0,0001	2021	-172	-11,11
0,0005	1604	-155	-10,63
0,001	1502	-179	-12,52
0,005	13752	-31	-0,72
0,01	17027	-57	-0,69
0,05	17941	-9	-0,96
0,1	15600	-4	0,0

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ
Bi₈₅Sb₁₅ С ПРИМЕСЯМИ СВИНЦА И ТЕЛЛУРА

Видно, что знаки коэффициентов термоэдс α и Холла R образца, содержащего 0,001 ат.% Pb отрицательны, но значения α и R значительно ниже, чем у нелегированного образца Bi₈₅Sb₁₅ (Таблица 2). При этом, под действием магнитного поля α и R меняют свой знак с отрицательного на положительный [2]. Характер температурной зависимости α и R для этого образца, как и в случае нелегированного свинцом образца Bi₈₅Sb₁₅ полупроводниковый.

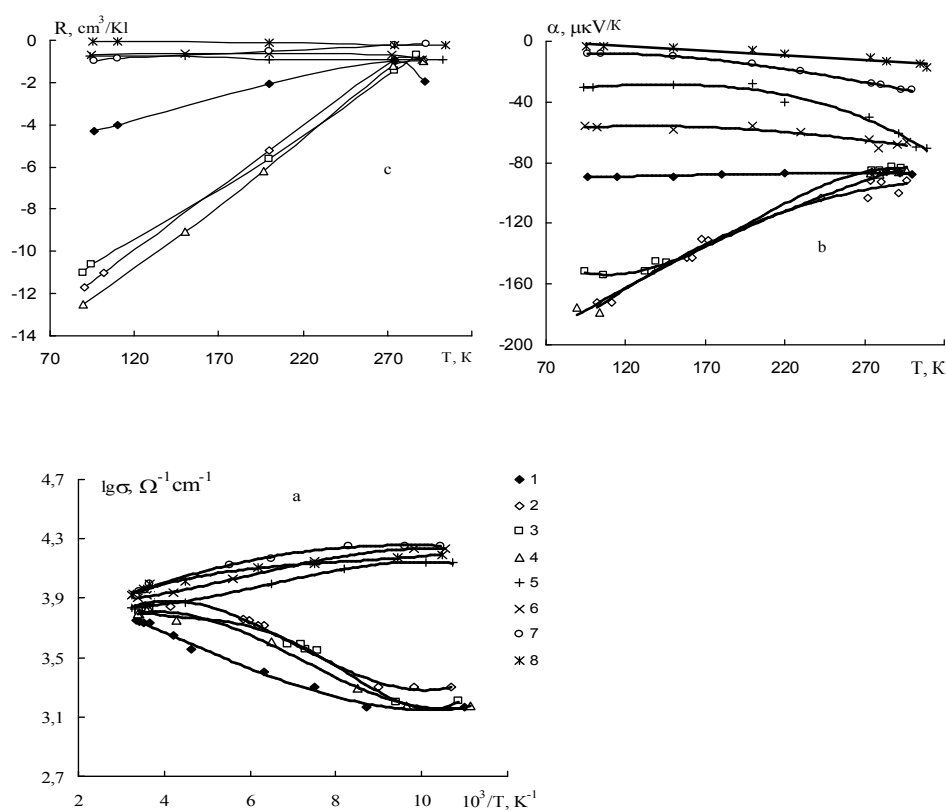


Рис. 1

Температурные зависимости электропроводности σ (а), коэффициентов термоэдс α (б) и Холла R(в) образцов Bi₈₅Sb₁₅+0,001 ат.%Pb с примесью теллура. Кривые 1-8 относятся к образцам с 0; 0,0001; 0,0005; 0,001; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1 ат.%Te, соответственно.

Полупроводниковым характером $\sigma(T)$ и $R(T)$ обладают и образцы, содержащие $0,0001 \div 0,001 \text{ ат. \% Te}$. Однако, в этих образцах абсолютные значения α и R в $2 \div 2,5$ раза больше, чем в образце, нелегированном теллуром. Дальнейший рост концентрации теллура в образце $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15} + 0,001 \text{ ат. \% Pb}$ сопровождается более сильным (в 10 раз) ростом σ и уменьшением значений σ и R . Тип проводимости во всех случаях - электронный. Кроме того, образцы, содержащие $0,005 \div 0,1 \text{ ат. \% Te}$, имеют металлический характер $\sigma(T)$, что хорошо коррелируется зависимостями $\alpha(T)$ и $R(T)$ в них.

Сплавы $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ представляют собой непрерывный ряд твердых растворов замещения [3]. Весь интервал концентраций сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ разделяется на три характерные области: 1) полуметаллическая ($0 \leq x \leq 0,065$); полупроводниковая ($0,065 < x < 0,23$) и полуметаллическая ($0,23 < x < 1$) [4,5]. Электрические свойства сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ хорошо согласуются с этими данными [6-8].

Атомы свинца создают в твердом растворе $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ акцепторные уровни и, компенсируя электроны, приводят к уменьшению σ от $\sim 5250 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ для нелегированного образца до $\sim 1500 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ для образца с $0,001 \text{ ат. \% Pb}$. Данные по влиянию магнитного поля на σ образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с $0,001 \text{ ат. \% Pb}$ показывают, что здесь в проводимости участвуют как электроны, так и дырки, т.е. электроны не полностью компенсированы акцепторными атомами свинца. При легировании экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15} + 0,001 \text{ ат. \% Pb}$, с донорными атомами теллура первоначально (до $0,001 \text{ ат. \% Te}$) происходит компенсация свободной части акцепторных атомов Pb, а затем рост концентрации электронов, т.е. рост σ и уменьшение абсолютных значений α и R . При этом характер $\sigma(T)$ и $R(T)$ становится металлическим. Для сравнения, в Таблице 2 приведены данные по влиянию примесей теллура на электрические свойства чистого экструдированного образца $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ
Bi₈₅Sb₁₅ С ПРИМЕСЯМИ СВИНЦА И ТЕЛЛУРА

Таблица 2.

**Зависимость электрических параметров экструдированных образцов
Bi₈₅Sb₁₅ от концентрации теллура.**

Содержание ат. %	Te,	$\sigma, \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$	$\alpha, \mu\text{V/K}$	$R, \text{cm}^3/\text{Kl}$
0		5250	-182	-26,5
0.0001		7574	-151	-14,5
0,0005		7640	-161	-23,9
0,001		18406	-57	-3,3
0,01		20585	-36	-1,6
0,05		24510	-12	-0,3
0.1		24753	-7	-0,3

Из данных Таблиц 1 и 2 видно, что компенсирующее действие примесей свинца имеет место при всех содержаниях теллура.

Таким образом, легированием экструдированных образцов Bi₈₅Sb₁₅, содержащих 0,001 ат.% акцепторных примесей свинца, донорными примесями теллура удастся получить образцы с коэффициентом термоэдс, близким к коэффициенту термоэдс чистого образца Bi₈₅Sb₁₅, а электропроводностью равной $\sim 1500 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ при 77К, которые могут быть рекомендованы в качестве n-ветви термоэлементов при температурах $\sim 77\text{К}$.

1. М.М.Тагиев, Ф.С.Самедов, З.Ф.Агаев, Высокоэффективный экструдированный материал на основе Bi_{0.85}Sb_{0.15} для низкотемпературных электрических охладителей, Прикладная физика, **2** (1999) 123-125.

2. М.М.Тагиев, Д.Ш.Абдинов, Магнитотермоэлектрические свойства экструдированных образцов твердого раствора Bi₈₅Sb₁₅, легированного свинцом. Неорганические материалы, **31** (1995) 1405-1407.

3. М.Хансен, К.Андерко, Структура двойных сплавов, М.: «Металлургиздат», (1962) 608.

4. Н.Б.Брандт, Е.А.Свистова, М.В.Семенова, Электронные переходы у сплавов висмут-сурьма с высокой концентрацией сурьмы в сильных магнитных полях, ЖЭТФ, **59** (1970) 434-444.

5. Н.Б.Брандт, С.М.Чудинов, В.Г.Караваев, Исследование бесцелевого состояния индуцированного полем в сплавах Bi-Sb, ЖЭТФ, **70** (1976) 2296-2317.

6. Ф.С.Самедов, М.М.Тагиев, Д.Ш.Абдинов, Влияние отжига на электрические свойства экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$, Неорганические материалы, **33** (1997) 1460-1462.

7. A.Ahmad, R.Bilas, O.P.Katyal, Electrical properties of semimetallik and Semiconducting alloys of Bi-Sb, Journal of Materials Sciences, **30** (1995) 4339-4342.

8. Б.А.Таиров, Ф.Ф.Мусаев, М.Г.Шахтактинский, Температурная зависимость гальваеномагнитных коэффициентов монокристаллов $\text{Bi}_{0.92}\text{Sb}_{0.03}$, Изв. АН Азерб. ССР. сер. физ.-техн. и мат.наук, **16** (1983) 79-82.

**QURĞUŞUN VƏ TELLUR AŞQARLARINA MALİK $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$
EKSTRUZİYA NÜMUNƏLƏRİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ**

M.M.TAĞIYEV, G.C.ABDİNOVA, T.I.PİRİYEVA

Ekstruziya olunmuş $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}+0,001\text{at.}\% \text{Pb}$ nümunələrinin elektrikkeçiriciliyi σ , termoehq α və Holl R əmsallarına tellur aşqarlarının $77\div 300\text{K}$ intervalında təsiri tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, tellur aşqarları $0,001\text{at.}\% -$ dək Pb akseptor aşqarlarını kompensə edərək σ -nın azalmasına, R və α -nın artmasına gətirir. Yüksək konsentrasiyalarda isə elektronların konsentrasiyasını artıraraq σ -nı kəskin artırır; bu halda α və R kəskin azalır.

**ELECTRICAL PROPERTIES OF THE EXTRUDED $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$
SAMPLES WITH LEAD AND TELLURIUM IMPURITIES**

M.M.TAGIYEV, G.J.ABDINOV, T.I.PIRIYEVA

Effect of tellurium impurities on the electrical conductivity σ , Seebeck coefficient α and Hall constant R of extruded samples $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}+0,001\text{at.}\% \text{Pb}$ in the temperature range $77\div 300\text{K}$ have been studied. It has been found that tellurium impurities up to $0.001\text{at.}\%$ compensating acceptor atoms of the Pb led to the decrease σ , the growth of α and R , and at high concentrations led to strong growth of the electron density, and therefore to an increase in σ ; the values of α and R thus has been greatly reduced.

Редактор: Дж.Абдинов

**İKİKOORDİNATLI XƏTTİ PYEZOELEKTRİK
İNTİQALININ
PARAMETRLƏRİNİN TƏDQIQI**

F.R.HAŞIMOVA

*Azərbaycan Texniki Universiteti
AZ 1073, Bakı ş., H.Cavid pr., 25
fidan_73@mail.ru*

Daxil olub: 11.01.2013
Çapa verilib: 28.01.2013

REFERAT

Məqalə mikrominiatur istehsal proseslərində istifadə oluna bilən ikikoordinatlı xətti piezoelektrik intiqalının (İXPİ) dinamik parametrlərinin idarəetmə modeli əsasında analizinə həsr olunmuşdur. Məqalədə riyazi model əsasında işlənmiş idarəetmə sisteminin struktur sxemindən istifadə olunaraq intiqalın tapşırıq əsasən verilmiş yerdəyişmə və sürət xarakteristikalarının Matlab proqramlar paketində tədqiqi aparılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, istehsal prosesində istifadə olunan ənənəvi intiqallara nisbətən İXPİ-nin tətbiqi emal olunan hissələrin dəqiqliyini əhəmiyyətli dərəcədə artırır və əmək məhsuldarlığını çoxaldır.

Açar sözlər: ikikoordinatlı xətti piezoelektrik intiqal, dəqiqlik, dinamik model, yerdəyişmə və sürət xətləri

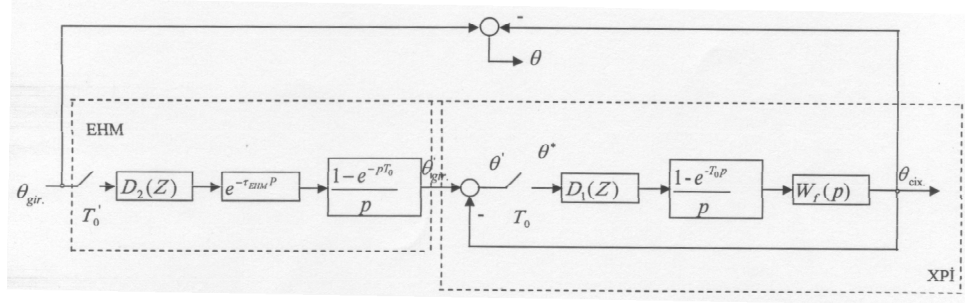
Texnikanın müxtəlif sahələrində, xüsusən, cihazqayırmada mikrominiaturlaşdırma meyillərinin inkişafı, miniatur və mikrominiatur məmulatların istehsalının avtomatlaşdırılması və bu prosesin idarə olunması kimi aktual problemlər tam həll olunmamışdır. Aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, miniatur məmulatlar istehsalında müəyyən ölçülərdən başlayaraq ($\sim 10^{-2}$ m), əllə görülən əməliyyatlarda əmək məhsuldarlığının aşağı düşməsi ilə bərabər, zay məhsulun yaranmasına səbəb olur.

İstehsal olunan mikrominiatur məhsulların keyfiyyət göstəricilərini artırmaq və onlara qoyulan yüksək dəqiqliyi təmin edə bilən intiqalların işlənməsi və tədqiqi aktual hesab olunur.

Müasir texnoloji proseslərdə xətti piezoelektrik intiqallarının tətbiq olunması qeyd olunan tələblərin təmin olunmasına imkan verir.

Yuxarıda qeyd olunanları nəzərə alaraq yeni ikikoordinatlı xətti pyezoelektrik intiqallarının işlənməsi və tədqiqi məqsədəuyğun hesab olunur.

Şəkil1-də ikikoordinatlı xətti pyezoelektrik intiqalının (İXPİ) dinamik modelinin struktur sxemi göstərilmişdir.



Şəkil 1.

İkikoordinatlı xətti pyezoelektrik intiqalının (İXPİ) dinamik modelinin struktur sxemi.

Bu sxem əsasında sistemin dinamik və statik xəталarın hesablanması rəqəmli idarə olunan intiqallarda səmərəli hesab olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, sistemin parametrlərindən asılı olaraq xəталarın qiyməti müəyyən intervalda dəyişə bilər və sistemin verilən parametrlərinə əsasən tələb olunan yerdəyişmə və sürətə görə dəqiqliyi artırmaq mümkündür. Qeyd olunanlara əsasən dəqiqliyin analizi aşağıdakı şərt daxilində aparılır:

İkikoordinatlı xətti pyezoelektrik intiqalının diskret hərəkətinin periodu əhəmiyyətli dərəcədə EHM-in diskretliliyindən azdır.

İdarə olunan sistemdə keçid prosesi başa çatdıqda idarə olunan sistemin xətası $\theta(nT_0)$ aşağıdakı sıra şəklində olur [1].

$$\theta(nT_0) = c_0 \theta_{giriş}(nT_0) + c_1 \theta'_{giriş}(nT_0) + \frac{c_2}{2!} \theta''_{giriş}(nT_0) + \dots, \quad (1)$$

burada: İkikoordinatlı xətti pyezoelektrik intiqalının (İXPİ) diskret addımının periodu $-T_0$, EHM-in diskret addımı isə T_0 -ə bərabərdir.

c əmsalları sistemin oturmə funksiyasını (ÖF) xətalara görə Maklerin sırasına ayırmaqla təyin edilir. Əgər aralıq riyazi çevirmələri nəzərdən atsaq, c_i (1,2,3...) əmsalları üçün aşağıdakı ifadələri yazmaq olar.

KİKOORDİNATLI XƏTTİ PYEZOELEKTRİK İNTİQALININ
PARAMETRLƏRİNİN TƏDQIQI

İdarə olunan sistemə harmonik, yaxud xətti siqnallarla təsir etdikdə Makleron sırasının birinci üç həddi ilə kifayətlənmək olar.

Sürətə görə keyfiyyət əmsalını $k_v = 1/c_1$, vəziyyətə görə isə $k_\varepsilon = 2/c_2$ qəbul edirik.

$\nu = 1$ halında c_0, c_1, c_2 əmsalları aşağıdakı ifadələrlə hesablanacaq:

$$\left. \begin{aligned} c_0 &= 0; \\ c_1 &= T_0 P(z) \Big|_{z=1}; \\ c_2 &= T_0^2 [P(z) + 2P'(z)] \Big|_{z=1}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$\nu = 2$ halında isə

$$\left. \begin{aligned} c_0 &= c_1 = 0; \\ c_2 &= 2T_0^2 P(z) \Big|_{z=1}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

İdarəetmə modelində xətəyə görə ÖF:

$$W_\theta(z) = 1 - \frac{D_1(z)W(z)}{1 + D_1(z)W(z)}, \quad (4)$$

burada:

$$W(z) = Z \left\{ (1 - e^{-T_0 p}) W_f(p) / p \right\} \quad (5)$$

(2) və (3)-ə əsasən c_0, c_1, c_2 əmsalları r və ℓ -in müxtəlif qiymətlərində aşağıdakı şərtlər daxilində hesablanı bilər:

$r = 0, \ell = 1$ olduqda,

$$\left. \begin{aligned} c_0 &= 0 \\ c_1 &= T_0 / [Q(1)k_f] = 1/k_v \\ c_2 &= 2 \left[\frac{\sum_{i=1}^q T_0 N_i / (1 - d_i) - T_0 Q'(1) / Q(1) + 0,5T_0}{k_v} - \frac{1}{k_v^2} \right] \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

burada: $N_i - W_f(p)$ funksiyanın elementar kəsrlərə ayrılmış haldakı sıraya daxil olan əmsəldir.

Yuxarıda alınmış (2)÷(6) ifadələri məlum $D_1(Z)$, $W_f(p)$ ötürmə funksiyalarına görə və $W(z)$ və $W_\theta(z)$ ÖF-larını təyin etmədən sistemin dəqiqliyinin təyin olunmasına imkan verir.

