

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ

XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS OF AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES

PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD

XXXIV

VOLUME

№ 5

<<ELM>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>> PUBLISHERS

BAKİ – 2014 – BAKU

REDAKSIYA HEYƏTİ

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

BURAXILIŞIN REDAKSIYA HEYƏTİ

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

MÜƏLLİFLƏRİN NƏZƏRİNƏ

Jurnal 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) formatında yazılaraq 210x297mm ölçülü ağ kağızın bir üzündə, 1 intervalla, lazımi sahə saxlanmaqla (yuxarıdan – 30mm, soldan – 22,5mm, aşağıdan – 30mm, sağdan – 22,5mm), 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. TİTUL 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 (nümünə: 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, səhifələr.

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 şəkilaltı 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, 131, AMEA Fizika İnstitutu.
Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; www.physics.gov.az

**AKADEMİK ƏLİYEV
MAQSUD İSFƏNDİYAR OĞLU - 90**



Görkəmli alim, pedaqoq, əməkdar elm xadimi akademik Əliyev Maqsud İsfəndiyar oğlu 27 avqust 1924-cü ildə Tbilisi şəhərində anadan olmuşdur. 1941-ci ildə Tbilisi Dövlət Universitetinin fizika-riyaziyyat fakültəsinə daxil olmuş, 1943-1945-ci illərdə Böyük Vətən Müharibəsində iştirakı ilə əlaqədar təhsili yarımçıq qalmış, müharibədən sonra Azərbaycan Dövlət Universitetində 1950-ci ildə təhsilini başa vurmuşdur. 1955-ci ildən indiyə kimi pedaqoji fəaliyyəti ilə yanaşı O, Fizika İnstitutunda klassik yarımkeçiricilər olan selen, germanium, silisium, A^3B^5 tipli yarımkeçirici birləşmələrdə, onlar əsasında bərk məhlullarda və evtektikalarda köçürmə hadisələrinin tədqiqi ilə məşğuldur. Maqsud müəllim bu tədqiqatlara rəhbərlik edərək, xarici faktorların (temperatur, aşqarların konsentrasiyası, maqnit sahəsi və s.) təsiri ilə bu sinif materiallarda köçürmə hadisələrini müəyyən edən yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmlərini müəyyənləşdirmiş, onlarda elektron xassələrinin ümumi xarakteri aydınlaşdırılmış, bəzi yarımkeçiricimetall evtektikalarda ifratkeçirmə və Cozefson effekti tədqiq olunmuşdur. Bu işlərin nə-

ticəsi olaraq bir sıra yarımkeçirici cihazlar və qurğular işlənib hazırlanmışdır.

M.Əliyevin tədqiqatlarında əsas yerlərdən birini yarımkeçiricilərin istilikkeçirməsi problemi tutur. Bu problemin həlli fononlar, elektronlar, elektrondəşik cütləri, eksitonlar, maqnonlar və s. ilə bağlı olan bir sıra məsələlərə aydınlıq gətirməklə yanaşı əksər yarımkeçirici radioelektron və termoelektrik qurğuların istilik rejiminin müəyyənləşdirilməsində də mühüm rol oynayır.

Akademik M.Əliyevin köçürmə hadisələrinə həsr olunmuş işləri xaricdə və keçmiş İttifaqda ona layiqli şöhrət gətirmişdir.

Bu tədqiqat işləri sayəsində onun elmi məktəbi yaranmışdır. Alim 40-dan artıq namizədlik və doktorluq dissertasiyalarının rəhbəri olmuşdur. Hazırda həmin məktəbin nümayəndələri respublikamızın və başqa ölkələrin elm və təhsil ocaqlarında çalışırlar.

O, 1969-cu ildə AMEA-nın müxbir üzvü, 1980-ci ildə həqiqi üzvü seçilmişdir.

M.İ.Əliyev “Yarımkeçiricilərin istilikkeçirməsi” adlı kitabın, 400-dən artıq məqalələrin, 30 müəlliflik şəhadətnamə və patentlərin müəllifidir.