Xüsusi halda hesabat aşağıdakı ardıcılıqla aparılır:

$$W_{ax}(j\lambda) = \frac{A(1+j\lambda 0,158)^2(1+j\lambda 0,0002)}{(j\lambda)^2(1+j\lambda 15)^2(1+j\lambda 0,0036)^2(1+j\lambda 0,0008)^2}, \quad (7)$$

$$j\lambda = 2(z+1) : [T_0(z+1)]$$

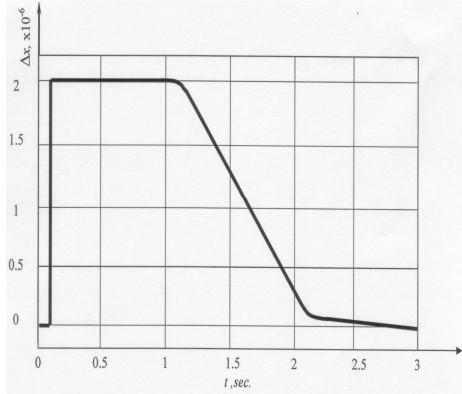
$$W_{ax}(j\lambda) = \frac{A(1+j\lambda a_0)^2(1+j\lambda a_1)}{(j\lambda)^2(1+j\lambda b_0)^2(1+j\lambda b_1)^2(1+j\lambda b_2)^2} = \quad (8)$$

$$= \frac{A_0 \left(1 + a_0 \frac{2(z-1)}{T_0(z+1)} \right) \left(1 + a_1 \frac{2(z-1)}{T_0(z+1)} \right)^2}{\left(2 \frac{z-1}{T_0(z+1)} \right)^2 \left(1 + 2 \frac{z-1}{T_0(z+1)} b_0 \right)^2 \left(1 + 2 \frac{z-1}{T_0(z+1)} b_1 \right)^2 \left(1 + 2 \frac{z-1}{T_0(z+1)} b_2 \right)^2}$$

$$W_{ax}(z) = k \cdot \frac{(z+1)^3}{(z-1)^2} \cdot \frac{(z+x_1)^2(z+x_2)^2}{(z+y_1)^2(z+y_2)^2(z+y_3)^2}. \quad (9)$$

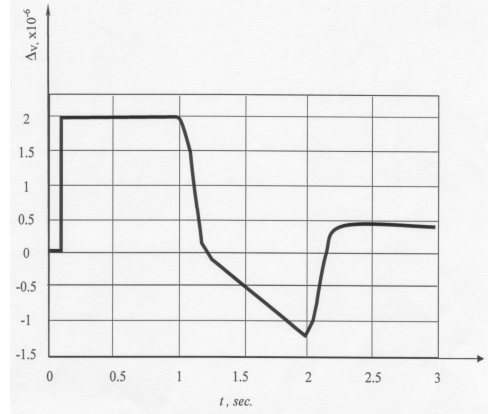
Şəkil 2-də İXPİ-nin yerdəyişmə zamanı keçid prosesinin qrafiki, Şəkil 3-də isə İXPİ-nin sürət xətasının keçid prosesinin qrafiki göstərilmişdir.

**KİKOORDİNATLI XƏTTİ PYEZOELEKTRİK İNTİQALININ
PARAMETRLƏRİNİN TƏDQIQI**



Şəkil 2.

İXPİ-nin yerdəyişmə zamanı keçid prosesinin qrafiki.



Şəkil 3.

İXPİ-nin sürət xətasının keçid prosesinin qrafiki.

Açıq sistemin $W(z)$ ötürmə funksiyası verilərsə, uyğun qapalı sistemin xəta nəzərən ötürmə funksiyası [2,3]

$$W_g^e(z) = \frac{1}{1+W(z)}, W_f^e(z) = \frac{W_f(z)}{1+W(z)} \quad (10)$$

$$W_g^e(z) = \frac{(z-1)^2 M(z)}{(z-1)^2 M(z) + N(z)} \quad (11)$$

$$\frac{dW_g^e(t)}{dz} = \frac{[(z-1)^2]' M(z) + (z-1)^2 (M'(z) - M(z)) [(z-1)M(z) + N(z)]}{((z-1)^2 M(z) + N(z))^2} \quad (12)$$

$$c_1 = \left[\frac{dW_g^e(t)}{dz} \right]_{z=1} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{dW_g^\varepsilon(t)}{dt} = \frac{[2(z-1)M(z) \cdot M'(z)(z-1)^2][(z-1)^2 M(z) + N(z)]}{((z+1)^2 M(z) + N(z))^2} \quad (14)$$

$$\frac{(z-1)^2 M(z)(2(z-1)M(z) + M'(z)(z-1)^2 + N'(z))}{((z-1)^2 M(z) + N(z))^2} \cdot \left(\frac{dW_g^\varepsilon}{dt^2} \right)' = \left(\frac{(z-1)^2 M(z)}{(z-1)^2 M(z) + N(z)} \right)' \quad (15)$$

Misal:

$$T_0 = 0,000001; a_0 = 0,158; a_1 = 0,0002$$

$$b_0 = 15; b_1 = 0,0036; b_2 = 0,0008$$

Trivial aralıq çevrilmə ifadələrini nəzərdən atsaq aşağıdakı hesabat ifadəsini alırıq:

$$\left. \frac{d^2 \left(\frac{(z-1)^2 M(z)}{(z-1)^2 M(z) + N(z)} \right)}{dz^2} \right|_{z=1} = \frac{2(T_0 + 2b_0)(T_0 + 2b_1)(T_0 + 2b_2)}{A(T_0 + 2a_0)(T_0 + 2a_1)} = \quad (16)$$

$$= \frac{2(0,000001 + 2 \cdot 15)(0,000001 + 2 \cdot 0,0036)(0,000001 + 2 \cdot 0,0008)}{4,43 \cdot 12057(0,000001 + 2 \cdot 0,158)(0,000001 + 2 \cdot 0,0002)} =$$

$$= \frac{2 \cdot 30 \cdot 0,0072 \cdot 0,0016}{4,43 \cdot 12057 \cdot 0,316 \cdot 0,0004} = \frac{0,0006912}{6,75} = 102 \cdot 10^{-4} m$$

(16) ifadəsindən görünür ki, ikikoordinatlı xətti pyezoelektrik intiqallarının yerdəyişmə dəqiqliyi, alternativ intiqalların yerdəyişmə dəqiqliyinə nəzərən əhəmiyyətli dərəcədə yüksəkdir.

1. С.Г.Герман-Галкин, В.Д.Лебедев, Б.А.Марков, Н.И.Чичерин, Цифровые электроприводы с транзисторными преобразователями, Л.:Энергоатомиздат, Ленинградское отделение,(1986) 248.

2. Q.Ə.Rüstəmov, Avtomatik tənzimləmə nəzəriyyəsi, I hissə, Xətti tənzimləmə sistemləri. Bakı: Nasir, (2003) 404.

3. С.Г.Герман-Галкин, Matlab & Simulink, Проектирование мехатронных систем на ПК. Санкт-Петербург, Корона-Век, (2008) 368.

**RESEARCH OF PARAMETERS OF THE TWO-COORDINATE
LINEAR
PIEZOELECTRIC DRIVE**

F.R.HASHIMOVA

The analysis of dynamic parameters of management of a two-coordinate piezoelectric drive applied in microminiature productions have been described. The characteristics of moving and speed of a drive by software package MATLAB by using the block diagramme of operating system developed on the basis of mathematical model according to the task have been investigated. The application in productions two-coordinate linear piezoelectric drives concerning traditional drives, essentially has increased accuracy of processing and raises labour productivity.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДВУХКООРДИНАТНОГО
ЛИНЕЙНОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРИВОДА**

Ф.Р.АШУМОВА

Статья посвящена анализу динамических параметров управления двухкоординатного пьезоэлектрического привода применяемого в микроминиатюрных производственных процессах. Исследованы характеристики перемещения и скорости привода пакетом программ MATLAB согласно заданию, используя структурную схему управляющей системы, разработанной на основе математической модели. Установлено, что применение в производственных процессах двухкоординатных линейных пьезоэлектрических существенно увеличивает точность обработки и повышает производительность труда.

Редактор: М.Курбанов

**EFFECT OF HIGH TEMPERATURE WATER OXIDATION
WITH AND WITHOUT GAMMA RADIATION
ENVIRONMENT ON SURFACE MICROSTRUCTURE OF
ELECTROLESS Ni-P COATING**

**M.Y.HASHEMI, A.A.GARIBOV, T.N.AGAYEV,
G.T.IMANOVA, I.A.MAMEDYAROVA**

*Institute of Radiation Problems, Azerbaijan National Academy of
Sciences*

*AZ 11143, Baku, V.Vakhabzade, 9
agayevteymur@rambler.ru*

received: 19.12.2012
accepted: 21.01.2013

ABSTRACT

The layer of Ni-P has been coated on stainless steel 304 by electroless method irradiated in H₂O₂ environment with a ⁶⁰Co gamma source at D=0.48Gy/s and T=300K, then oxidized under two conditions, one in high temperature water (673K) without gamma radiation (thermal-treatment) and, high temperature water with gamma radiation (radiation-thermal treatment) for 5 hours. According to XRD (X-ray diffraction), SEM (surface electron microstructure) and line scan results, high temperature oxidation (673K) with gamma radiation cause formation continues of oxides on surface of sample but in high temperature water (673K) without gamma radiation condition due of phase transformation, carbides phases Ni₃P forms and surface cracked. It has been concluded that radiation- thermal treatment useful for avoiding from cracking Ni-P in high temperature environments.

Keywords: Ni-P, surface morphology, gamma radiation, structure, high temperature oxidation microstructure

The Ni-P alloys with phosphorus content of 7-15% in form of coating deposited on the surfaces of different materials are used as anticorrosion protection as well as to increase hardness of these surfaces. These alloys are obtained from aqueous solution by reduction of Ni²⁺ ions with sodium hypophosphite, as amorphous or microcrystalline material. Full crystallization of Ni-P alloys

occurs at about 500K and then they can be considered as solid solutions of Ni₃P in metallic nickel [1, 2].

The presence of phosphorus in the nickel matrix increases the temperature of oxidation of these alloys in respect of metallic nickel. therefore Ni-P alloys are used in many field due to excellent properties of coatings, such as primary water stress corrosion cracking (PWSCC) mitigation in nuclear power plants, as thin films to impede the incorporation of radionuclide's in austenitic stainless steels tubing specimens and can play a role of protective layer for structural parts in erosion and/ or erosion- corrosion environment with high-velocity in high temperature water [3,4].

However effect of ionizing radiation (e.g. gamma) on Ni-P alloys is still unknown. In the present paper the attempt to explain effect of ionizing radiation with high temperature water on property and microstructure of electroless Ni-P layered.

EXPERIMENTAL PROCEDURE

Preparation of coating: high-phosphorus electroless Ni-12%P coatings were deposited on stainless steel AISI/SAE 304 substrates with dimension of 10mm·20mm·2mm. Prior to deposition the samples was mechanically polished with 1000 grit SiC abrasive paper and degreased in acetone. Then, specimens were thoroughly rinsed with deionized water and immersed in HCL 37% for deoxidization during 120s then activated in 10%vol HCL+90%vol H₂SO₄ during 2÷3s and finally rinsed again with deionized water. After these procedures, specimens were transfer immediately to the plating solution. The bath composition and the operation condition for the coatings deposition are given in the Table1.

Table 1.

Chemical composition of the electroless nickel plating bath and operation condition

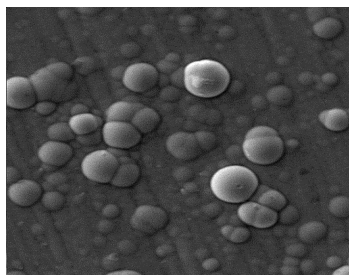
Chemical composition	
Nickel sulfate(NiSO ₄ ·6H ₂ O)	21.2 g/lit
Sodium hypophosphite(NaH ₂ PO ₂ ·H ₂ O)	24 g/lit
Lactic acid	23 ml/lit
Propionic acid	1.8 ml/lit
PH	4-4.2
Temperature	85-90 C
Agitation rate	600 rpm
Plating time	2h

Oxidation of coating: the samples of Ni-P before to oxidation first cleaned with Aston then rinsed in distilled water and inert gas. After this stage samples immerse in H₂O₂ 30% solution in guards ampoules and vacuumed until $P=10^{-3}$ Pa by method thermo-vacuum pumps then samples irradiated with cobalt-60 irradiator for 10; 30; 70; 100h the dose rate during the period of experimentation was 48Gy/s, a few of samples after this stage radiation, oxidized in high temperature water (673K) with and without gamma radiation condition for 5h, the G-value of H₂ produced of process measured by gas chromatography method.

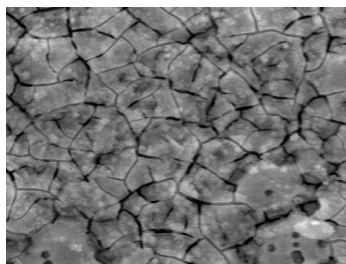
Morphology and structure of coating characterization: the microstructure and chemical composition of the surface layer were characterized with SEM (Model SSI, CSEM) equipped with energy dispersive x-ray (EDX) and line scan. XPS was employed to study the structure of the surface after gamma radiation. The X-ray diffraction (XRD) pattern of the coatings before and after gamma radiation and oxidation was determined by using a Philips X"PERT MPD (Cu Ka radiation) diffractometer.

RESULTS AND DISCUSSION

Microstructure and morphology of coating: Fig.1(a,b) shows the SEM surface morphology of electroless Ni-P deposit before and after radiation. The surface morphology of Ni-P deposit shows the hemispherical nodular structure which indicates typical amorphous structure of deposit. The diameter of the biggest nodule size on the surface reached about 100nm. No micro crack was observed at the surface of the deposit. After radiation, the surface morphology of Ni-P deposit shows the completely cracked structure and no hemispheres were found on the surface [5-7].



a



b

Fig.1

SEM surface morphology of electroless Ni-P deposit (a) before and (b) after radiation.

Fig.2(a,b) showed the micrographs of the coating Ni-P after oxidation test in high temperature water (673K) with and without gamma radiation.

The surface morphology of Ni-P oxidized in high temperature water with radiation for 5h shows granular oxides on surface and no micro crack was observed at the surface of the deposit, while surface of the sample oxidized in high temperature water without gamma radiation micro cracks with granular oxide was observed. The brighter and darker portions observed in the micrographs of both samples were subjected to energy dispersive x-ray analysis (EDXA), which showed that in former areas in oxidized with radiation on whole surface (8%). And Ni content was lower in comparison to average surface [8, 9]. This exhibited the deposition of corrosion products such as oxide phosphor components, while in oxidized sample without radiation content of P in some portions is lower than average value recorded on whole surface. As the seen in line scan , XRD and XPS result the outer oxide layer consisted of P_2O_3 and inner layer consisted Ni_3P and (Fe,Ni) oxide spinal phase[10-13].

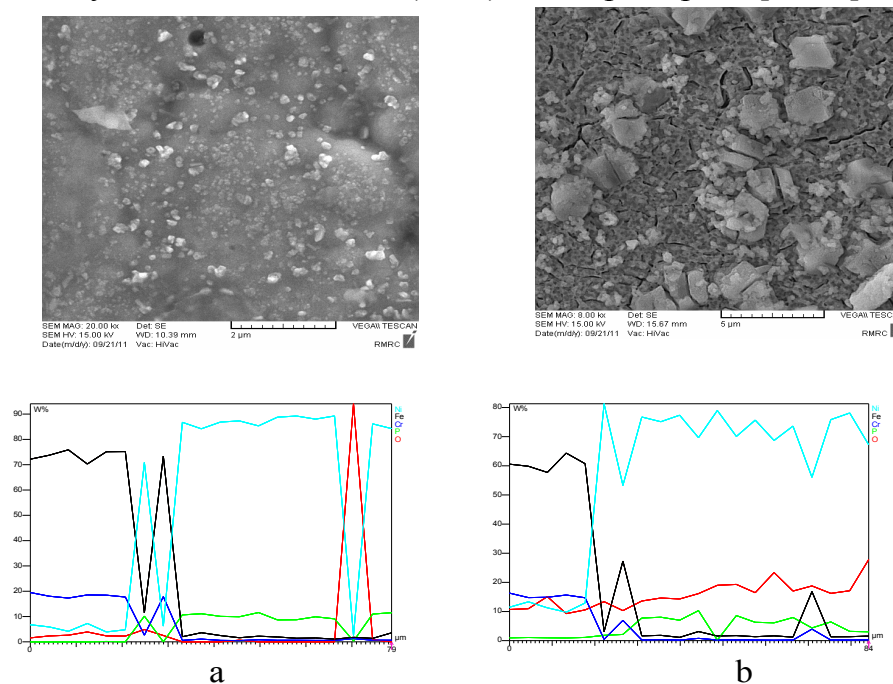


Fig. 2
SEM and line scan of Ni-P oxidation in high temperature water (a) with and
(b) without gamma irradiation.

The chemical composition of the Ni-P coating on the stainless steel 304 substrate, analyzed by EDX is listed in Table 2.

Table 2.

The composition of the Electroless Ni-P deposit.

Deposit composition (wt. %)	chemical	
	Ni	P
Ni-P	87	13

Fig.3 shows the X-ray diffraction pattern of the Ni-P coating before and after gamma radiation and oxidation. For the fresh sample, as shown in Fig.3(a), only one broad peak around $2\theta=45^\circ$ was observed [13]. (111) reflection of nickel shows an amorphous profile with a wide angular range of approximately $40\div 60^\circ(2\theta)$. When the Ni-P sample was irradiated, a number of sharp peaks corresponding to P_2O_3 around $2\theta=25\div 30^\circ$ was observed (3b) when the Ni-P sample was heated to 673K, a lot of sharp peaks corresponding to both the metallic Ni and Ni_3P alloy phases appeared, as shown in Fig3(c).