Akademik M.İ.Əliyev Fizika İnstitutunda Ümumi sektorun rəhbəri, AMEA-nın Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri bölməsinin akademik katibinin birinci müavini, Azərbaycan “Zadə irsi və süni intellekt” və “Simurq” Azərbaycan Mədəniyyət Assosiasiyalarının Vitse-prezidentidir. Onun adı Azərbaycan respublikasının “Əmək şöhrəti,” Ümumittifaq “Bilik” Cəmiyyətinin və “Azərbaycanın 100 görkəmli alimi” kitablarına yazılmışdır. O, Beynəlxalq Energetika, Nyu-York və “İntellektual inkişaf problemləri” Beynəlxalq Elmlər Akademiyalarının həqiqi üzvüdür.

M.İ.Əliyev “Şöhrət” ordeni, akademik S.İ. Vavilov və akademik Y. Məmmədəliyev adına mükafat və medallara, AMEA-nın Fəxri fərmanına, “Sülhün səfiri” Beynəlxalq diploma layiq görülmüşdür.

O, Azərbaycan Respublikasının fizika problemləri üzrə elmi tədqiqatların əlaqələndirmə şurasının sədri, AMEA-nın “Xəbərləri” jurnalının baş redaktorudur.

Görkəmli alim və pedaqoq, təvazökar və qayğıkeş insan Maksud müəllimin keçdiyi şərəfli ömür yolu gənc nəsələ örnəkdir, onu yubiley münasibəti ilə təbrik edir, möhkəm can sağlığı, uzun ömür, yeni uğurlar arzulayırıq.

AKADEMİK
QACAR ÇİNGİZ OVEYS OĞLU - 85



Molekulyar və tətbiqi fizika sahəsində görkəmli nailiyyətləri olan akademik Çingiz Oveys oğlu Qacar 6 iyun 1929-cu ildə Bakı şəhərində anadan olmuşdur. 1953-cü ildə indiki Sankt-Peterburq Texniki Universitetini fizika sahəsində mühəndistədqiqatçı ixtisası üzrə bitirdikdən sonra Bakıya qayıdaraq Fizika İnstitutunda (1973-2002-ci illərdə keçmiş Fotoelektronika İnstitutunda) indiyədək fəaliyyət göstərir.

Akademik Ç.Qacar biratomlu spirt molekullarının və onların törəmələrinin fırlanma, rəqsifirlanma spektrləri, konformasiya, struktur təhlili sahəsində aldığı fundamental nəticələri ilə dünyada tanınmışdır. Bu nəticələr lazer fizikası, qazların təhlili, atmosferin lokal və məsafədən zondlanması, qaz molekullarının ulduzlararası fəzada axtarılıb müəyyən olunmasında geniş tətbiq edilir.

Onun elmi rəhbərliyi və birbaşa iştirakı ilə dünyada analoqu olmayan spektrometr və qurğular yaradılaraq xüsusi təyinatlı müəssisələrdə tətbiqini tapmış, nəzəri olaraq molekulyar dəstədə yüksək ayırdetmə qabiliyyətinə malik spektroskopiyanın yeni üsulu, mikrodalğalı sülaların uducularının yaradılması problemi üzrə fundamental tədqiqatlar aparılaraq onların reallaşdırılması imkanları araşdırılmış, doplerdaxili yüksək spektroskopiyasında, həmçinin yüksək dəqiqliyə malik yeni optik tezlik

standartlarının əsası kimi tətbiq oluna bilən müstəvi paralel atom (molekul) dəstələrinin kompakt analoqu olan çoxtəbəqəli qaz qutusu təklif olunmuş, ilk dəfə olaraq propil və etil spirti molekullarının mikrodalğalı spektrində qadağan olunmuş keçidlər aşkar edilib identifikasiyalasdırılmış, kolloidməye kristal sistemləri əsasında idarə olunan selektiv filtrasiya və modulyasiya üsulu işlənib hazırlanmışdır.