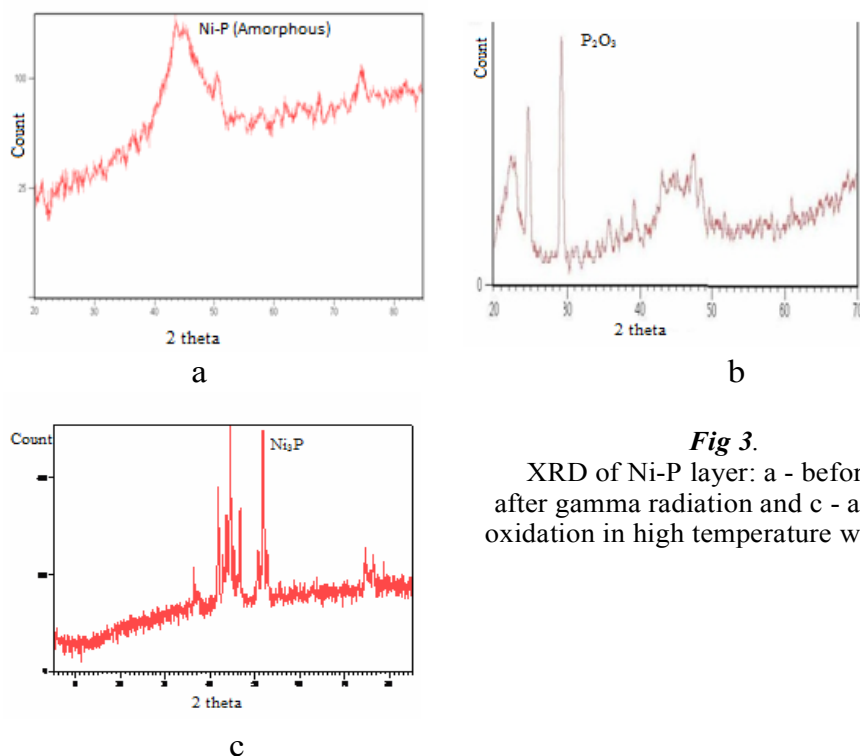


Fig 3.

XRD of Ni-P layer: a - before, b - after gamma radiation and c - after oxidation in high temperature water.

CONCLUSION

This investigation found that high temperature water oxidation with gamma radiation had considerable effect on the electroless Ni-P deposit. Gamma radiation of electroless Ni-P deposits in 30% H₂O₂ environment caused completely fragmentation the Ni-P deposit. This most probably was due to oxidation of Ni-P deposit in H₂O₂ environment during gamma radiation. Expansion of Ni-P deposit followed by preferential formation of P₂O₅ oxide during gamma radiation caused formation of intensive residual stress in the structure of Ni-P deposit which leads to fragmentation of deposit after gamma radiation. But oxidation in high temperature water with gamma radiation cause formation continues of oxides on surface of sample and surface cracked disappeared. While in high temperature water (673K) without gamma radiation condition due of phase transformation, carbides phases Ni₃P forms and surface cracked.

1. K.Hari Krishnan, S.John, K.N.Srinivasan, J.Praveen, M.Ganesan, and P.M.Avamani, *An overall aspect of electroless Ni-P depositions—A review article, Metallurgical and Materials Transactions A*, **37A** (June 2006) 1917-1926.
2. J.N. Balaraju, V. Ezhil Selvi, V.K. William Grips, K.S. Rajam, *Electrochemical studies on electroless ternary and quaternary Nix20P based alloys, Electrochimica Acta*, **52** (2006) 1064–1074.
3. Yi-Ying Tsai, Fan-Bean Wu, Yung-I Chen, Pei-Jun Peng, Jenq-Gong Duh, Su-Yueh Tsai, *Surface and Coatings Technology*, **146–147** (2001) 502–507.
4. B.Pastina, J.Isabey, B.Hickel, *The influence of water chemistry on the radiolysis of the primary coolant water in pressurized water reactors, Journal of Nuclear Materials*, **264** (1999) 309-318.
5. Xin Lou, Ruitang, Chongsheng Long, Zhimiao, Qian Peng and Cong, *The influence of water chemistry on the radiolysis of the primary coolant water in pressurized water reactors, Nuclear Engineering and Technology*, **40** №2 (2007).
6. Junichi Sugama, Shunsuke Uchida, Naoya Yamashiro, Yusuke Morishima, Tatsuya Hirose, Takahiro Miyazawa, Tomonori Satoh, Yoshiyuki Satoh, Koichi Inuma, Yoichi Wada And Masahiko Tachibana, *Effects of Hydrogen Peroxide on Corrosion of Stainless Steel,(II), Journal of Nuclear Science And Technology*, **41** (2004).880–889.

7. Genn Saji, *Radiation-induced 'long-cell' (macro-cell) corrosion in light water reactors*, *Nuclear Engineering and Design*, **240** (2010) 1340–135.
8. E.Tan, A.Alacakir, C.Uzun, O.Goven, *Investigation of the radiation induced changes on the surface topology of PVC films by atomic force microscopy*, *Radiat. Phys. Chem.*, **46** (1995) 897-900.
9. Jeong-Won Yoon, Jong-Hyun Park, Chang-Chae Shur, Seung-Boo Jung, *Characteristic evaluation of electroless nickel–phosphorus deposits with different phosphorus contents*, *Microelectronic Engineering*, **84** (2007) 2552–2557.
10. B.Farber, E.Cadel, A.Menand, G. Schmitz and R.Kirchheim, *Phosphorus segregation in nanocrystalline Ni-3.6 at.% P alloy investigated with the tomographic atom probe (TAP)*, *Acta Mater.*, **48** (2000) 789-796.
11. Zuqiang Qi, Weiming Lee, *XPS study of CMP mechanisms of NiP coating for hard disk drive substrates*, *Tribology International*, **43** (2010) 810–814.
12. J.N.Balaraju, C.Anandan, K.S.Rajam, *Influence of codeposition of copper on the structure and morphology of electroless Ni₂₀P₈₀ alloys from sulphate- and chloride-based baths*, *Surface & Coatings Technology*, **200** (2006) 3675– 3681.
13. K.S.Rajam, S.R.Rajagapalan, *Characterization of electroless nickel by ESCA*, *Material Chemistry and Physics*, **27** (1991) 141-154.

**YÜKSƏK TEMPERATURLU SUYUN OKSİDLƏŞMƏSİNİN QAMMA
ŞÜALANMA MÜHİTİNDƏ VƏ ŞÜALANMA OLMADAN Ni-P
ÖRTÜYÜNÜN MİKROQURULUŞUNA TƏSİRİ**

**M.Y.HAŞEMİ, A.A.QƏRİBOV, T.N.AĞAYEV, G.T.İMANOVA,
İ.A.MƏMMƏDYAROVA**

Elektrokimyəvi metod ilə Ni-P qatı ilə örtülmüş 304 markalı paslanmayan polad H₂O₂ mühitində T=300K temperaturda D=0,48 Qr/s doza gücündə ⁶⁰Co γ- izatop mənbəyində şüalandırılmışdır. Bu nümunələrin səthində T=300K temperaturunda su buxarlarının adsorbsiyası aparılmışdır. Nümunələr τ=5 saat və T=673K temperaturda termiki və radiasiya-termiki işlənməyə məruz qalmışdır. SEM (skayneredici elektron mikroskop) və RDA (rentgen difraksiya analizi) nəticələri göstərir ki, termiki işlənmə zamanı nümunələrin səthində radiasiya termiki işlənmə ilə müqayisədə daha əhəmiyyətli dağılmalar müşahidə olunur. Buradan belə nəticələr çıxır ki, radiasiya –termiki işlənmə T=673K temperaturda su buxarı mühitində Ni-P qatların əmələ gələsinin qarşısı alınır.

EFFECT OF HIGH TEMPERATURE WATER OXIDATION WITH AND WITHOUT
GAMMA RADIATION ENVIRONMENT ON SURFACE MICROSTRUCTURE OF
ELECTROLESS Ni-P COATING

**ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ВОДЫ В
ПРИСУТСТВИЕ
γ-ОБЛУЧЕНИЯ И БЕЗ НЕГО НА МИКРОСТРУКТУРУ Ni-P
ПОКРЫТИЯ**

**М.Ю.ХАШЕМИ, А.А.ГАРИБОВ, Т.Н.АГАЕВ, Г.Т.ИМАНОВА,
И.А.МАМЕДЬЯРОВА**

Нержавеющая сталь марки 304, покрытая электрохимическим методом слоем Ni-P, облучалась на изотопном γ- источнике ^{60}Co мощностью $D=0,48$ Гр/с в среде H_2O_2 при $T=300\text{K}$. После адсорбции паров воды на поверхность этих образцов при $T=300\text{K}$ они подвергались термической и радиационной-термической обработке при $T=673\text{K}$ в течение 5 часов. Результаты СЕМ (сканирующая электронная микроскопия) и РДА (рентгеновский дифракционный анализ) показали, что при температурной обработке на поверхности образцов наблюдались более существенные разрушения (трещины, зернистообразные гранулы) по сравнению с радиационно-термической. Сделан вывод, что радиационно-термическая обработка позволяет избежать значительного растрескивания Ni-P покрытия в среде паров воды вплоть до $T=673\text{K}$.

Редактор: О.Самедов

PACS: 81.05.Cv; 52.77.Dq

**THE ANALYSIS OF SERIES RESISTANCE AND
INTERFACE STATE DENSITY DISTRIBUTIONS OF
Au/TiO₂/n-Si METAL-INSULATOR-SEMICONDUCTOR
STRUCTURES AT ROOM TEMPERATURE**

M.SEL, A.ASIMOV*, E.HUSEYNOV**

*Physics Department, Faculty of Arts and Sciences, Gazi University
06560, Turkey, Ankara, Emniyet Mh.*

Department of Physics, Uludağ University
16059, Turkey, Bursa, Gorukle Kampusu*

*The Institute of Radiation Problems ANA of Sciences**
AZ 1143, Baku, B.Vakhabzade st., 9
fizikasimov@hotmail.com; elchin55@yahoo.com*

received: 31.01.2013

accepted: 04.02.2013

ABSTRACT

The electronic and interface state density distribution properties obtained from current-voltage (I-V) and capacitance-voltage (C-V) characteristics of Au/TiO₂/n-Si Metal-Insulator-Semiconductor Schottky diode were measured at room temperature. The (I-V)-T characteristics are analysed on the basis of thermionic emission (TE). The forward bias I-V of SBDs have been studied at room temperature. SBD parameters such as ideality factor n , the series resistance (RS) determined Cheung's functions and Schottky barrier height, Φ_{bo} , are investigated as functions of temperature. The diode parameters such as ideality factor, series resistance and barrier heights were found as 3.20 and $2910 \pm 2348 \Omega$ and $0.77 \pm 0.86 \text{ eV}$, respectively.

Keywords: Schottky barrier diode; Ideality factor, interface states, insulator layer, series resistance.

INTRODUCTION

Metal-semiconductor (MS) Schottky structures are an essential part of virtually all semiconductor electronic and optoelectronic devices [1-2]. Insulators layers play a significant role in modern device technology. Electrical characteristics of Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) structures are influenced by various non-

idealities such as formation of an insulator layer and the energy distribution profile of interface states at the metal/semiconductor interface, series resistance and inhomogeneous Schottky barrier heights. The presence of an insulator layer between metal and semiconductor in the MIS structure gives these devices the properties of a capacitor, which stores the electric charge by virtue of the dielectric property of oxide layers. Due to the existence of an oxide layer and two surface charge regions, MIS physics is more complicated than semiconductor surface physics. Recently, insulator layers that form on Si, such as SnO₂ [4] and TiO₂ [5] films have been investigated as a potential material to replace silicon dioxide (SiO₂). The main advantages of these films are low densities of the surface states and high dielectric permittivity when compared to SiO₂. Titanium dioxide (TiO₂) thin films are extensively studied due to their interesting chemical, optical and electrical properties. Various methods have been employed to prepare TiO₂ thin films, among which are e-beam evaporation [6], sol-gel process [7] and chemical vapor deposition [8].

In the study, the I-V characteristics of Au/TiO₂/n-Si Metal-Insulator-Semiconductor Schottky diode were measured at room temperature. Electrical parameters such as ideality factor, barrier height, series resistance and Richardson constant were extracted from forward bias I-V measurements. Thus, we examined the electronic properties of main parameters obtained from current-voltage (I-V) and capacitance-voltage (C-V) measurements and interface state density distribution properties of interface states of Au/TiO₂/n-Si (MIS) SBD. Experimental results show that both N_{ss} and R_s are important parameters that influence the electrical characteristics of MIS structures.

EXPERIMENTAL PROCEDURE

The Au/TiO₂/n-Si MIS structure was fabricated on a quarter of 2 in diameter float zone (100) n-type (S doped) single crystal silicon (Si) wafer having thickness of 380 μ m. The sample was ultrasonically cleaned in trichlorethylene and ethanol, etched by H₂SO₄/H₂O₂/H₂O=5:1:1 (weight ratio) solution for 30 s., rinsed by

propylene glycol and blown with dry nitrogen gas. The high purity gold with a thickness of 1750Å was thermally evaporated from tungsten filament onto the whole back side on the n-Si wafer at a pressure of 1×10^{-6} Torr in liquid nitrogen trapped oil-free ultra high vacuum pump system. Preceding each cleaning step, the wafer was rinsed thoroughly in de-ionized water of resistivity of 18 MΩ cm. The ohmic contact was formed by sintering the evaporated Au back contact at 350°C for 5 min in a flowing dry oxygen ambient at rate of 1 lt/min. After oxidation, circular dots of 1mm diameter and 1800Å thick gold contacts were deposited onto the oxidized surface of the wafer through a metal shadow mask in a liquid nitrogen trapped vacuum system in a vacuum of 1×10^{-6} Torr.

The I–V measurements were performed by the use of a Keithley 220 programmable constant current source, a Keithley 614 electrometer. The C–V measurements were performed at 1MHz by using HP 4192A LF impedance analyzer. The I–V and C–V characteristics of the Au/TiO₂/n-Si Schottky diode were studied at 300K by using temperature controlled Janes vpf-475 cryostat.

RESULTS AND DISCUSSION

The forward and reverse current_voltage (I–V) characteristics of Au/TiO₂/n-Si (100) Schottky contacts at room temperature are shown in Fig. 1. We have analyzed the experimental I–V curves according to TE theory in which the current-voltage characteristics are given by the relation [1-2]

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

where

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \quad (2)$$

is the saturation density, V is the definite forward-bias voltage, A is the effective diode area, k is the Boltzmann constant, T is the absolute temperature, A* is the effective Richardson constant and equals 120Acm⁻²K⁻² for n-type Si, where ϕ_{bo} (I–V) is the barrier

height at zero bias (which is defined by Eq. (2)), and n is called the ideality factor, which is defined as

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln J)} \right) \quad (3)$$

Fig. 1. shows the experimental semilog-forward and reverse-bias characteristics of the Au/TiO₂/n-Si SBD. The values of the barrier height Φ_{b0} and the ideality factor n of the Au/TiO₂/n-Si SBD were calculated as 0.77eV from the extrapolated experimental saturation current, $I_0=7.77 \cdot 10^{-8}$, and $n=3.20$ from the slope of the linear region of the semilog-forward bias I–V characteristics indicating that the effect of series resistance in this region was not important, respectively [6-7]. The zero-bias barrier height and the ideality factor (n) were determined by Eqs.(1) and (2). The high values of ideality factor can be attributed to effects of the bias voltage drop across the interfacial insulator layer.

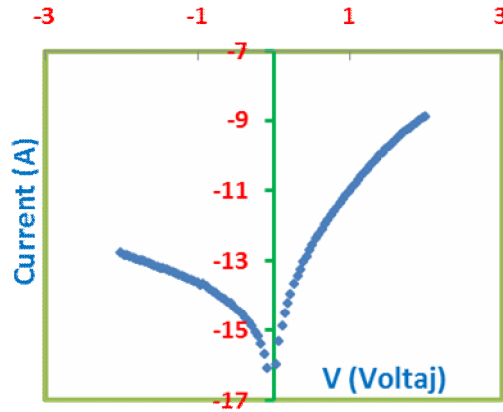


Fig. 1.
The experimental forward and reverse current–voltage characteristics of the Au/TiO₂/n-Si Schottky barrier diode at room temperatures.

In this study, the values of the series resistance (R_s) was evaluated from the forward bias I–V data at the high bias voltage region (non-linear region) using the method developed by Cheung [9]. Cheung functions are given as:

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = IR_s + n \left(\frac{kT}{q} \right) \quad (4)$$

$$H(I) = V - \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I_0}{AA^* T^2} \right) n \quad (5)$$

$$H(I) = IR_s + n\Phi_b, \quad (6)$$

where IR_s is the voltage drop across the series resistance of the MIS structure. Fig. 3 shows the experimental $dV/d(\ln I)$ vs. I , and $H(I)$ vs. I plots for the Au/TiO₂/n-Si (MIS) structure, respectively. Thus, a plot of $dV/d(\ln I)$ vs. I will give R_s as the slope and $n(kT/q)$ as the current axis intercept. The values of R_s from their slopes were found as 2910-2348, respectively.

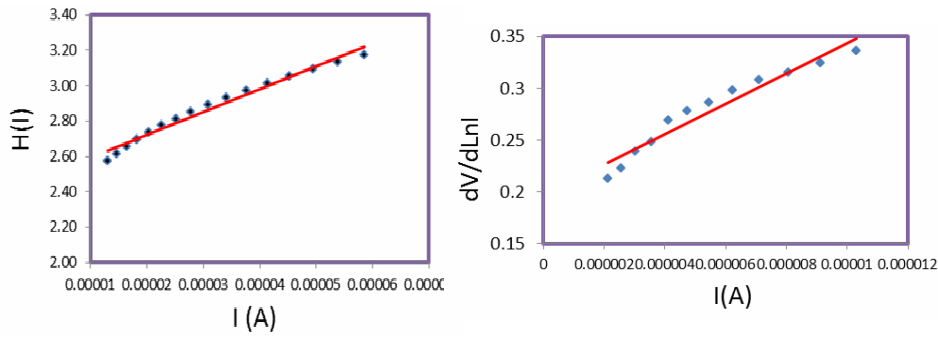


Fig. 2.