O, 1973-cü ildən Fotoelektronika İnstitutunda tətbiqi spektroskopiya şöbəsi yaratmış, analoqları olmayan yeni qeyristandart elmi cihazlar hazırlanaraq kiçik seriya istehsal edilməsinə nail olmuşdur. Şöbədə xüsusi təyinatlı avtomatlaşdırılmış spektrometrlər, infraqırmızı texnika üçün sınaq cihazları, kosmik aparatda çəkisizlik şəraitində yarımkeçirici materialların monokristallarının göyerdilməsi prosesini elektron idarəetmə sistemli avtomatlaşdırılmış qurğular və s. yaradılmışdır.

Akademik Ç.Qacar yetişdirdiyi 40-a qədər elmlər və fəlsəfə doktorları Respublikamızı ləyaqətlə təmsil edirlər.

Çingiz müəllimin 50-dək müəllifi olduğu ixtiranın çoxu müxtəlif elektron çeviricilərinin yaradılmasında istifadə olunub.

Onun xalqımızın tarixi və mədəniyyətinə, elmin təbliğinə həsr olunmuş “Azərbaycan. Gədim və orta əsirlərdə görkəmli şəxsiyyətlər”, “Köhnə Şuşa”, “Köhnə Bakı”, “Qacarlar”, “Fizika həyatımızda”, “Mizandarlıq” kitabları azərbaycan, rus, ingilis, fars dillərində nəşr olunmuş və mədəniyyətimizin təbliği üçün böyük əhəmiyyət kəsb edir. Azərbaycan, rus, ingilis dillərində Çingiz müəllimin icraçı redaktorluğu ilə nəşr olunan “Azərbaycan İrs” jurnalının hər sayı xalqımızın dünəni və bu gününü əks etdirən layiqli mənbədir.

Akademik Ç.Qacar 2009-2012-ci illərdə Fizika İnstitutunun direktoru vəzifəsində işləmişdir. O, Rusiya EA-nın və Azərbaycan MEA-nın Problem Elmi Şuralarının, bir neçə elmi jurnalın redaksiya heyətinin üzvüdür.

Elmi və elmi-təşkilatçılıq nailiyyətlərinə görə Ç.O.Qacar Şərəf ordeni ilə təltif olunmuş, Əməkdar elm xadimi adına, Azərbaycan Dövlət mükafatına, Azərbaycan MEA-nın Nəsrəddin Tusi adına və cihazqayırma sahəsində S.İ.Vavilov adına mükafatlara layiq görülmüşdür.

Şərəfli həyat yolu gənc nəsəl üçün layiqli nümunə olan, görkəmli alim və elm təşkilatçısı, böyük şəxsiyyət, mehriban və qayğıkeş insan Çingiz müəllimə sağlamlıq, uzun ömür və yeni uğurlar arzulayırıq.

TAĞIYEV BAHADİR HÜSEYN OĞLU - 80



Azərbaycan Dövlət mükafatı laureatı, akademik Tağıyev Bahadır Hüseyn oğlu 1934-cü il martın 13-də anadan olmuşdur. 1952-ci ildə indiki Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universitetinin Fizika fakültəsinə daxil olmuş, 1956-cı ildə Universiteti fizika ixtisası üzrə bitirmişdir.

B.Tağıyev 1959-cu ildən AMEA-nın Fizika İnstitutunda kiçik elmi işçi, böyük elmi işçi, laboratoriya müdiri, direktor müavini vəzifələrində çalışmış, hazırda baş elmi işçidir. O, 1959-1962-cı illərdə Yarımqeçiricilər İnstitutunun (Leninqrad ş.) aspiranturasında oxumuş və tanınmış alim prof. A.R.Reqelin rəhbərliyi ilə 1965-cı ildə fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, 1978-cı ildə fizika-riyaziyyat elmləri doktoru elmi dərəcəsinə almışdır.