The experimental $H(I)$ vs. I and $dV/d\ln(I)$ vs. I plots for the Au/TiO₂/n-Si Schottky barrier diode at room temperatures.

Fig. 3(a) shows the C–V characteristic at room temperature ($T=300K$) measured at frequency of 1000kHz. In Schottky diodes, the depletion layer capacitance can be expressed as [1,2]

$$\frac{\partial C^{-2}}{\partial V} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_D} \quad (7)$$

or

$$C_2 = \frac{1}{n_{cv}} = \frac{2}{q\epsilon_s N_D \left(\frac{\partial C^2}{\partial V} \right)} \quad (8)$$

in Fig. 3(b) to Eq. (8), A is the area of the diode, the dielectric constant of the Si ($=12 \epsilon_0$), q is the electronic charge and N_D is the donor concentration. The diffusion potential or built-in potential is

usually measured by extrapolating $1/C^2-V$ plot to the V-axis. The barrier height, Φ_{b0} CV, from C-V measurement is defined by

$$\Phi_{b0}(C-V) = V_d + E_F, \quad (9)$$

where E_F is the Fermi energy.

According to Eq.(9), the measured barrier height $\Phi_{b0}(C-V)$ is 0,86eV and the donor concentration is determined to be $1,5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$. The difference between barrier heights obtained from I-V and C-V measurements is mainly due to inhomogeneities. Density of states in the conduction band, which is $N_c = 2.8 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ for Si at room temperature [11]

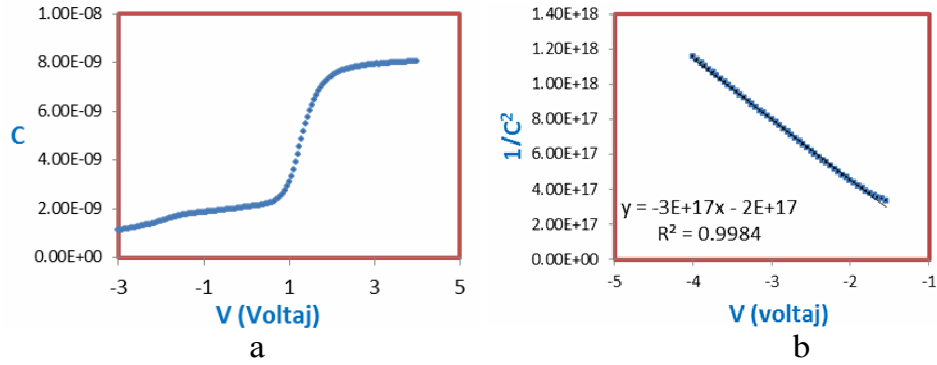


Fig. 3.

(a) The experimental capacitance-voltage, and (b) reverse bias $C^{-2}-V$ characteristics of the Au/TiO₂/n-Si Schottky barrier diode in the frequency 1000kHz at room temperatures.

The interface state energy distribution curve of the Au/TiO₂/n-Si SBD is given in Fig. 4. For an MIS diode having interface states in equilibrium with the semiconductor, the ideality factor, n becomes greater than unity as proposed by Card and Rhoderick [3] and is given by

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_d} \right], \quad (10)$$

where W_d is the interfacial insulator layer thickness, N_{ss} is the density of interface states, ($\varepsilon_i = 48 \varepsilon_0$ and $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{Fcm}^{-1}$) are the permittivities of the semiconductor and interfacial layer, and W_d is the thickness of insulator layer.

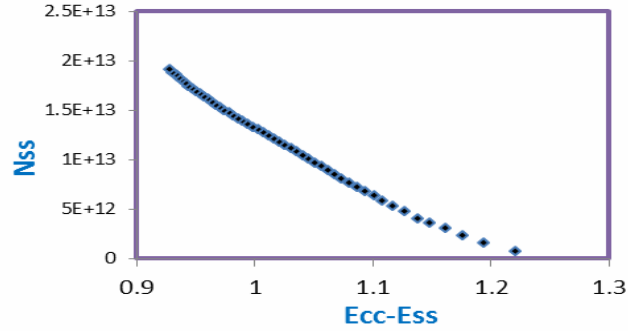


Fig. 4.

Density of interface states N_{SS} as a functions of $E_{SS}-E_V$ obtained from the I–V measurements at room temperature.

The interfacial insulator layer thickness ($W_d=2,23 \cdot 10^{-5} \text{sm}$) was obtained from high-frequency (1000 kHz) C–V characteristic using the equation for insulator layer capacitance ($C=C_{ox}=\epsilon'A/\delta$), and ϵ_0 is the permittivity of free space. Furthermore, in n-type semiconductors, the energy of the interface states E_{ss} with respect to the bottom of the conduction band at the surface of semiconductor is given as

$$E_{ss}-E_V=q(\Phi_e-V), \quad (11)$$

where V is the applied voltage drop across the depletion layer and Φ_e is the effective barrier height. The relationship between effective barrier height, applied voltage V and the ideality factor n is given by:

$$\Phi_e=\Phi_{b0}+(1-1/n(V)). \quad (12)$$

The interface state density (N_{SS}) values obtained decrease with applied voltages. This confirms that the density of interface states changes with bias and each of applied biases corresponds to a position inside the Si gap. The value of N_{SS} obtained $3,5 \cdot 10^{12} (\text{eV})^{-1} \text{cm}^{-1}$.

CONCLUSION

The current–voltage characteristics of Au/TiO₂/n-Si MIS Schottky contacts were measured at room temperature. SBD parameters such as ideality factor n , the series resistance (R_s)

determined Cheung's functions and Schottky barrier height, Φ_{bo} , are investigated as functions of temperature. The diode parameters such as ideality factor, series resistance were found as 3,20 and 2910-2348 Ω respectively. In particular, the values obtained from the C-V measurements are higher than derived from the I-V measurements as expected. The difference between ideality factor obtained from I-V and C-V measurements is mainly due to inhomogeneities. The interface states and interfacial insulator layer at the MIS interface play an important role in the determination of the characteristic parameters of the devices. The energy distribution of the interface state densities of the Au/TiO₂/n-Si diode has been determined taking into account the forward bias I-V measurements. The high value of ideality factor n has been attributed to the effects of the bias voltage drop across the interfacial insulator layer, the particular distribution of interface states localized at semiconductor-insulator interface, and the special barrier in homogeneities at the MS interface [1,2,3,12,13].

1. E.H.Rhoderick, R.H.Williams, *Metal-semiconductor contacts*, 2nd ed. Oxford [England]: Clarendon Press; New York: Oxford University Press, (1988) 252.
2. Sze SM, *Physics of semiconductor structures*, 2nd ed. New York, (1981) 868.
3. H.C.Card, E.H.Rhoderick, *Barrier Heights of Schottky Junctions on n-InP Treated with Phosphine Plasma*, *J. Phys.*, **D4** №10 (1971) 45–52.
4. A.Tataroglu, Ş.Altındal, *Characterization of current-voltage (IV) and capacitance-voltage-frequency (C-V-f) features of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes*, *Microelectron, Eng.*, (2006) 83-88.
5. S.Chakraborty, M.K.Bera, P.K.Bose, C.K.Maiti, *Modeling and Simulation of Memory Devices with High-k Dielectrics*, *Semicond. Sci. Technol.*, **335** (2006) 21-36.
6. G.Sanon, R.Rup, A.Mansingh, *Growth and characterization of tin oxide films prepared by chemical vapour deposition*, *Thin Solid Films*, **287** (1990) 190-196.

7. J.P.Chatelon, C.Terrier, E.Bernstein, R.Berjoan, J.A.Roger, *Thin Solid Films*, **247** (1994) 162.
8. H.Y.Ha, S.W.Nam, T.H.Lim, I.H.Oh, S.A.Hong, J.Membr, *The double Gaussian distribution of barrier heights in Al/TiO₂/p-Si (metal-insulator-semiconductor) structures at low temperatures*, *Sci.*, **111** (1996) 81-87.
9. S.K.Cheung, N.W.Cheung, *Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics*, *Appl. Phys. Lett.*, **85** (1986) 49-62.
10. A.Türüt, M.Sağlam, H.Efeoğlu, N.Yalçın, M.Yıldırım, B.Abay, *Electrical analysis of organic interlayer based metal/interlayer/semiconductor diode structures*, *Physica B*, **205** (1995) 41-48.
11. D.A. Neamen, in *Semiconductors Physics and Devices*, R.R.Donnelle & Sons Company, Sydney, (1992) 188.
12. Ş.Karataş, Ş.Çakar Altındal, *Current transport in Zn/p-Si(100) Schottky barrier diodes at high temperature*, *M. Physica, B* **386** (2005) 357-362.
13. J.H.Werner, H.H.Guttler, *Barrier inhomogeneities at Schottky contacts*, *J. Appl. Phys.*, **1522** (1991) 69-85.

**OTAQ TEMPERATURUNDA Au/TiO₂/n-Si METAL-DİELEKTRİK-
YARİMKEÇİRİCİ QURULUŞLARIN SƏTH SİXLİĞİNİN
PAYLANMALARI VƏ ARDICIL MÜQAVİMƏTLƏRİN ANALİZİ**

M.SEL, Ə.ASİMOV, E.HÜSEYNOV

Otaq temperaturunda Au/TiO₂/n-Si metal dielektrik yarımkeçirici Şotki diodların volt-ampere (I-V) və tutum-gərginlik (C-V) ölçmələrindən elektron və səthi elektron sıxlığı kimi özəllikləri tapıldı. Termoionik emissiya nəzəriyyəsi əsasında (I-V-T) xassələri araşdırıldı. Otaq temperaturunda düz istiqamətdə gərginlik tətbiq etməklə volt-ampere ölçmələri əldə edildi. Çəng funksiyalarının köməyi ilə Şotki baryer diodların ideallıq faktoru, ardıcıl müqavimət və baryer qalınlığı kimi özəllikləri temperaturun bir funksiyası olaraq araşdırıldı. İdeallıq faktoru, ardıcıl müqavimət və baryer qalınlığı kimi diod özəllikləri 3.20; 2910÷2348Ω və 0,77÷0,86eV, olaraq tapıldı.

**АНАЛИЗ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ И
СОСТОЯНИЕ ИНТЕРФЕЙСА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛОТНОСТЕЙ Au/TiO₂/n-Si МЕТАЛЛ-
ДИЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК ПРИ КОМНАТНОЙ
ТЕМПЕРАТУРЕ**

М.СЭЛ, А.АСИМОВ, Э.ГУСЕЙНОВ

При комнатной температуре были измерены вольт–амперные (I-V) и емкостные характеристики (C-V) Au/TiO₂/n-Si диодов Шоттки (металл-диэлектрик-полупроводник), получены электронные состояния, состояние интерфейса, плотность распределения свойств. (I-V)-T характеристики анализируются на основе термоэлектронной эмиссии (TE). Было изучено прямое смещение I-V из исследования SBDS (Шоттки барьер диод интерфейс) при комнатной температуре. Фактор идеальности, последовательное сопротивление (RS), определяемые как функции Шенга, и высота барьера Шоттки исследованы в зависимости от температуры. Найдены фактор идеальности, последовательное сопротивление и высота барьеров диодов Шоттки равные 3.20 и $2910 \pm 2348 \Omega$ и $0,77 \pm 0,86 \text{ эВ}$, соответственно.

Редактор: О.Самедов

**ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ПАРОВ
ВОДЫ НА ВЫХОД МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА В
ПРИСУТСТВИИ РАДИЙ-СИЛИКАТА**

Т.Н.АГАЕВ, З.А.МАНСИМОВ, Г.Т.ИМАНОВА

*Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана
AZ 1143, Г.Баку, Ул.Б.Вагабзаде,9
agayevteimur@rambler.ru*

Поступила: 31.01.2013

Принята к печати: 04.02.2013

Ключевые слова:радий-силиката,
радиолиз, кинетика, γ - излу-
чение.

РЕФЕРАТ

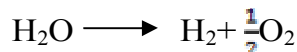
Исследована кинетика накопления молекулярного водорода при термокаталитическом разложении воды в присутствии радий-силиката от плотности паров воды. Установлено, что изменение плотности паров воды в интервале $\rho_{H_2O} \sim 0,1 \div 20 \text{ мГ/см}^3$ на термокаталитическое разложение воды в присутствии радий-силиката не влияет.

Закономерности влияния состава на радиационно-гетерогенные процессы разложения веществ в контакте с силикатными системами не известны и представляют большое значение как с точки зрения радиационного катализа, так и радиационного материаловедения. С этой целью исследована кинетика радиолитического разложения воды в контакте с радий-силикатом при различной активности. В процессе формирования или же термовакуумной обработки в силикатных системах создаются электроноакцепторные центры, на которых происходит диссоциативная адсорбция воды [1-11].

Адсорбция молекул воды на сильных электроноакцепторных центрах вызывает деформацию в электронной структуре адсорбированных молекул воды. Поэтому наличие таких центров на поверхности может оказать влияние на процессы разложения воды в присутствии радий-силикатных систем. Определенная часть этих центров может быть каталитически активной в процессе термического разложения воды. Как известно гомогенные термические процессы разложения чистой воды с ощутимой скоростью протекают при высоких

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ПАРОВ ВОДЫ НА ВЫХОД
МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА В ПРИСУТСТВИИ РАДИЙ-
СИЛИКАТА

температурах $T \geq 1750\text{K}$ [5,12,15] и схематически их можно представить следующим образом:



Изменение стандартных значений энергии Гиббса, энтальпии и энтропии для этого процесса составляет 285,76кДж/моль, 241,84кДж/моль и 44,55Джмоль⁻¹К⁻¹, соответственно. В работах [5,12,17] показано, что в присутствии цеолитных систем процесс разложения воды может осуществляться в интервале температур 723÷773К. При этом изменение термодинамических функций, обеспечивающее протекание процесса разложения воды при низких температурах, объясняется наличием сильной хемосорбционной связи молекул воды в кристаллической решетке цеолита.

Ввиду того, что на поверхности радий-силикатных систем также происходит сильное адсорбционное связывание молекул воды, можно ожидать протекание термokatалитического разложения воды в интервале температур 723÷773К. Эти процессы могут вносить определенный вклад в радиационно-термokatалитическое разложение воды. С целью выявления вклада термokatалитических процессов в радиационно-термokatалитическое разложение воды исследована кинетика накопления водорода при термokatалитическом и радиационно-термokatалитическом разложении воды в присутствии радий-силиката в интервале температур 573÷773К. Установлено, что радий-силикатные системы при температурах $T \geq 573\text{K}$ обладают термokatалитической активностью в процессе разложения воды. В связи с тем, что в этих сериях экспериментов при больших содержаниях воды в ампулах и высоких температурах состояние паров воды сильно отличается от идеального, расчет давления паров воды в реакционной среде не всегда является корректным. Поэтому содержание воды в реакционной среде радиационно-гетерогенных процессов обычно выражается в единицах плотности паров воды - $\rho_{\text{H}_2\text{O}}\text{мг/см}^3$ [13-14,16].

На Рис.1. приведены кинетические кривые накопления молекулярного водорода при каталитическом разложении воды в присутствии радий-силиката при температуре $T=673\text{K}$.

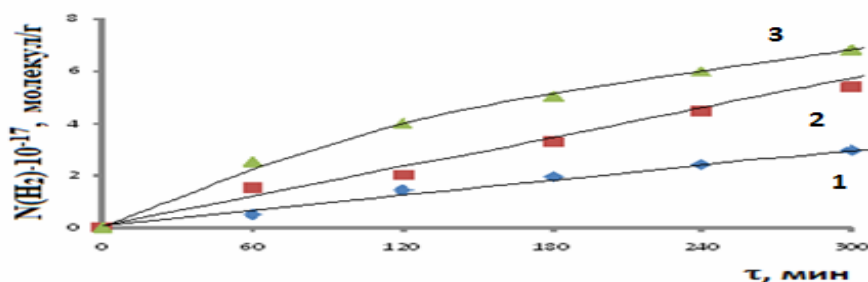


Рис 1.

Кинетические кривые получения молекулярного водорода при термокatalитическом (1) и радиационно–термокatalитическом (2,3) разложении воды в присутствии Ra-SiO₃ с активностью 6100Бк/г при $T=673\text{K}$, $D=0,33\text{Гр/с.}$: (1) $\rho_{\text{H}_2\text{O}}=5\text{мг/см}^3$; (2) $\rho_{\text{H}_2\text{O}}=0,1\text{мг/см}^3$; (3) $\rho_{\text{H}_2\text{O}}=5\text{мг/см}^3$.

Изменение плотности паров воды в интервале $\rho_{\text{H}_2\text{O}}=0,1\div 20\text{мг/см}^3$ на термокatalитическое разложение воды в присутствии радий-силиката не влияет. Выход молекулярного водорода при этом зависит, в основном, только от температуры. На основе этих результатов можно сделать предположение, что на поверхности радий-силиката имеются различные термокatalитически активные центры, которые активизируются при различных температурах. С повышением температуры в процессе термокatalитического разложения участвуют менее активные центры.

Исследована кинетика накопления молекулярного водорода при радиационно-термокatalитическом разложении воды в присутствии радий-силиката при идентичных с термокatalитическими процессами условиях. По начальному линейному участку этих кривых определены значения скоростей радиационно-термокatalитических $W_{\text{рт}}(\text{H}_2)$ и термокatalитических $W_{\text{т}}(\text{H}_2)$ процессов получения молекулярного водорода. Скорость радиационной составляющей радиационно-термических гетерогенных процессов определялась по разнице:

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ПАРОВ ВОДЫ НА ВЫХОД
МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА В ПРИСУТСТВИИ РАДИЙ-
СИЛИКАТА

$$W_p(H_2) = W_{pt}(H_2) - W_t(H_2). \quad (1)$$

На основе значений скоростей радиационной составляющей радиационно-термокаталитических процессов определены значения радиационно-химического выхода молекулярного водорода. На Рис.2. приведены зависимости радиационно-химического выхода от плотности паров воды при гетерогенном радиолизе воды в присутствии радий-силиката при различных температурах. Приведенные кривые описываются уравнением:

$$G(H_2) = \frac{Kb\rho_{H_2O}}{1+b\rho_{H_2O}}, \quad (2)$$

где K – кажущаяся константа скорости процесса, b – константа адсорбционного равновесия, ρ_{H_2O} – плотность паров воды в реакционной среде.