Akademik B.Tağıyev yarımqeçiricilər fizikası sahəsində dünyada tanınmış alimdir. Onun elmi fəaliyyətinin əsas istiqamətini laylı, kubik və ortorombik quruluşa malik xalkogenid binar və üçlü birləşmələrdə elektrik, fotoelektrik və lüminessensiya hadisələrinin tədqiqi təşkil edir. İlk dəfə olaraq Bahadır müəllim A^3B^6 ($GaSe, GaTe$ və onların bərk məhlullarında) və $A_2^3B_3^6$ (Ga_2Se_3, Ga_2Te və onların bərk məhlullarında) növlü geniş zonalı yarımqeçiricilərdə güclü elektrik sahələrində gedən fiziki proseslərin

çoxsahəli ilkin tədqiqatlarını aparmış, fotohəssas effektiv lüminessent materiallar almış, onların mono- və polikristallarında $0,5 \div 2,0$ mkm oblastında $4,2 \div 500$ temperatur intervalında elektro- və fotolüminessensiyanın effektiv darzolaqlı və genişzolaqlı spektrlərini müşahidə etmiş, vakuumsuz texnologiya üsulunu tətbiq edərək, nadirtorpaq və qələvitorpaq yarımqeçiricilərinin üçqat xalkogenid birləşmələri almış və onlar əsasında ağ, qırmızı və yaşıl işıq mənbələri yaratmışdır. Onun rəhbərliyi altında elektromaqnit şüaları ilə idarə olunan yaddaş elementləri, akkumulyatorlar, modulyasiya əmsalı 100%-ə yaxın olan qəbuledicilər və digər çeviricilər hazırlayıb.

B.H.Tağıyev 1984-cü ildə professor elmi adını almış, 2001-ci ildə AMEA-nın müxbir üzvü, 2014-cü ildə isə AMEA-nın həqiqi üzvü seçilmişdir. Onun rəhbərliyi altında 28 namizədlik və 8 doktorluk dissertasiyaları müdafiə edilmişdir.

Bahadır müəllim elmi-tədqiqatla yanaşı pedaqoji fəaliyyətə böyük diqqət yetirir. O, 1996-2009-cu illərdə Milli Aviasiya Akademiyasının fizika fakültəsində əvəzçi professor vəzifəsində işləmiş, 2009-cu ildən fizika kafedrasının müdiri və Elmi-tədqiqat Nəqliyyat və Aviakosmik Problemlər İnstitutunun (ETNAPİ) direktoru vəzifəsində çalışır.

B.Tağıyev 300 məqalə, o cümlədən 40-a yaxın müəlliflik şəhadətnaməsi və patentin müəllifidir. O, çox sayda Beynəlxalq konfrans, simpozium və konqreslərdə məruzələrlə çıxış etmiş, əsərləri tanınmış beynəlxalq jurnallarda çap olunmuşdur.

Akademik B.Tağıyev Beynəlxalq İsveç Kral Akademiyasının (1999-2001), Birgə Fransa-Azərbaycan (2001-2003), NATO-CLG (Fransa-Rusiya-Azərbaycan, 2001-2003), NATO-CLG (Almaniya – Türkiyə-Azərbaycan-Gürcüstan, 2002-2004), NATO-fərdi (2002-2003, Supervisor-elmi rəhbər), İNTAS-fərdi (2003-2005, Supervisor-elmi rəhbər) və respublika (EIF) grant layihələrinin qalibi olmuşdur.

B.Tağıyev Rusiya EA-nın Lüminessensiya Problemi Surasının və Beynəlxalq Elmlər Akademiyalar Assosiasiyasının elektron texnikası materialları üzrə Elmi Şuranın üzvüdür.

B.Tağıyev Şərəf nişanı ordeninə, Azərbaycan Dövlət mükafatına və elmin inkişafındakı xidmətlərinə görə Müstəqil Azərbaycan Respublikasının “Şöhrət” ordeninə layiq görülmüşdür.

İstedadlı və tanınmış alim, pedaqoq, elm təşkilatçısı, mehriban insan Bahadır müəllimə uzun ömr, çən sağlığı, yeni-yeni nailiyyətlər arzulayırıq.

CƏFƏROV TƏYYAR CÜMŞÜD OĞLU – 75



AMEA-nın həqiqi üzvü fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor Təyyar Cümşüd oğlu Cəfərov bərk cisim fizikası və yarımkeçiricilər elektronikası sahəsində böyük elmi nailiyyətləri olan tanınmış alimdir. O, Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsini 1961 ildə bitirərək, Fizika İnstitutunun aspiranturasına qəbul olunub, təhsilini SSRİ Elmlər Akademiyasının Yarımkeçiricilər institutunda (Leningrad) davam etmişdir. O, 1965 ildə fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, 1974 il-də isə doktorluq dissertasiyasını müdafiə etmişdir (A.F.İoffe adına Fizika-Texnika İnstitutu, Sankt-Peterburq).