Из уравнения видно, что при малых значениях плотности паров воды $b\rho_{H_2O} \ll 1$ радиационно-химический выход молекулярного водорода линейно зависит от плотности паров воды $G(H_2) = Kb\rho_{H_2O}$, что наблюдается в начальных областях зависимости $G(H_2) = f(\rho_{H_2O})$ при $\rho_{H_2O} \leq 7 \div 8 \text{ мГ/см}^3$.

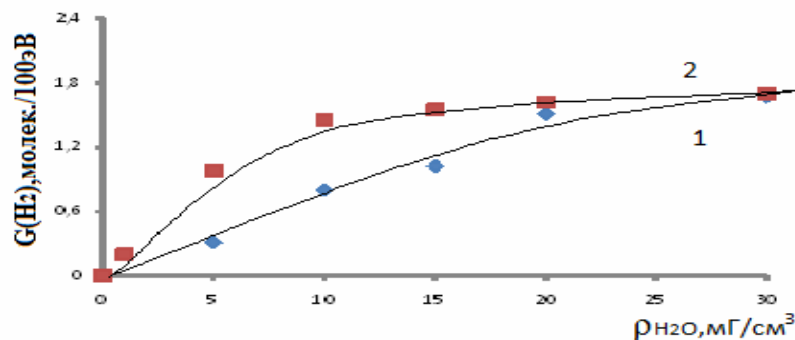


Рис.2.

Зависимость радиационно-химического выхода молекулярного водорода от плотности паров воды в системе Ra-Si+H₂O; (1) при T=573K, (2) T=673K.

При больших значениях плотности паров воды $\rho_{H_2O} \gg 1$ и $G(H_2) = K$, т.е. радиационно-химический выход H_2 не зависит от плотности паров воды [17]. Как видно из Рис.2, радиационно-химический выход молекулярного водорода не зависит от температуры и в пределах точности определения равен значению $G(H_2)$ при гетерогенном радиолизе воды в присутствии Ra-Si при $T=300K$. Наблюдаемое смещение стационарной области в зависимости $G(H_2) = f(\rho_{H_2O})$ с повышением температуры можно объяснить тем, что температура оказывает влияние, в основном, на скорость наступления адсорбционного равновесия в системе Ra-Si+пары воды.

Таким образом при повышении температуры $T \geq 573K$ при гетерогенном радиолизе воды в присутствии радий-силиката происходит термокаталитическое и радиационно-термокаталитическое разложение воды. Определенный вклад в термические процессы накопления молекулярного водорода из воды в контакте с радий-силикатом может вносить химическое взаимодействие молекул воды с поверхностными дефектами Ra-Si. С целью выявления роли таких химических реакций с поверхностью в процессе термокаталитического получения водорода в присутствии Ra-Si при $723K$ исследована зависимость скорости этого процесса от числа его циклов. Установлено, что скорость процесса в пределах точности определения ($\pm 10\%$) остается стабильной в течение 3-х кратного использования катализатора, и кинетические кривые получения H_2 совпадают с кривой 2 на Рис.1. Это свидетельствует о незначительной роли химического взаимодействия воды с поверхностью радий-силиката в процессе термического накопления H_2 в контакте воды с радий-силикатом. Однако при этом не исключена возможность гидроксилирования поверхности оксидных катализаторов в результате взаимодействия промежуточных продуктов разложения воды с поверхностными дефектами. Исследование продуктов образцов радий-силиката в интервале $T=573 \div 873K$ после термокаталитического процесса разложения воды показывает, что при дегидроксировании поверхности Ra-Si при высоких температурах $573 \div 873K$ выделяется, в основном, H_2O [2-3]. Поэтому процессы химического взаимодействия с поверхностью, а также

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ПАРОВ ВОДЫ НА ВЫХОД
МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА В ПРИСУТСТВИИ РАДИЙ-
СИЛИКАТА

дегидроксилирование поверхности радий-силиката можно исключить из числа возможных каналов образования молекулярного водорода при термокаталитическом разложении воды.

Сравнение значений радиационно-химического выхода водорода в стационарной области зависимости $G(H_2)=f(\theta)$ при радиационно-каталитическом и зависимости $G(H_2)=f(\rho H_2O)$ при радиационно-термокаталитическом разложении воды в присутствии Ra-Si показывает, что температура при гетерогенном радиолизе воды в присутствии аморфного радий-силиката на выход продуктов не влияет, и в обоих случаях $G(H_2)=1,63\pm 0,10$ молекул/100эВ.

1. Л.А.Игнатьева, Г.Д.Чукин, *Активные кислотные центры алюмосиликатных катализаторов*, Доклады АН СССР, **184** (1969) 644.
2. И.Н.Сенченя, Н.Д.Чувылкин, В.Б.Казанский, *Квантово-химическое исследование механизма дегидроксилирования кристаллических и аморфных алюмосиликатов*, Кинетика и катализ, **27** (1986) 87-92.
3. А.О.Литинский, А.С.Зюбин, *Электронная структура и энергетический спектр дефектов поверхности катализаторов*, Кинетика и катализ, **26** (1985) 416-421.
4. М.Н.Захарова, *Акцепторные свойства ионов алюминия на поверхности оксида алюминия и алюмосиликатов*, Автореферат диссертации на соискания ученой степени кандидата химических наук, Москва, (1988) 20.
5. G.England, *Thermodynamics of water decomposition catalyzed by zeolites*, Int.J.Hydrogen Energy, **9** (1994) 315-317.
6. Т.Н.Агаев, А.А.Гарибов, З.А.Мансимов, *Кинетические закономерности радиационно-гетерогенного разложения молекул воды в присутствии радий силиката*,/ Химические проблемы, №3 (2011) 452-457.
7. T.N.Ağayev, Z.Ə.Mənsimov, *Su sistemlərindən radionuklidlərin ayrılması üçün təbii seolitlər əsasında sorbsiya materialları*, Kimya problemləri, №1 (2011) 111-119.

8. А.А.Гарибов, Т.Н.Агаев, З.А.Мансимов, *Гетерогенный гамма-радиолиз радий силиката. Синтез и свойства, Азерб. хим. Журнал*, №1 (2011) 177-180.
9. С.А.Погодин, Э.П.Либман, *Как добыли советский радий*, М.: Наука, (1977) 250.
10. В.Ю.Баранов, *Изотопы. Свойства, получение, применение*. М.: Наука, (2000) 147.
11. О.А.Старосельская-Никитина, *История радиоактивности в возникновении ядерной физики*. М.: Наука, (1963) 314.
12. В.Н.Пармон, *Проблема фотокаталитического разложения воды*, В сб. *Фотокаталитического преобразование солнечной энергии*, Ч.2. Молекулярные системы для разложения воды. Новосибирск: Наука, (1985) 6.
13. Г.К.Боресков, *Гетерогенный катализ*, М.: Наука, (1988) 75.
14. А.Адамсон, *Физическая химия поверхностей*, М.: Мир, (1979) 247.
15. P.H.Kasal, R.I.Bishop, *Thermochemical decomposition of water catalyzed by zeolites*, *J. Phys. Chem.*, **81** (1977) 1527.
16. Н.А.Калашников, А.А.Калиников, В.Ф.Красноштанов, В.Д.Русанов, Г.С.Столярова, *Экспериментальное исследование радиолиза воды и водяного пара осколками деления и реакторные радиолизные установки. Вопросы атомной науки и техники, Сер. Атомно-водородная энергетика и технология*, вып.1(20) (1985) 61-62.
17. А.А.Гарибов, *Механизмы радиационно-термокаталитического действия оксидных катализаторов в процессах получения водорода из воды. Вопросы атомной науки и техники. Серия. Ядерная техника и технология*, Вып.2 (1989) 32-34.

**RADIUM-SİLİKATIN İŞTİRAKI İLƏ MOLEKULYAR HİDROGENİN
ÇIXIMINA TEMPERATURUN VƏ SU BUXARININ SİXLİGINİN
TƏSİRİ**

T.N.AĞAYEV, Z.A.MƏNSİMOV, G.T.İMANOVA

Radium silikatın iştirakı ilə suyun termokatalitik parçalanması zamanı su buxarının sıxlığından asılı olaraq molekulyar hidrogenin əmələgəlməsi kinetikası tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, $\rho_{H_2O} \sim 0,1 \div 20 \text{ mQ/sm}^3$ intervalında su buxarlarının sıxlığının dəyişməsi radium-silikatın mühitində suyun termokatalitik parçalanmasına təsir etmir.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ПАРОВ ВОДЫ НА ВЫХОД
МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА В ПРИСУТСТВИИ РАДИЙ-
СИЛИКАТА

EFFECT OF TEMPERATURE AND DENSITY OF WATER VAPOR ON
THE YIELD OF MOLECULAR HYDROGEN IN THE PRESENCE OF
RADIUM-SILICATE

T.N.AGAYEV, Z.A.MANSIMOV, G.T.IMANOVA

The kinetics of accumulation of molecular hydrogen at thermocatalytic decomposition of water in the presence of radium-silicate on the density of water vapor has been investigated. It has been found that the change in the density of water vapor in the range $\rho_{\text{H}_2\text{O}} \sim 0,1 \div 20 \text{ mg/cm}^3$ for thermochemical decomposition of water in the presence of radium-silicate has not been affected.

Редактор: Р.Мадатов

О ВИРТУАЛЬНЫХ КАНАЛАХ СВЯЗИ

Н.А.МАМЕДОВ

*Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, г. Баку, ул. З.Халилова 23
mammadovnemat@rambler.ru*

поступила: 12.12.2012

принята к печати: 21.01.2013

Ключевые слова: каналы связи, микроволновая техника, кулоновская блокада, молектроника, колебательные системы, диэлектрические антенны

РЕФЕРАТ

На базе радиофизических методологий рассчитаны добротности начиная от классических радиоконтуров до колебательных систем биообъектов. Рассчитанные параметры совпадают с экспериментальными результатами.

«Только невежды могут отрицать существование бога»

Юнг Карл Густав

Как известно, для приема-передачи информации существуют различные типы каналов связи. Сюда относят обычные технические каналы радиосвязи (ре-лейная, звуковая, оптическая, космическая и т.д.) и необычные, которые в настоящее время называют сверхъестественными, где процесс приема-передачи осуществляется без участия каких либо приборов и устройств. В действительности каналы связи, названные первыми, являются сверхъестественными, а вторые – естественными или виртуальными. В этом понимании естественной связью пользуются, пока еще, только избранные люди с паранормальными способностями [1].

Человечеству известен целый ряд имен людей, получающих информацию от неизвестных источников. К ним относят В.Мессинга, Вангу, Е.Балаватскую, В.Краменскую и ряд других. По мнению академика Академии Естественных Наук России В.Г.Ажажа наша соотечественница Майя Бадалбейли занимает в этой плеяде далеко не последнее место. Но как отмечает академик Российской Академии Наук А.Г.Сpirкин: «Феномен, которым обладает Майя Бадалбейли, вызывает особо острый интерес. Он просто уникально интересен. Он заслуживает специального внимания ученых с

целью его тщательного и углубленного анализа». Она вот уже почти двадцать лет находится в контакте с космосом. Связь эта подкреплена продиктованными ею записями актуальных вопросов физики, астрофизики, химии и биологии, вопросами, связанными с возникновением жизни на Земле. Также эти записи, не имеющие аналогов, сопровождаются соответственными толкованиями и графическими рисунками. М.Бадалбейли является автором книг «Слово», «Диалог», «Диалог с неизвестным разумом», «Голоса Веселенной», «Я в резонанс попавшая волна» и много других. В этих книгах содержится большое количество информации, имеющей много полезного для осмысления аспектов сути происходящего. Она член союза писателей и союза художников Азербайджанской Республики, член Калифорнийского института ноэтики, действительный член Международной Академии информатизации, имеющей статус в ООН.

Анализ необъяснимых с точки зрения сегодняшней науки процессов, в которые всё больше и больше невозможно не верить, должен начинаться с осмысления парапсихологических «чудес», так как человеческие возможности ограничены. Наше зрение ограничено очень узкой областью электромагнитных колебаний (ЭМ) с длиной волны от 0,4 микрометра до 0,8 микрометров. Слышим мы тоже плохо: теоретически от 20 Гц до 20 000 Гц, а реально – от примерно 80 Гц, в лучшем случае, до 18 000 Гц. Когда что-то возможности выходят за пределы этих границ, мы, естественно, считаем, что свершилось чудо.

За годы, столетия и тысячелетия человек, стремясь к совершенствованию своих возможностей, прибегает к помощи всевозможных методов и приборов. Теперь мы слышим лучше и видим больше (а с помощью электронно-оптических преобразователей видим даже ночью). Соответственно, больше и осознаем. Значит, психология развивается за счет парапсихологии. Но все ли одинаково лояльны в своём отношении к подобного рода явлениям, которые выходят за грань понятного нам «разумного»? Нет, конечно. Легче отмахнуться и подождать, чем все это кончится. Примечательно и то, что

основная масса людей весьма доброжелательна в этом плане. А что же говорят об этом компетентные ученые, умеющие мыслить нестандартно?

В парапсихологию верит значительная часть общества, независимо от уровня образования и «доходов», - утверждал Пол Курц, 74-летний профессор, работающий в комитете по научному расследованию паранормальных явлений в Амхерсе(штат Нью-Йорк). По его мнению, Америка перестала опираться на науку. Такое же положение было в конце позапрошлого столетия в России. Тогда власти сильно заинтересовались всякими медиумами и парапсихологами и обратились за помощью к Д.Менделееву с вопросом: «Что делать с ними?» Всемирно известный учёный ответил: «Создайте для них условия, пусть работают».

Сегодня история повторяется. Все в растерянности. Как быть, кому верить? Сегодняшние маститые учёные в постсоветском пространстве в основном воспитывались на материалистической базе, получили твердые научно-эмпирические знания от своих кумиров, которые напутствовали и направляли их соответствующими наставлениями. В канун своего 70-летия в 1984 году академик Я.Б.Зельдович на вопрос корреспондента «Комсомольской правды»: «Ждут ли нас к концу второго тысячелетия «сумасшедшие теории», которые в корне изменят представления современной физики?», ответил: «Нет. Слишком многое уже, как говорится, отлито в бронзу».

Именно в это время член-корреспондент РАН П.Горяев с группой учёных проводил эксперименты с ДНК, получая так называемый фантом, или голограмму, время релаксации колебаний которого около 40 дней. По гипотезе П.Горяева голографические супергены как бы «помнят» не только наследственную материальную, но и пространственную и временную структуру организма. Они составляют энергетический каркас клетки, группы клеток, отдельных органов, всего организма в целом.

Удивительные эксперименты американских и немецких учёных со скоростью света вновь побуждают задуматься над «непонятными вещами». К счастью, об этих «вещах» нет-нет да и высказывают своё мнение учёные с мировым именем.

Например, когда корреспондент газеты «Аргументы и факты» («Здоровье», № 44, 2001) спросил у академика Николая Амосова: «Что изменилось в Вашем отношении к религии?», он ответил: «Ничего. Как я не верил в Бога, так и не верю. Но в последнее время склоняюсь к мысли, что так называемая вторая физика, другая жизнь, параллельно нашей, всё-таки существует, иногда замыкаясь на нашей банальной жизни. Не исключена возможность, что эта вторая жизнь всё время подстраховывает и, может быть, определяет нашу первую жизнь».

Недавно я еще больше засомневался в своих материалистических взглядах, когда ознакомился с экспериментами академика Н.Бехтерева, знаменитейшего врача-нейрофизиолога. Наверняка вы слышали о том, что человек может видеть и без глаз. Н.Бехтерева решила проверить, как мозг реагирует на это явление, и она пришла к поразительному выводу. Оказывается, увиденная информация поступает не только через рецепторы, но и помимо них. Она может даже не вызывать электрических реакций в затылочной доле мозга, где фиксируются зрительные образы... Вот это-то и есть проявление «другой физики».

Известный биофизик, академик С.Шноль вместе со своими сотрудниками [2] рассмотрел феномен, сущность которого состоит в том, что при любых последовательных во времени измерениях процессов любой природы, в том числе при больших расстояниях между лабораториями, вследствие флуктуаций, т.е. колебаний, можно получить ряд дискретных значений. Полученные результаты заставляют по-новому взглянуть на вопрос о случайности этих процессов и искать в этом явлении тонкие закономерности, связанные весьма общими и космофизическими причинами.

Разве в религии не говорят о глобальной связи всего сущего друг с другом с помощью виртуальных каналов и сетей связи. Реально существует бесконечное число принимающих и передающих колебательных контуров – объёмных резонаторов биообъектов. А несущих колебаний тоже бесчисленное число. Электромагнитные волны в природе существовали

всегда, и самым мощным естественным источником их излучения является Солнце. Практически его спектр охватывает всю шкалу электромагнитных волн (от сверхнизкочастотного до гамма излучения), но максимум приходится на видимый (50%), а остальное – на инфракрасный (45%) и ультрафиолетовый (3%) диапазоны. Здесь в достатке колебаний, которые годятся как несущие для любых сигналов электромагнитного характера.

В начале XX века Альберт Абрамс, работавший в медицинской школе Университета Стенфорд, установил существование связи между геомагнитным полем Земли и электромагнитным полем человека. Опираясь на это знание, на то, что любая материя излучает волны, которые можно улавливать на расстоянии в сотни километров, ставил диагноз, определял степень болезни и даже лечил её. А инженер из Оксфорда Джордж Де ла Варр и его жена Марьйори не только создали новые приборы для выявления излучения живых тканей, но и разработали радионику, систему выявления, диагноза и исцеления на расстоянии с использованием биоэнергетического поля человека.