1961-1970 illərdə T.C.Cəfərovun elmi fəaliyyəti SSRİ EA-nın Yarımkeçiricilər İnstitutu, 1970-1978 illərdə isə A.F.İoffe adına Fizika-Texnika İnstitutu ilə bağlı olmuşdur (Sankt-Peterburq). Bu institutlarda Təyyar müəllim elmi işçi, böyük elmi işçi və diffuziya prosesləri sektorunun rəhbəri vəzifələrində işləmiş və ilk azərbaycanlı-sektor rəhbəri olmuşdur. 1978 ildən o, Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutunda laboratoriya rəhbəri, elmi katib, direktor müavini və hal hazırda “Günəş və hidrogen enerjisinin çevriləri” laboratoriyasının rəhbəri vəzifəsində çalışır.

T.C.Cəfərovun elmi marağı yarımkeçiricilərdə və yarımkeçirici cihazlarda diffuziya hadisələri, fotovoltaiik günəş elementləri, nanostrukturlu silisium əsaslı hidrogen elementləri və sensorları kimi

istiqamətləri əhatə edir. O, yarımkeçirici strukturlarda diffuziya və elektrodifuziya hadisələrinə radiasiya və işıqın təsirini kompleks şəkildə araşdırmışdır. Elektronika cihazlarında aşkarların miqراسiya mexanizmlərini və degradasiya hadisələrinin mexanizmlərini müəyyən etmişdir. Bu nəticələr bir sıra stabil parametrlərinə sahib olan yarımkeçirici cihazların (geterolazerlər, işıq diodları, tunnel diodları, infraqırmızı detektorlar, günəş elementləri və s.) tətbiqinə imkan yaratmışdır.

T.C.Cəfərovun rəhbərliyi ilə “Azərbaycan Respublikasında alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrinin istifadə olunması üzrə Dövlət Proqramına” uyğun olaraq “Günəş və hidrogen elementlərinin və batareyalarının işlənməsi, tətqiqi və tətbiqi” adlı layihə üzrə tətqiqatlar aparılıb və ilk dəfə olaraq yüksək effektivli nanostrukturlu silisium örtüklü silisium günəş elementlərinin texnologiyası işlənilib istehsal edilməkdədir. Nanoməsaməli silisium əsasında, hidrogen enerjisinə birbaşa elektrik enerjisinə çevirən və ətraf mühitə zərər verməyən yeni tip hidrogen elementlərin texnologiyası, ətraf mühitin monitorinqi üçün alışqan və zərərli qazlara yüksək dərəcədə həssas olan yeni tip nanostrukturlu məsaməli silisiyum sensorların hazırlanma texnologiyası işlənmişdir və tətbiq olunmaqdadır.

T.C.Cəfərov bir sıra Beynəlxalq Grantların (NATO, SOROS, TUBİTAK, DPT, STCU və s.) rəhbəri olmuşdur. O, 9 monoqrafiyanın, 300-dən artıq yerli və beynəlxalq jurnallarda dərc olunan məqalələrin müəllifidir və çoxsaylı beynəlxalq konfranslarda elmi məruzələrlə çıxış etmişdir.

Alimin elmi-pedaqoji fəaliyyəti Azərbaycan Neft və Kimya Akademiyası (1961-1970), Türkiyənin Qaradəniz Texnik və Yıldız Texnik Universitetləri (1970-1978) ilə bağlıdır. O, 5 elmlər doktoru və 32 elmlər namizədi hazırlamışdır.

T.C.Cəfərov 1995-ci ildə Per la Ricerca Di Base Universitetin (Molize, İtaliya) Fəxri Professoru seçilib (Full Professor in the Division of Superconductivity of the IRB). O, MDB ölkələrinin Elmlər Akademiyalarının Beynəlxalq Assosiasiyası yanında “Elektron texnikası üzrə funksional materiallar” Elmi Şuranın büro üzvüdür.