Дж. Де ла Варр писал: «Похоже, что каждая молекула материи способна генерировать слабый, присущий только ей электрический ток, а также «транслировать» как радиопередатчик. Таким образом, группа молекул «транслирует» групповое излучение. Это значит, что излучение от растения или человека очень индивидуально, и что каждое растение или человек будет принимать сигналы на своей групповой волне. Т.е. происходит резонанс молекул или группы молекул. Резонанс же не подчиняется ни принципам трехмерного пространства, ни законам времени. Предметы резонируют, потому что они существуют одновременно или находятся рядом. Между ними могут быть сотни миль, однако это странная связь остается». По сей день работы Дж. Де ла Варра продолжают в Оксфорде в лабораториях, названных в его честь, но результаты этой работы не разглашаются.

Для более-менее удовлетворительного объяснения или понимания происходящих парапсихологических процессов надо владеть знаниями в области космофизики, с одной

стороны, и процессами, имеющими место в сверх-высоко-частотным (СВЧ) диапазоне волн, с другой. В этом диапазоне частот роль радиотехнических колебательных контуров играют любые объемы с собственными индуктивностями и емкостями, так называемые объемные резонаторы. Для космической или направленной связи пользуются даже диэлектрическими антеннами, которые также являются элементами микроволновой техники.

В этом диапазоне волн процессы существенно отличаются от радиодиапазона, где с помощью законов классической физики, вернее законов электродинамики, вполне приемлемо объясняются физические процессы, происходящие при приеме-передаче информации на расстоянии. Для плазматической мембраны, как для диэлектрического резонатора, находят резонансную кривую – резонансную частоту (а также полосу пропускания), собственную добротность, разность частот между видами колебаний в резонаторе.

Изучение этих параметров позволило специалистам в области сверхвысоких частот наиболее рационально подойти к созданию лечебных и диагностических устройств, а также методик их применения на практике. Сегодня вы, например, проводите пальцем по экрану мобильного телефона, и тут же меняются функции, каналы и т.д. Везде работают индукционные заряды. В организме же работают молекулярные транзисторы. Разве этого мало для понимания и веры в парапсихологические явления?

Более детально остановимся на процессах, происходящих в колебательных контурах и системах.

В классических радиоконтурах, если конденсатор с емкостью C , заряженный до разности потенциалов U , разряжается через сопротивление R , зависимость тока разряда от времени выражается экспоненциальной зависимостью $J = J_0 \exp(-t / RC)$. Для того чтобы равенство сохранилось при любом выборе единиц, необходимо, чтобы показатель степени был безразмерным или произведение RC должно обладать размерностью времени. Поэтому произведение RC называют постоянной времени колебательного контура. В идеальном

колебательном контуре Томсона аналогичная постоянная времени образуется комбинацией $\sqrt{LC}$. Значит, освобождаясь от условного разграничения диссипативных и реактивных элементов, можно написать $RC = \sqrt{LC}$; отсюда $R = \frac{\sqrt{LC}}{C} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho$ (волновое сопротивление). Равенство $R = \rho$ (активного сопротивления волновому) есть условие существования бегущих волн в длинных линиях – в линиях с распределенными параметрами. Поэтому первым долгом надо перейти от сосредоточенных схемных элементов к элементам с распределенными параметрами. В живых организмах наверняка работают именно линии с распределенными параметрами. Например, в рефлексотерапии по многим признакам классифицируют акупунктурные меридианы (линии, каналы), относящиеся к 12 основным органам, доказывающие существование их особых электрических свойств [3].

В колебательных системах же затухание характеризуется декрементом затухания $\delta = \beta T$, где T – есть период колебаний, а β коэффициент декремента затухания. Другим немаловажным параметром является добротность колебательной системы $Q = \frac{2\pi W_{\text{num}}}{W_{\text{nom}}}$ или $Q = \frac{\varpi W_{\text{num}}}{P_{\text{nom}}}$, где W_{num} – полная энергия системы (поступающая энергия), P_{nom} – мощность потерь за один период, или $Q = \frac{\varpi}{2\Delta\varpi}$; где ϖ – резонансная частота, $\Delta\varpi$ – ширина резонансной частоты или ширина полосы пропускания.

Обычные радиоконтуры обладают добротностью $Q = 10 \div 10^2$, для камертонов $Q = 10^2$, для пьезокварцевой пластинки $Q = 2 \cdot 10^4$ (на частоте 20кГц), для СВЧ резонаторов $Q = 10^2 \div 10^5$, а для квазиоптических и оптических резонаторов $Q = 10^6$ [4].

В параметрических цепях отрезок с длиной Δx имеет индуктивность $\Delta L = L_0 \Delta x$, между проводами имеется разность потенциалов и, следовательно, электрическое поле и связанная

с ним емкость $\Delta C = C_0 \Delta x$. Величины L_0 и C_0 , характерные для линии индуктивность и емкость, приходящиеся на единицу длины (погонная). Они зависят от геометрии линии, свойств (ε, μ) среды, а в организме от размеров биообъектов. Произведение $L_0 C_0$ в однородных линиях имеет особенность

$$L_0 C_0 = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} = \frac{1}{v_\phi^2}; \quad v_\phi = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad - \text{ оно равно обратной величине}$$

квадрата скорости распространения волны в линии и от геометрии не зависит, так как при возрастании C_0 уменьшается L_0 и наоборот. В таких линиях за протекающие процессы в ответе коэффициент распространения, равный волновому числу

$$\gamma = \varpi \sqrt{L_0 C_0} = \frac{\varpi}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} = k.$$

Поэтому физическая сущность радиотехнических и оптических колебательных систем одинакова.

Вращательные тела, объемные резонаторы, характеризуются объемом, соответствующим произведению LC , а с другой стороны, как было показано, $RC = \sqrt{LC}$ - постоянной времени. Скорость распространения обратно зависит от $\sqrt{LC}$, $v_\phi = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$. В частности, площадь в плоской системе

координат ассоциируется в трехмерной системе с объемом вращательного тела. Для шарообразных тел отношение $\frac{S}{V}$ - обратно зависит от величины радиуса r_0 .

В биохимии [5] периодичность прорастания, набухания зерен или скорость деления клеток объясняют следующим образом: максимальные размеры клеток зависят от основных законов физики, определяющих скорость диффузии молекул или ионов различных металлов, растворенных в водной среде. Действительно, в наиболее крупных клетках цитоплазма разделена на структуры меньших размеров, клеточные органеллы, в значительной мере для того, что бы облегчить

возможность быстрых взаимодействий между специфическими молекулами за счет сокращения пути, который они преодолевают, прежде чем сталкиваются и вступают в реакцию друг с другом. Наверняка одна из причин, по которой клетки делятся на малые размеры, состоит в том, что им приходится спонтанно, безостановочно перемешиваться без внешних воздействий. Другая причина связана с существованием оптимального соотношения между площадью и объемом клеток.

С точки зрения СВЧ техники деление клеток и малые размеры органелл расширяют полосу спектра резонирующих колебательных систем. Т.е. деление клеток и составляющих его частиц обеспечивает их энерго-информационный обмен в оптическом диапазоне ЭМ колебаний. В светлое время дня скорость обмена веществ намного больше, чем в ночное время, когда организм находится в уравновешенном состоянии (состоянии покоя, отдыха).

Для диапазона видимой области частот ($\Delta\lambda = 0,4 \div 0,8$ мкм) формула, определяющая величину добротности, будет иметь вид $Q = \frac{\Delta S}{\Delta V} \cdot \Delta\lambda$. Органеллы в диаметре имеют размеры порядка 10 нм, в радиусе 5 нм. Тогда $Q = \frac{S}{V} \cdot \Delta\lambda = \frac{1}{r} \cdot \Delta\lambda = \frac{1}{5 \cdot 10^{-9} \text{ м}} \cdot 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ м} \approx 10^2$ соответствует добротности радиотехнических контуров. Значит, внутри клетки органеллы непрерывно делятся и поддерживают добротность совокупности объемных резонаторов.

Процесс познания или углубления достоверных знаний должен начинаться с изучения биологического отклика живого организма на воздействие электромагнитной волны с сильно выраженной частотной (резонансной) зависимостью [6]. Сейчас такой биологический отклик на облучение в КВЧ (Крайне Высокие Частоты) диапазоне все шире используется в медицинской практике (биорезонансная диагностика и терапия) [7].

Появление биологического отклика при воздействии миллиметровых волн объясняют следующим образом. Если

предположить, что мембрана шарообразной клетки представляет собой диэлектрический резонатор, то можно найти резонансную длину волны для такой клетки. Если предположить, что λ длина облучающей волны, то по периметру этой системы должно укладываться целое число (n) длин волн, т.е. в некотором сечении с радиусом r , $2\pi r = n\lambda$.

В соответствии с экспериментальными данными в случае, например, кишечной палочки $2r = 1 \text{ мкм}$, при $n=200$, тогда $\lambda = 0,01 \text{ мкм}$. Для резонансной частоты, лежащей в КВЧ диапазоне и равной $f_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$, скорость распространения волны в липидной (жироподобной) мембране равна $v = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$, что соответствует скорости распространения в такой среде акустических волн. При более детальном рассмотрении волн в такой системе оказывается, что волна возбуждается в плазматической мембране живой клетки и может быть названа акусто-электрической. Кроме того оказывается, что разность в частотах возбуждения ближайших видов колебаний в этом диэлектрическом резонаторе составляет $\Delta f = 150 \div 200 \text{ МГц}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [8]. Для плазматической мембраны также находят собственную добротность Q_0 , которая имеет величину порядка 10^3 , что неплохо даже для металлических объемных резонаторов.

Как известно, клетки, вирусы и микробы из-за относительно большой подвижности электронов имеют отрицательный поверхностный заряд. Металлические ионы (положительные), приближаясь к данным объектам, образуют двойной слой с толщиной в несколько нм. Фактически в живых организмах образуются конденсаторы сложной формы, где происходят одноэлектронные переходы. Принцип действия одноэлектронных транзисторов основан на явлении кулоновской блокады [9].

Кулоновской блокадой называют отсутствие тока через туннельный переход при наличии внешнего напряжения, если туннелированию электронов препятствует их кулоновское взаимодействие.

Наблюдение эффекта кулоновской блокады возможно в условиях, когда энергия теплового движения электронов недостаточна для преодоления блокады, т.е. $\Delta E \gg kT$, или $C \ll e^2/kT$. Подставив в неравенство значения e и k , получим, что для наблюдения эффекта кулоновской блокады необходима емкость $C \ll 9 \cdot 10^{-16}$ Ф при 1К и $C \ll 9 \cdot 10^{-18}$ Ф при 300К. Можно также оценить радиусы сфер с соответствующими значениями C .

Как известно, $C_{сф} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r$. Принимая $\epsilon = 10$, получим $r_{1К} = 0,8$ мкм, $r_{300К} = 2,7$ нм. Таким образом, блокаду можно наблюдать или при температурах ниже гелиевых, или при очень малых емкостях. В обычных условиях ΔE пренебрежимо мало, так как из-за малых расстояний между слоями C велико. Если $T=300$ К, то в плоских участках тканей для проявления кулоновской блокады плоские участки должны иметь размеры порядка нескольких нанометров.

Более-менее удовлетворительные попытки, объясняющие процессы происходящие при приеме-передаче информации в живых организмах дает молелектроника – электроника, в которой в качестве элементов микроэлектронных схем используются отдельные органические молекулы или даже их фрагменты [9]. Отдельные молекулы могут проводить ток или быть изоляторами, действовать как диоды, транзисторы элементы памяти, и т.д.

Конечно, имея молекулы – проводники, изоляторы, диоды, транзисторы, логические элементы и переключатели можно разрабатывать так же молекулярные интегральные схемы. В развитых странах мира в научно-технических центрах занимаются разработкой устройств молекулярной электроники с целью создания молекулярных компьютеров. Размер молекулярного транзистора равен 1нм. Если создать ИМС из миллиона таких транзисторов, то она будет размером в песчинку. Производительность ее возрастет в $100 \div 1000$ раз, энергопотребление уменьшится тоже до весьма малых величин. В настоящее время разработаны разные варианты схем молекулярного компьютера. На 1см^2 поверхности возможно размещение $\sim 10^{13}$ молекулярных логических элементов. Это

10^4 раза больше плотности сборки в современных чипах. Теоретически время отклика молекулярного транзистора на внешнее воздействие составляет $\sim 10^{-15}$ с, тогда как в микроэлектронных устройствах она составляет $\sim 10^{-9}$ с. В итоге, эффективность молекулярного компьютера по сравнению с современными должно повыситься в $\sim 10^{10}$ раз. Специалисты предсказывают появление молекулярных компьютеров примерно в 2015 г.

Самая ключевая проблема молекулярной электроники – это интеграция молекул в схему. Принцип решения проходит через процесс самосборки, основанный на молекулярном распознавании взаимно дополняющих структур. Такой принцип использует природа для создания сложных функциональных структур типа ДНК.

Для осуществления приема-передачи информации возможно самопроизвольное автоматическое модулирование и детектирование (кодирование) сигналов, что необходимо для выполнения цикла приема-передачи.

В настоящее время разработаны технологии некоторых простых процессов самосборки. Это – формирование упорядоченных самоорганизованных пленок; синтез по методу Мэррифилда, в котором соединяются «выходы» одних молекул с «входами» других; получение трехмерных молекулярных структур типа «решеток», «лестниц» и крестообразных структур (тоже из молекул ДНК). Молекулы ДНК могут быть присоединены к неорганическим и органическим частицам, кремниевым поверхностям. Это даст возможность создания «гибридных» устройств.

Таким образом, многие вопросы для нас продолжают оставаться непонятными, скорее всего, из-за существующих пробелов в нашем образовании именно в этом направлении. С такого рода проблемами ученые столкнулись еще 50 лет тому назад, в эпоху создания и выхода на орбиту первых космических кораблей. И, неслучайно, в октябре 1967 года в Вильямсбурге (штат Верджиния, США) состоялось международная конференция, посвященная мировому кризису образования. Директор института планирования образования

Ф.Кумбс так прокомментировал эту ситуацию: «Сейчас мы наблюдаем мировой кризис образования, правда, не столь ярко выраженный, как продовольственный и военный, но чреватый куда более серьезными последствиями. Дело в том, что до сих пор все традиционные образовательные системы были рассчитаны на активное развитие левого полушария, отвечающего за логическое мышление. Как видно из толкования вопросов, связанных, прежде всего, с паранормальными явлениями, его потенциал исчерпан. Для сохранения ощущения реальности и правильного понимания постоянно меняющейся действительности требуется все более активное включение в процесс познания второй половины полушария мозга, отвечающего за интуицию и образное восприятие».

Единственным решением, способным задать новое направление прогрессу цивилизации, является «духовная революция», которая позволит выйти за рамки традиционной науки, ограниченной пятью органами чувств. Предметом новой науки станет расширение чувственной сферы, что делает возможным наблюдение и исследование иного пространства реальности [10].

Образное восприятие, информационное поле, космическая информация, биополе и т.д. – эти и ряд других, ставших в последнее время модными, слов и словосочетаний, как призрак, преследуют нас. Для осмысления нами совокупности этих понятий требуются современные искатели истины.

Дар Майи Бадалбейли, с разговора о которой мы начали эту статью, ее способность быть проводником между Космосом и Землей, между Неопознанным Разумом и Разумом современного человека, на наш взгляд представляет несомненный интерес для науки, которая благодаря таким людям может сделать огромный скачок в освоении мира. Задача науки не отрицать то, что она не может объяснить посредством имеющихся возможностей, а искать новые пути решения проблем.

1. Неймат Мамедов, *Размышления о сверхъестественных каналах связи*», 25 №1 (2011) 80-82.

2. С.Э.Шноль, В.А.Коломбет, Э.В.Пожарский, Т.А.Зенченко, И.М.Зверева, А.А.Конрадов *О реализации дискретных*

состояний в ходе флуктуаций в макроскопических процессах, УФН, **168** (1988) 1129-1140.

3. Д.М.Табеева, *Руководство по иглорефлексотерапии*, М., Медицина, (1982) 560.

4. *Физический энциклопедический словарь*, М., Сов. энц., (1983) 928.

5. А.Ленинджер, *Основы биохимии*, М., «Мир», (1985) 365.

6. Н.Д.Девятков, М.Б.Голант, О.В.Бецкий, *Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности*, М., «Радио и связь», № 6 (1991) 169.

7. О.В.Бецкий, *КВЧ – терапия*, Радио, № 7 (1994) 4-6.

8. О.В.Бецкий, *Законы радиотехники в биологии и КВЧ – терапии*, Радио, №10 (1999) 47-48.

9. В.Н.Лозовский, Г.С.Константинова, С.В.Лозовский, *Нанотехнология в электронике*, С.Петербург – Москва – Краснодар, (2008) 327.

10. А.Глышко, *Шаги в будущее: взаимосвязь сущего*, Радио, № 2, (2009) 56-57.

VİRTUAL RABİTƏ KANALLARI HAQQINDA

N.Ə.MƏMMƏDOV

İldə radiofiziki metodologiyalar bazasında klassik radiokonturlardan bioobyektlərin rəqs sistemlərinə qədər keyfiyyət əmsalları hesablanmışdır. Hesablanmış parametrlərin qiymətləri təcrübi nəticələrlə uyğundur.

ABOUT VIRTUAL BONDING CHANNALS

N.A.MAMMADOV

The quality factors have been calculated from classical radiocircuits to vibration system of bioobjects on the basis of radiophysical methodologies. The calculated parameters have coincided with experimental results.

Редактор: С.Мехтиева

УДК 524.358

**СПЕКТРАЛЬНЫЙ МОНИТОРИНГ ЭМИССИОННОЙ
ПОЛОСЫ $\text{HeII}+\text{H}_\alpha$ В СПЕКТРЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ
ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ HD 191765
в 2006-2010г.г.**

Д.Н.РУСТАМОВ

*Шамахинская астрофизическая обсерватория НАН
Азербайджана
AZ 5624, г. Шамаха, пос. Ю.Мамедалиева
janmamed@yahoo.com*

поступила: 14.01.2013
принята к печати: 1.02.2013

Ключевые слова: звезды типа
Вольфа-Райе, спектральная пере-
менность, эмиссия H_α

РЕФЕРАТ

Приводятся результаты спектральных наблюдений звезды типа Вольфа-Райе HD 191765, выполненные в 2006-2010гг. в Шамахинской астрофизической обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАН Азербайджана. Наблюдения были проведены в касегреновском фокусе телескопа "Zeiss-2000". Отождествлены сильные эмиссионные линии: HeII 4859, HeII 5411, CIV 5808, HeI 5875 и $(\text{HeII}+\text{H}_\alpha)$ 6560. Наиболее сильные изменения обнаружены у эмиссионной линии $(\text{HeII}+\text{H}_\alpha)$ 6560. Обнаруженная переменность $(\text{HeII}+\text{H}_\alpha)$ 6560 интерпретировалась как возможность звезда HD 191765 являться двойной Вольфа-Райе с маломассивной К-М компонентой.

ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям, звезды WR первого типа населения Галактики являются обнаженными горячими гелиевыми ядрами первоначально массивных O звезд, потерявших свои мощные водородные оболочки вследствие перетекания вещества в тесных двойных системах (ТДС), либо в результате интенсивной потери массы одиночной звезды в виде звездного ветра [1,2].

Исследование WR звезд связано со следующими глобальными проблемами современной астрофизики:

- эволюция массивных одиночных звезд;
- эволюция тесных двойных систем, образование нейтронных звезд и черных дыр;
- гамма всплески (генерация космических гамма всплесков частично связано с эволюцией звезд WR);
- обогащение галактики тяжелыми элементами, Интенсивно потеряв массы, звезды WR обогащают галактики тяжелыми элементами, что играет важную роль при образовании следующего поколения звезд.

В восьмидесятых годах прошлого столетия обнаружена спектральная и фотометрическая переменность “одиночных” звезд типа WR, которые были окружены кольцевыми туманностями и расположены на больших расстояниях z от галактической плоскости. Эти объекты считались звездами WR с компактными компонентами (WR+C) [3]. Компактный компонент может быть нейтронной звездой или черной дырой. Периодические переменности спектра и блеска, выявленные для некоторых этих “одиночных” звезд WR, были аргументом в пользу двойственности этих звезд. Данные о 17 звездах WR этого типа собраны в каталоге тесных двойных систем (ТДС) позднего типа [4]. Однако, дальнейшие исследования не подтверждали эти объекты как двойные WR+C системы так как, обнаруженные спектральная и фотометрическая периодичность для большинства этих объектов оказалась не строго периодической, а квазипериодической. С другой стороны, рентгеновские наблюдения показали, что рентгеновская светимость этих звезд слишком мала ($L_x \leq 10^{33} \text{ erg/s}$) для аккрецирующих нейтронных звезд. После этого физическая природа 17 звезд, входящих в каталог, [4] оказалась неопределенной.

Фактически к настоящему времени в нашей галактике обнаружена только одна WR+C система: Cyg X-3 (WN3-7+C, $P_{\text{orb}} = 0.19968462^{\text{о}^{\text{й}}}$, $L_x = 10^{38} \text{ erg/s}$) [5].

Первая попытка объяснения физической природы 17 звезд из каталога [4] сделана в [6]. В этой работе высказана гипотеза о том, что “одиночные” звезды WR, расположенные в центрах кольцевых

туманностей, могут быть ТДС, содержащими в качестве спутников маломассивные "нормальные" К-М звезды. Основанием для этой гипотезы является то, что наблюдается большое количество маломассивных рентгеновских двойных систем, состоящих из маломассивной оптической К-М звезды и аккрецирующей нейтронной звезды или черной дыры. Согласно эволюционному сценарию [7,8], производителями таких маломассивных рентгеновских двойных систем должны быть звезды WR в паре с маломассивными К-М звездами. Эти звезды были сформированы после стадии первичного обмена масс в режиме с общей оболочкой. Последующий взрыв звезды WR как сверхновой, образовавшейся после первичного обмена масс, приводит к формированию рентгеновской двойной системы. Таким образом, должны существовать звезды WR, имеющие "нормальные" звездные компоненты. В [6] была высказана идея, поискать наличие таких маломассивных звезд спутников у одиночных звезд WR, расположенных в центрах кольцевых туманностей. Наличие кольцевой туманности в этом случае можно объяснить прохождением двойной системы через стадию с общей оболочкой на стадии первичного обмена масс. Отметим, что обнаружение присутствия маломассивной К-М звезды в паре с яркой массивной звездой WR является достаточно трудной наблюдательно задачей.

Звезда типа WR, HD 191765, которая исследуется в данной работе, принадлежит вышеупомянутому каталогу [4]. Компонентами этой звезды могут быть компактный объект или же "нормальная" маломассивная К-М звезда. Должны быть проведены систематические фотометрические и спектральные исследования для выяснения физической природы звезды HD 191765.

В данной работе приводятся результаты спектральных наблюдений звезды HD 191765 с целью нахождения признаков присутствия компактной или же маломассивной К-М компоненты.

Звезда WR HD 191765 (WN6, SB1) окружена кольцевой туманностью S 109, погруженной в НП область, и находится в созвездии Лебедя [9]. Расположение её на большой высоте z от галактической плоскости, присутствие кольцевой туманности вокруг этой звезды и выявленная фотометрическая переменность с периодом 7.44 дней интерпретировалась как

свидетельство присутствия компактной компоненты у этой звезды (WR+C) [10, 11].

В спектроскопическом атласе галактических звезд WR азотной последовательности [12] звезды WN подразделены на две группы: WN-s (strong) и WN-w (weak). Эти группы звезд отличаются по интенсивностям эмиссионных линий. Эмиссионные линии сильны в спектрах WN-s звезд и слабы в спектрах WN-w звезд. В этом каталоге звезда HD 191765 классифицирована как WN6-s звезда.

В 1986г. для звезды HD 191765 на основе фотометрических наблюдений был найден период переменности 1.81^d [13]. Однако в 1987г. на основе новых фотометрических наблюдений [14] показано, что форма и амплитуда кривых блеска звезды HD 191765 являются переменными, однако эта переменность не имеет признаков периодичности в длительном интервале времени. Дальнейшие тщательные исследования этой звезды привели к обнаружению фотометрической переменности с двухдневным квазипериодом [15] и с периодом 2.25^d [16]. В наших фотометрических наблюдениях [17,18] обнаружена переменность блеска звезды HD 191765 с периодом $P=1.887^d$, который очень хорошо согласуется с ранее полученными значениями периодов.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Спектральные наблюдения звезды HD 191765 были выполнены в касегреновском фокусе телескопа “Zeiss-2000” Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) в 2006-2010гг. Эшелле-спектрограммы были получены и обработаны с использованием пакета программ DECH20 и DECH20T, разработанного в Специальной Астрофизической Обсерватории (САО) Российской Академии Наук [19]. Были получены тридцать четыре эшелле-спектрограммы звезды HD 191765. Время накопления для всех эшелле-спектрограмм составляют 25 минут. Использовался эшелле-спектрометр с ПЗС матрицей (530×580 пиксел), спектральным диапазоном $\lambda\lambda$ 4600÷7000Å, спектральным разрешением $R=13\,600$, и отношением сигнала к шуму $S/N \sim 100$. Аппаратура

наблюдений подробно описана в [20]. Были получены две эшелле-спектрограммы в каждую ночь звезды HD 191765. Усреднением двух эшелле-спектрограмм, полученных одна за другой в течение каждой ночи, удалены следы космических лучей. После усреднения мы получили 17 эшелле-спектрограмм звезды HD 191765. Помимо спектров исследуемой звезды мы получили спектр стандартной звезды B7V HD 189847, спектр дневного излучения, спектры плоского поля и спектра сравнения. Нахождение трех теллурических линий ($\lambda\lambda$ 6547.693, 6548.622, 6552.627) в первом порядке позволило нам определить лучевую скорость эмиссионной полосы ($\text{HeII}+\text{H } \alpha$) 6560 с высокой точностью, так как эта эмиссионная полоса также находится в первом порядке. Отметим, что в спектре звезды HD 191765 эмиссионная линия $\text{H}\alpha$ сливается в одну полосу с линией HeII 6560, и эта полоса обозначается как ($\text{HeII}+\text{H } \alpha$) 6560. В спектре исследуемой звезды HD 191765 в спектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 4600–7000Å отождествлены следующие сильные эмиссионные линии: HeII 4859, HeII 5411, CIV 5808, HeI 5875, и ($\text{HeII}+\text{H } \alpha$) 6560. Выявлена переменность профилей всех этих эмиссионных линий, однако самые сильные изменения были обнаружены в профилях эмиссионной полосы ($\text{HeII}+\text{H } \alpha$) 6560. Определены эквивалентная ширина (W_λ) и лучевая скорость (V_r) эмиссионной полосы ($\text{HeII}+\text{H } \alpha$) 6560. В Таблице 1 приведены определенные нами эквивалентные ширины и лучевые скорости эмиссионной полосы ($\text{HeII}+\text{H } \alpha$) 6560 в спектрах звезды HD 191765. Лучевые скорости эмиссионной полосы ($\text{HeII}+\text{H } \alpha$) 6560 определены совмещением прямых и зеркальных изображений этой эмиссионной полосы на половинном уровне центральной интенсивности. Лабораторная длина волны принималась 6562.816Å. Среднеквадратические ошибки определены по стандартной звезде HD 189847: позиционных измерений 3км/с, эквивалентных ширин 10%.

При наблюдении исследуемых объектов имеет большое значение изучение стабильности работающего комплекса телескоп-приемник. С целью выполнения таких исследований помимо спектров исследуемой звезды нами получены спектр стандартной звезды HD 189847, спектр дневного света, темновой спектр, а так же спектры плоского поля от лампы и

СПЕКТРАЛЬНЫЙ МОНИТОРИНГ ЭМИССИОННОЙ ПОЛОСЫ $\text{HeII}+\text{H}_\alpha$
 В СПЕКТРЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ HD 191765
 в 2006-2010г.г.

спектра сравнения. В качестве спектра сравнения мы использовали солнечный спектр, полученный в светлое время дня до и после наблюдений. Для того чтобы проводить измерения лучевой скорости необходимо построить дисперсионную кривую с высокой точностью для каждого порядка. Для построения кривой дисперсии использовался спектр дневного излучения. Совмещением теллурических линий в спектре сравнения и в спектре звезды определены смещения в каждом порядке. Каталог длин волн с точностью $\pm 0.0001 \text{ \AA}$ для солнечного спектра имеется в пакете программы обработки DECH20. При определении лучевой скорости учитывается гелиоцентрическая поправка, учитывающая движение Земли по орбите, ее суточное вращение, и возмущающее действие Луны и больших планет Солнечной системы.

Таблица 1.

Эквивалентные ширины (в ангстремах) и лучевые скорости (в км/с) эмиссионной полосы ($\text{HeII}+\text{H}_\alpha$) 6560 определенные по 17 эшелле-спектрограммам звезды типа WR, HD 191765.

№	JD 2450000+	$\text{W}\lambda$ (Å)	Vr (km/c)
1	3951.356	131.86	-245.30
2	3952.277	139.08	-184.88
3	4690.285	132.00	-242.73
4	5084.307	145.98	-151.98
5	5123.194	141.13	-164.95
6	5343.318	145.15	-126.68
7	5360.265	128.54	-166.25
8	5375.283	140.77	-217.39
9	5376.280	138.84	-131.84
10	5382.274	146.13	-210.37
11	5384.256	148.97	-192.59
12	5387.313	145.40	-240.05
13	5389.296	144.25	-229.32
14	5398.322	141.34	-181.36
15	5399.303	128.30	-282.55
16	5437.300	128.93	-191.69
17	5460.262	141.14	-262.11

ПЕРЕМЕННОСТЬ ПРОФИЛЯ ЭМИССИОННОЙ ПОЛОСЫ (HeII+H α) 6560

В спектрах исследуемой звезды типа WR, HD 191765 в рассматриваемой области длин волн эмиссионная полоса (HeII+H α) 6560 является самой сильной по сравнению с другими эмиссионными линиями. Эта эмиссионная линия формируется слиянием эмиссионных линий HeII6560 и H α .

Известно, что эмиссия H α формируется во внешних областях расширяющейся оболочки звезды WN6, и орбитальное движение К-М звезды может приводить к возмущению области формирования эмиссии H α , что должно вызывать переменность формы профиля этой линии. Переменность профиля этой линии может служить дополнительным указанием на присутствие спутника у звезды WN6, который согласно [6] можно было бы отождествлять с маломассивной К-М звездой.

Построили 17 профилей эмиссионной полосы (HeII+H α) 6560 в спектре звезды HD 191765. Профили, в которых наблюдаются наиболее сильные изменения, приведены Рис.1-Рис.6. Из 17 исследованных нами профилей только в одном случае (Рис.2) был обнаружен более-менее симметричный профиль, а в остальных случаях наблюдаются изменения различной степени. Изменения в этих профилях наблюдаются, в основном, в верхней части красного крыла эмиссионной полосы (HeII+H α) 6560. Отметим, что отношения сигнала к шуму одинаково для всех эшелле-спектрограмм и равно S/N~100.

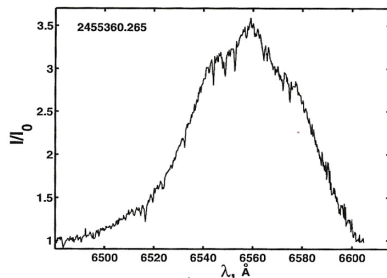


Рис.1.

Профиль эмиссионной полосы
(HeII+H α) 6560 полученный при
JD 2455360.265.

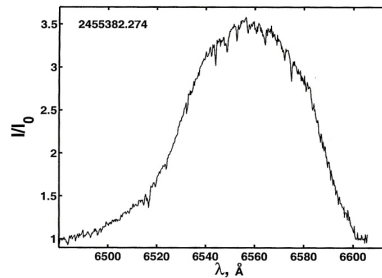


Рис.2.

Профиль эмиссионной полосы
(HeII+H α) 6560 полученный при
JD 2455382.274.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ МОНИТОРИНГ ЭМИССИОННОЙ ПОЛОСЫ $\text{HeII}+\text{H}\alpha$
В СПЕКТРЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ HD 191765
в 2006-2010г.г.

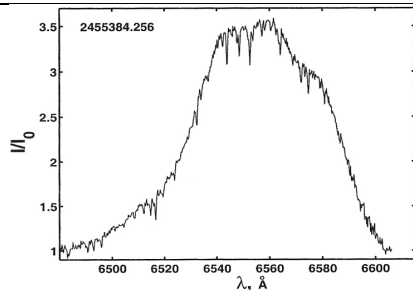


Рис.3.

Профиль эмиссионной полосы
($\text{HeII}+\text{H}\alpha$) 6560 полученный при JD
2455384.256.

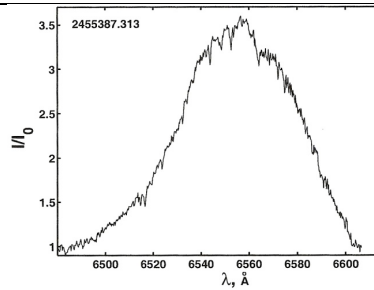


Рис.4.

Профиль эмиссионной полосы
($\text{HeII}+\text{H}\alpha$) 6560 полученный при JD
2455387.313.

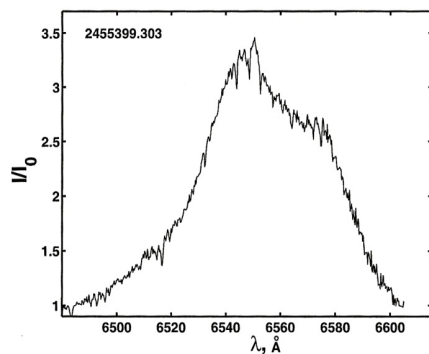


Рис.5.

Профиль эмиссионной полосы
($\text{HeII}+\text{H}\alpha$) 6560 полученный при JD
2455399.303.

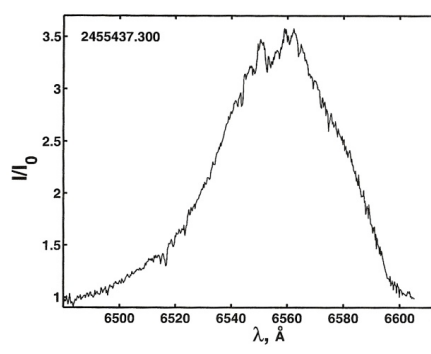


Рис.6.

Профиль эмиссионной полосы
($\text{HeII}+\text{H}\alpha$) 6560 полученный при JD
2455437.300.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектральные наблюдения звезды HD 191765 показали значительные изменения профилей ($\text{HeII}+\text{H}\alpha$) 6560 в спектре этой звезды. В предыдущей работе [18] мы также обнаружили квазипериодические изменения блеска этой звезды с периодом 1.88^d . Наблюдаемые изменения в спектре и блеска звезды HD 191765 подтверждают заключения предыдущих исследований [17,18], что звезда HD 191765 является пекулярной звездой

WR. То, что звезда HD 191765 расположена в центре кольцевой туманности, подтверждает идею, что HD 191765 двойная звезда, прошедшая стадию первичного обмена масс в режиме с общей оболочкой. Полагаем, что в конце первичного обмена масс с общей оболочкой формируется система WR+(K-M), которая состоит из "первого поколения" звезды WR и маломассивной K-M компоненты. Вполне возможно, что пекулярная звезда HD 191765 принадлежит к системам WR, содержащем маломассивный K-M компонент.

Переменность профиля эмиссионной линии (HeII+H α) 6560 и выявленная периодичность блеска этой звезды в работе [18] являются аргументами в пользу гипотезы о том, что вокруг звезды WN6 в системе HD 192163 обращается маломассивная K-M звезда.

Основным выводом данной статьи является то, что звезду HD 191765 можно рассматривать как возможный эволюционный предшественник рентгеновских двойных систем.