T.C.Cəfərov elmi nailiyyətlərinə görə SSRİ Elmlər Akademiyasının və Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Rəyasət Heyətinin Fəxri Fərmanları ilə təltif olunub.

İstedadlı və tanınmış alim, həssas insan, akademik T.C.Cəfərova yeni uğurlar, uzun ömr, çən sağlığı arzulayırıq.

УДК:621.315.592

**ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ РАШБЫ НА ВНУТРИ-
ЗОННОЕ МАГНИТОПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУ-
МЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ**

Г.Б.ИБРАГИМОВ, Р.З.ИБАЕВА

*Институт Физики НАНА Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр.Г.Джавида, 131
guseyn@physics.ab.az*

Поступила: 02.06.2014
Принята к печати: 01.07.2014

Ключевые слова: спин-орбитальное взаимодей-
ствие Рашбы, внутризонное магнитопоглощение, ква-
зидвумерная электронная система.

РЕФЕРАТ

С учетом спин-орбитального взаимодействия Рашбы исследовано магнито-поглощение инфракрасного электромагнитного излучения в квазидвумерной системе свободными носителями, рассеяние которых происходит на оптических, пьезоэлектрических и акустических колебаниях решетки.

В последние годы наблюдается значи-
тельный интерес к изучению квантовых со-
стояний и транспорта в со спин-орбитальное
взаимодействием обусловленный их прило-
жениями в физике наноструктур. Интерес к
зависящими от спина явлениями в последнее
время существенно увеличился в связи с
бурно развивающимся направлением спин-
троники [1]. Особенно большое внимание
уделяется полупроводниковым гетерострук-
турам, поскольку уровень технологии их вы-
ращивания делает их основой будущих при-
боров спинтроники. Мощным методом изу-
чения спиновых свойств является исследова-
ние оптических явлений в магнитном поле.
Квантовые состояния электронов и дырок в
полупроводниковых структурах, где спин-
орбитальное взаимодействие связано с от-
сутствием центра симметрии, ограничиваю-
щего потенциал структуры, изучалось в ряде
теоретических и экспериментальных работ
[2-5]. Учет спин-орбитального взаимодей-
ствия в системе приводит к перемешиванию
состояний электрона, относящихся к различ-
ным магнитным подзонам и, как следствие, к
нетривиальной структуре энергетического
спектра, спиновой поляризации [6]. Спин-
орбитальное взаимодействие приводит также
к возможности резонансных переходов элек-
тронов проводимости в магнитном поле

между уровнями Ландау на частотах, пред-
ставляющих собой линейные комбинации
циклотронной и зеемановской частот [7]. В
последние годы большое внимание уделяется
изучению оптических свойств низкоразмер-
ных наноструктур. В частности, внутризон-
ные переходы в квантовых ямах рассмот-
рены в [8-10], в квантовых проволоках
[11,12]. Внутризонное магнитопоглощение
электромагнитного излучения квантовыми
наноструктурами исследованы в [13-15].

В связи с этим представляет интерес ис-
следование влияния спин-орбитального взаи-
модействия на внутризонное магнитопогло-
щение электромагнитного излучения в кван-
товых ямах. В настоящей работе теоретиче-
ски исследовано внутризонное магнитопо-
глощение электромагнитного излучения ли-
нейной поляризации 2D электронном газом
со спин-орбитальным взаимодействием
Рашбы.

Гамильтониан, описывающей кванто-
механическое движение электрона в двумер-
ной системе в постоянном однородном пер-
пендикулярном магнитном поле ($H \parallel oz$) с
учетом спин-орбитального взаимодействия
Рашбы и зеемановского расщепления имеет
вид [3]:

$$H = \frac{P^2}{2m^*} + \frac{a}{\hbar} (\sigma_x P_y - \sigma_y P_x) + \frac{1}{2} g \mu_B B \sigma_z \quad (1)$$

P – оператор импульса, σ – матрица Паули, μ_B – магнетон Бора, α – константа спин-орбитального взаимодействия Рашбы, g – фактор Ландэ, $\hbar$ – постоянная Планка. Для векторного потенциала магнитного поля выбрана калибровка Ландау $A=(0, H \cdot x, 0)$.