1. С.Ф.Халиуллин, А.М.Черепашук, *Звезды Вольфа-Райе, Итоги науки техники (Астрономия), Москва, ВИНТИ, 21* (1982) 310.
2. A.J.Willis, *Wolf-Rayet stars, physical chemical and mass loss properties and evolutionary status. Astrophys. and Space Science, 237* (1996) 145-168.
3. А.Г.Масевич, А.В.Тутуков, *Эволюция звезд: теория и наблюдения, Москва, Наука, (1988) 280.*
4. А.А.Асланов, Д.Е.Колосов, Н.А.Липунова, Т.С.Хрузина, А.М.Черепашук, *Каталог тесных двойных звезд на поздних стадиях эволюции, Изд-во МГУ, (1989) 240.*
5. M.N. van Kerkwijk, P.A.Charles, T.R.Geballe, et al., *Infrared helium emission lines from Cygnus X-3 suggesting a Wolf-Rayet star companion, 355* (1992) 703-705.
6. Cherepashchuk A.M., *X-ray nova binary systems, Space Sci. Rev., 93* (2000) 473-580.
7. I.Iben, A.V.Tutukov, L.R.Yungelson, *A model of the galactic X-ray binary population. I. High-mass X-ray binaries, Astrophys.J.Suppl.Ser., 100* (1995) 217-231.

8. I.Iben, A.V.Tutukov, L.R.Yungelson, *A model of the galactic X-ray binary population. II. Low-mass X-ray binaries in the galactic disk*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **100** (1995) 233-268.
9. K.A.van der Hucht, P.S.Conti, I.Lundstrom, B.Stenholm, *The sixth Catalogue of Galactic Wolf-Rayet stars, their past and present*, *Space Sci. Rev.*, **28** (1981) 227-306.
10. И.И.Антохин, А.А.Асланов, А.М.Черепашук, *HD 191765 возможная звезда Вольфа-Райе с маломассивным спутником*, *Письма в Астрон. Журн.*, **8** (1982) 290-297.
11. И.И.Антохин, А.М.Черепашук, *Звезды Вольфа-Райе с возможными релятивистскими спутниками. Оптические затмения в системе HD 191765*, *Письма в Астрон. Журн.*, **10** (1984) 370-376.
12. W.R.Hamann, U.Wessolowski, and I.Koesterke, *Spectral atlas of the Galactic Wolf-Rayet stars (WN sequence)*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **113** (1995) 459-471.
13. A.F.J.Moffat, M.M.Shara, *Photometric variability of a complete sample of northern Wolf-Rayet stars*, **92** (1986) 952-960.
14. I.I.Antokhin and I.M.Volkov, *New photometry of the Wolf-Rayet star HD 191765*, *Inform. Bull. Var. Stars*, **2973** (1987) 1-4.
15. I.I.Antokhin, T.R.Irsmambetova, A.F.J.Moffat, A.M.Cherepashchuk, S.V.Marchenko, *Intensive high-precision photometric monitoring of the variable WN6 Wolf-Rayet star HD 191765*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **82** (1992) 395-404.
16. T.Morel, *A 2.3 day periodic variability in the apparently single Wolf-Rayet star WR 134: collapsed companion or rotational modulation*, *Astrophys. Journal*, **518** (1999) 428-441.
17. Д.Н.Рустамов, Б.И.Абдуллаев, *Фотометрические исследования звезды типа Вольфа-Райе HD 191765=WR 134*, *Azərbaycan Astronomiya Jurnalı*, **6** (2011) 31-35.
18. Д.Н.Рустамов, А.М.Черепашук, *Спектральные и фотометрические исследования звезды типа Вольфа-Райе WR 134=HD 191765*, *Астрон. Журнал*, **89** (2012) 843-856
19. Г.А.Галазутдинов, *Обработка астрономических спектров в ОС Windows с помощью программ DECH*, *Препринт САО РАН*, **92** (1992) 43.

20. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекперов, *Эшелле-спектрометр фокуса Кассегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана, Циркуляр ШАО, 109* (2005) 21-29.

**VOLF-RAYE TIPLİ PEKULYAR HD 191765 ULDUZUNUN
SPEKTRİNDƏ
HeII+H_α ŞÜALANMA ZOLAĞININ 2006-2010-cu İLLƏRDƏ SPEKTRAL
MONİTORİNGİ**

C.N.RÜSTƏMOV

2006-2010-cu illərdə AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında (ŞAR) Volf-Raye tipli HD 191765 ulduzunun spektral tədqiqinin nəticələri verilmişdir. Müşahidələr "Zeiss-2000" teleskopunun Kasseqren fokusunda aparılmışdır. Spekrtdə güclü şüalanma xətrəri eyniləşdirilmişdir: HeII 4859, HeII 5411, CIV 5808, HeI 5875 и (HeII+H_α) 6560. Ən çox dəyişkənlik (HeII+H_α) 6560 şüalanma xəttində aşkar edilmişdir. (HeII+H_α) 6560 şüalanma xəttiin dəyişkənliyi HD 191765 ulduzunun kiçik kütləli K-M komponenti olan qoşa ulduz ola bilməsi ilə izah edilmişdir.

**SPECTRAL MONITORING OF THE EMISSION BAND HeII+H_α IN
THE SPECTRUM OF PECULIAR WOLF-RAYET TYPE STAR HD
191765 IN 2006-2010**

J.N.RUSTAMOV

The results of spectral investigations of the Wolf-Rayet type star HD 191765 performed at the N.Tusi Shamakhy Astrophysical Observatory (ShAO) of NAS of Azerbaijan in 2006-2010 have been presented. The spectral observations have been carried out at the Cassegrain focus of "Zeiss-2000" telescope. The strong emission lines have been identified: HeII 4859, HeII 5411, CIV 5808, HeI 5875 and (HeII+H_α) 6560. The strongest changes has been revealed at emission line (HeII+H_α) 6560. The revealed variability of emission (HeII+H_α) 6560 has been interpreted as the manifestation binarity of star HD 191765. It has been suggested that the secondary component of the system may be a low-mass optical K-M star.

Редактор: И.Юсифов

MÜNDƏRİCAT

Akademik Mahmud Kərim oğlu Kərimov.....	3
Yarımmaqnit yarımkəçirici nanoboruda fonon polyaronun enerjisinin relaksasiyası	
S.M.Seyid-Rzayeva.....	9
Mikropikselli selvari fotodiodların tutum xassələri	
E.Ə.Cəfərova, Z.Ə. İsgəndərzadə, Ə.A. Dövlətov, L.Ə.Əliyeva..	26
Maye kristal kolloiddən ibarət tvist-yuvacıqda Kristiansen effekti	
T.C.İbrahimov, E.Ə.Allahverdiyev, Q.M.Bayramov.....	35
Samariumla legirə olunmuş şüşəvarı halkogenid As-Se-S və As-Se-Te yarımkəçiricilərin quruluşu	
R.İ.Ələkbərov, A.İ.İsayev, S.İ.Mehdiyeva, G.A.İsayeva, Q.Q.Hüseynov, A.S.Əmirov.....	44
TlInSe ₂ kristalında həcmi yüklərin polyarlaşma prosesləri və ion keçiriciliyi	
R.M.Sərdarlı, O.A.Səmədov, N.Ə.Əliyeva, E.K.Hüseynov, A.P.Abdullayev, İ.S.Həsənov, Y.Q.Nurullayev, F.T.Salmanov....	57
Uranil-silikatın elektrik keçiriciliyinə daxili şüalanmanın təsiri	
M.N.Mirzəyev, A.A.Qəribov, R.N.Mehdiyeva.....	66
Alüminium anod oksidinin nanoməsaməli təbəqələrinin sintezi	
G.H.Məmmədova, C.A.Quliyev, Ş.O.Eminov, X.D.Cəlilova, N.C.İsmayılov, Ə.Ə.Rəcəbli, Z.İ.Bədəlova.....	75
Pb _{1-x} Mn _x Te monokristallarının In-Ag-Au ərintisi ilə ayrılma sərhəddinin elektrik xassələri	
T.C.Əliyeva, G.C.Abdinova, N.M.Axundova, S.C.Cafarova, C.Ş.Abdinov.....	84
CdGa ₂ S ₄ monokristallarının fotokeçiriciliyi. Rekombnasiya sxemi	
Zəfər Qədiroğlu.....	91
Artıq tellur atomlarına malik Pb _{1-x} Mn _x Te monokristallarının termoelektrik xassələri	
G.Z.Bağiyeva, G.C.Abdinova, N.B.Mustafayev, C.Ş.Abdinov...	100
Au(III)-ionunun sorbsiyasının tarazlıq və termodinamiki parametrlərinin tədqiqi	
Ü.İ.Yaqubova.....	113
FeGaInS ₄ monokristalının dielektrik nüfuzluğunun dəyişən elektrik cərəyanının tezliyindən və temperaturdan asılılığı	
N.N.Niftiyev, F.M.Məmmədov, M.B.Muradov, İ.B.Bəxtiyarlı, K.O.Tağıyev.....	121

NaCl duzunun formamid məhlullarının yüksək temperatur və təzyiqlərdə istilik keçirməsi K.M.Abdullayev, V.S.Eldarov, R.K.Kərimova.....	130
Qurğuşun və tellur aşqarlarına malik $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ ekstruziya nümunələrinin elektrik xassələri M.M.Tağıyev, G.C.Abdinova, T.İ.Piriyeva.....	137
İkikoordinatlı xətti pyezoelektrik intiqalının parametrlərinin tədqiqi F.R.Haşımov.....	143
Yüksək temperaturlu suyun oksidləşməsinin qamma şüalanma mühitində və şüalanma olmadan Ni-P örtüyünün mikroquruluşuna təsiri M.Y.Haşemi, A.A.Qəribov, T.N.Ağayev, G.T.İmanova, İ.A.Məmmədیارova.....	150
Otaq temperaturunda $\text{Au/TiO}_2/\text{n-Si}$ metal – dielektrik – yarımkeçirici quruluşların səth sıxlığının paylanmaları və ardıcıl müqavimətlərin analizi M.Sel, Ə.Asimov, E.Hüseynov.....	158
Radium-silikatın iştirakı ilə molekulyar hidrogenin çıxımına temperaturun və su buxarının sıxlığının təsiri T.N.Ağayev, Z.A.Mənsimov, G.T.İmanova.....	168
Virtual rabitə kanalları haqqında N.Ə.Məmmədov.....	176
Volf-Raye tipli pekulyar HD 191765 ulduzunun spektrində $\text{HeII}+\text{H}_\alpha$ şüalanma zolağının 2006-2010-cu illərdə spektral monitorinqi C.N.Rüstəmov.....	190

CONTENTS

Academician Mahmud Kərim oğlu Kərimov.....	3
The relaxation of phonon-polaron energy in semimagnetic semiconducting nanotube	
S.M.Seyid-Rzayeva.....	9
The capacity properties of micro-pixel avalanche photodiodes	
E.A.Jafarova, Z.A.Iskenderzade, A.A.Dovlatov, L.A.Alieva.....	26
Christiansen effect in a twist-cell with liquid-crystalline colloid	
T.D.Ibragimov, E.A.Allahverdiyev, G.M.Bayramov.....	35
The structure of chalcogenide glass-like semiconductors As-Se-S and As-Se-Te with doped samarium	
R.I.Alekberov, A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, G.A.Isayeva, G.Ghuseynov, A.S.Amirov.....	44
The polarization caused by volume charges and ionic conductivity in TlInSe ₂ crystals	
R.M.Sardarli, O.A.Samedov, N.A.Alieva, E.K.Huseynov, A.P.Abdullayev, I.S.Gasanov, Y.Q.Nurullayev, F.T.Salmanov...	57
Influence of internal irradiation on electroconductivity of uranyl- silicate	
M.N.Mirzayev, A.A.Garibov, R.N.Mehdiyeva.....	66
Synthesis of nanoporous anodic alumina films	
G.H.Mammadova, D.A.Guliyev, Sh.O.Eminov, Kh.D.Jalilova, N.J.Ismayilov, A.A.Rajabli, Z.I.Badalova.....	75
Electrical properties of the interface single Pb _{1-x} Mn _x Te with alloys (In-Ag-Au)	
T.D.Aliyeva, G.J.Abdinova, N.M.Akhundova, S.C.Jafarova, D.Sh.Abdinov.....	84
Photoconductivity CdGa ₂ S ₄ single crystals. The scheme of the recombination	
Zafar Kadiroğlu.....	91
Thermoelectric properties of Pb _{1-x} Mn _x Te with excess tellurium atoms	
G.Z.Bagiyeva, G.D.Abdinova, N.B.Mustafayev, D.Sh.Abdinov.....	100
Investigation of the equilibrium and thermodynamic parameters OF AU(III) sorption	
U.I.Yaqubova.....	113

Dependence of the dielectric constant of single crystals FeGaInS_4 from frequency of alternating electric currents and temperature N.N.Niftiyev, F.M.Mammadov, M.B.Muradov, I.B.Baxtiyarli, K.O.Tagiyev.....	121
Thermal conductivity of formamyd solutions of NaCl in high temperature and high pressures K.M.Abdullayev, V.S.Eldarov, R.K.Kerimova.....	130
Electrical properties of the extruded $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ samples with lead and tellurium impurities M.M.Tagiyev, G.J.Abdinova, T.I.Piriyeva.....	137
Research of parameters of the two-coordinate linear piezoelectric drive F.R.Hashimova.....	143
Effect of high temperature water oxidation with and without gamma radiation environment on surface microstructure of electroless Ni-P coating M.Y.Hashemi, A.A.Garibov, T.N.Agayev, G.T.Imanova, I.A.Mamedyarova.....	150
The analysis of series resistance and interface state density distributions of $\text{Au/TiO}_2/\text{n-Si}$ metal-insulator-semiconductor structures at room temperature M.Sel, A.Asimov, E.Huseynov.....	158
Effect of temperature and density of water vapor on the yield of molecular hydrogen in the presence of radium-silicate T.N.Agayev, Z.A.Mansimov, G.T.Imanova.....	168
About virtual bonding channals N.A.Mammadov.....	176
Spectral monitoring of the emission band $\text{HeII}+\text{H}_\alpha$ in the spectrum of peculiar Wolf-Rayet type star HD 191765 IN 2006-2010 J.N.Rustamov.....	190

СОДЕРЖАНИЕ

Академик Махмуд Керим оглы Керимов.....	3
Релаксация энергии фононного полярона в полумагнитной полупроводниковой нанотрубке	
С.М.Сеид-Рзаева.....	9
Емкостные свойства микропиксельных лавинных фотодиодов	
Э.А.Джафарова, З.А.Искендерзаде, А.А.Довлатов, Л.А.Алиева.....	26
Эффект Христиансена в твист-ячейке с жидкокристаллическим коллоидом	
Т.Д.Ибрагимов, Э.А. Аллаhverдиев, Г.М.Байрамов.....	35
Структура халькогенидных стеклообразных полупроводников As-Se-S и As-Se-Te, легированных самарием	
Р.И.Алекберов, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.А.Исаева, Г.Г.Гусейнов, А.С.Атиров.....	44
Поляризация, вызванная объемными зарядами, и ионная проводимость в кристаллах $TlInSe_2$	
Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, Н.А.Алиева, Э.К.Гусейнов, А.П.Абдуллаев, И.С.Гасанов, Ю.Г.Нуруллаев, Ф.Т.Салманов.....	57
Влияние внутреннего облучения на электропроводность уранилсиликата	
М.Н.Мирзоев, А.А.Гарибов, Р.Н.Мехтиева.....	66
Синтез нанопористых пленок оксида алюминия	
Г.Х.Мамедова, Д.А.Гулиев, Ш.О.Эминов, Х.Д.Джалилова, Н.Д.Исмаилов, А.А.Раджабли, З.И.Бадалова.....	75
Электрические свойства границ раздела монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ со сплавом $In-Ag-Au$	
Т.Д.Алиева, Г.Д.Абдинова, Н.М.Ахундова, С.З.Джафарова, Д.Ш.Абдинов.....	84
Фотопроводимость монокристаллов $CdGa_2S$. Схема рекомбинации	
Зафар Кадыроглы.....	91
Термоэлектрические свойства $Pb_{1-x}Mn_xTe$ с избыточными атомами теллура	
Г.З.Багиева, Г.Д.Абдинова, Н.Б.Мустафаев, Д.Ш.Абдинов.....	100
Исследование равновесных и термодинамических параметров сорбции $Au(III)$ -иона	
У.И.Якубова.....	113
Зависимость диэлектрической проницаемости монокристаллов $FeGaInS_4$ от частоты переменного электрического тока и температуры	
Н.Н.Нифтиев, М.Мамедов, М.Б.Мурадов, И.Б.Бахтиярлы, К.О.Тагиев.....	121
Теплопроводность формамидных растворов $NaCl$ при высоких температурах и давлениях	
К.М.Абдуллаев, В.С.Эльдаров, Р.К.Керимова.....	130
Электрические свойства экструдированных образцов $Bi_{85}Sb_{15}$	

СОДЕРЖАНИЕ

с примесями свинца и теллура	
М.М.Тагиев, Г.Д.Абдинова, Т.И.Пириева.....	137
Исследование параметров двухкоординатного линейного пьезоэлектрического привода	
Ф.Р.Ашумова.....	143
Влияние высокотемпературного окисления воды в присутствии γ - облучения и без него на микроструктуру Ni-P покрытия	
М.Ю.Хашеми, А.А.Гарибов, Т.Н.Агаев, Г.Т.Иманова, И.А.Мамедьярова....	150
Анализ последовательных сопротивлений и состояние интерфейса распределения поверхностных плотностей Au/TiO ₂ /n-Si металл-диэлектрик-полупроводник при комнатной температуре	
М.Сэл, А.Асимов, Э.Гусейнов.....	158
Влияние температуры и плотности паров воды на выход молекулярного водорода в присутствии радий-силиката	
Т.Н.Агаев, З.А.Мансимов, Г.Т.Иманова.....	168
О виртуальных каналах связи	
Н.А.Мамедов.....	176
Спектральный мониторинг эмиссионной полосы HeII+H α в спектре пекулярной звезды типа Вольфа-Райе HD 191765 в 2006-2010г.г.	
Д.Н.Рустамов.....	190