В работе [3] была аналитически решена задача о квантовых состояниях электрона, описываемого Гамильтонианом (1). Так, электронный спектр представляет собой дискретные уровни, объединенные в пары:

$$E_n^\pm = \hbar \omega_c n \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\hbar \omega_c + 2g\mu_B H)^2 + \frac{8\alpha^2}{l_H^2} n} \quad (2)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots, E_0^+ = (\hbar \omega_c / 2 + g\mu_B B),$$

где $\omega_c = \frac{eH}{m^*c}$ – циклотронная частота.

Волновые функции при этом имели вид

$$\Psi_n^+(x, y) = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{2\pi A_n}} \begin{pmatrix} D_n \Phi_n \left(\frac{x+x_0}{l_H} \right) \\ \Phi_n \left(\frac{x+x_0}{l_H} \right) \end{pmatrix} \quad (3)$$

- для ветви E_n^+ ,

$$\Psi_n^-(x, y) = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{2\pi A_n}} \begin{pmatrix} \Phi_{n-1} \left(\frac{x+x_0}{l_H} \right) \\ -D_n \Phi_n \left(\frac{x+x_0}{l_H} \right) \end{pmatrix} \quad (4)$$

- для ветвей E_n^- .

Полная волновая функция

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(x, y) \xi_0(z),$$

$$\xi_0(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{l\pi z}{d}\right).$$

где

В выражениях (3), (4) $\Phi(z)$ – осцилляторная функция,

$$l_H = \sqrt{\hbar c / eH} \quad \text{– магнитная длина, } x_0 = k_y l_0^2,$$

$$D_n = \frac{\sqrt{2n\alpha} / l_H}{E_0 + \sqrt{E_0^2 + 2n\alpha^2 / l_H^2}}, \quad A_n = 1 + D_n^2$$

Расчет коэффициента поглощения света свободными носителями в квазидвумерных системах проведен во втором порядке теории возмущений. Скорость перехода из состояния kn в состояние $k'n'$ определяется при этом следующей формулой:

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{fq} \left[\langle f | M_+ | i \rangle^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega - \hbar\omega_q) + \langle f | M_- | i \rangle^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega + \hbar\omega_q) \right] \quad (5),$$

где

$$\langle f | M_\pm | i \rangle = \sum_\alpha \left(\frac{\langle f | H_R | \alpha \rangle \langle \alpha | V_s | i \rangle}{E_i - E_\alpha \mp \hbar\omega_q} + \frac{\langle f | V_s | \alpha \rangle \langle \alpha | H_R | i \rangle}{E_i - E_\alpha - \hbar\Omega} \right)$$

здесь $\hbar\Omega$, $\hbar\omega_q$ – соответственно энергии фотона и фонона.

Выберем направление поляризации фотонов вдоль оси ox . Тогда оператор электрон-фотонного взаимодействия запишется в виде:

$$H_{\text{int}} = -\frac{e}{m^*c} \left(P - \frac{eA}{c} \right) A_0 + \frac{ea}{c\hbar} \sigma_y A_0$$

или

$$H_{\text{int}} = -\frac{i|e|\hbar}{m^*c} A_0 \frac{\partial}{\partial x} - \frac{|e|}{c} \frac{\alpha}{\hbar} A_0 \sigma_y, \quad (6)$$

где A_0 – амплитуда электромагнитной волны, связанная с объемной концентрацией фотонов. Используя выражение (6) для H_{int} и волновых функций (3), (4), найдем

$$\langle \Psi_n^+(x, y) | H_{\text{int}} | \Psi_{n+1}^-(x, y) \rangle = \frac{1}{\sqrt{A_n A_{n+1}}} \frac{e}{c} A_0. \quad (7)$$

$$\left[\langle \Phi_n | \frac{p_x}{m} | \Phi_{n+1} \rangle + D_n D_{n+1} \langle \Phi_{n-1} | \frac{p_x}{m} | \Phi_n \rangle - i \frac{\alpha}{\hbar} D_{n+1} \right]$$

Используя следующие соотношения

$$\langle \Phi_n | \frac{p_x}{m^*} | \Phi_{n+1} \rangle = i\sqrt{(n+1)/2} l_H \omega_0$$

$$\text{и} \quad \langle \Phi_{n-1} | \frac{p_x}{m^*} | \Phi_n \rangle = i\sqrt{n/2} l_H \omega_0$$

для выражения (7) получаем:

$$\langle \Psi_n^+(x, y) | H_{\text{int}} | \Psi_{n+1}^-(x, y) \rangle = \frac{-il_H \omega_0}{\sqrt{2A_n A_{n+1}}} \left[\sqrt{n+1} + D_{n+1} (D_n \sqrt{n} + \sqrt{2} \alpha m^* l_H / \hbar^2) \right] \quad (8)$$

Матричный элемент электрон-фотонного взаимодействия имеет следующий вид:

$$\langle k'_y n' l' | V_s | k_y n l \rangle^2 = C_j'^2 \delta_{k'_y, k_y \pm q_y} F_{nn'}^\pm(q_x q_y) \Lambda_{ll'}(q_z)$$

V_s -оператор энергии взаимодействия электрона с фононом, C_j -функция, характеризующая взаимодействие между электронами и фононами,

$$F_{nn}^{\pm}(q_n) = \left| \langle \Psi_v(x, y) | e^{i(q_x x + q_y y)} | \Psi_v(x, y) \rangle \right|^2$$

$$F_{nn}^+(q_{||}) = B_n^{n'}(\xi) \left[\sqrt{\frac{n}{n'}} D_n D_{n'} L_{n-1}^{n-n'}(\xi) + L_n^{n-n'}(\xi) \right]$$

$$F_{nn}^-(q_{||}) = B_n^{n'}(\xi) \left[\sqrt{\frac{n}{n'}} L_{n-1}^{n-n'}(\xi) + D_n D_{n'} L_n^{n-n'}(\xi) \right]^2,$$

где

$$B_n^{n'} = \left(\frac{n!}{n'!} \right) \xi^{n-n'} e^{-\xi} \delta_{k_y' k_q + q_y}$$

$$\xi = q_{||}^2 l_H^2 / 2$$

$$\Lambda_{ll'}(q_z) = \left| \frac{2}{d} \int_0^d dz \exp(iq_z z) \sin\left(\frac{l'\pi z}{d}\right) \sin\left(\frac{l\pi z}{d}\right) \right|^2$$

$$\int_0^\infty \Lambda_{ll'}(q_z) dq_z = \frac{2\pi}{d} \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{ll'} \right)$$

$$C_j'^2 = C_j^2 F_j(q.)$$

Для взаимодействия электрона с полярно оптическими фононами имеем:

$$C_{POL}^2 = 2\pi e^2 \hbar \omega_0 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right\},$$

$$F_{POL} = \frac{N_0^\pm}{q^2},$$

$$N_0 = \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega_0}{K_B T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad N_0^- = N_0, \quad N_0^+ = N_0 + 1.$$

Для взаимодействия электрона с неполярно оптическими фононами

$$C_{np}^2 = \frac{\hbar D^2}{2\rho \omega_0 \Omega_0}, \quad F_{np}(q) = N_0^\pm.$$

Для взаимодействия электронов с пьезоэлектрическими фононами

$$C_{PE}^2 = \frac{e^2 K_B T \beta_p}{2\rho v_s^2 \Omega_0 \varepsilon^2}, \quad F_{PE}(q) = \frac{1}{q^2},$$

здесь β_p – пьезоэлектрическая постоянная, где ε_∞ и ε_0 высокочастотная и статическая диэлектрическая проницае-

мость материала, $\omega_q = \omega_0$ частота продольного оптического фонона, дисперсией которого пренебрегаем.

В случае взаимодействия электронов с акустическими фононами

$$C_{DP}^2 = \frac{E_{ac}^2 K_B T}{2\rho v_s^2 \Omega_0}, \quad F_{DP}(q) = 1,$$

здесь E_{ac} – потенциал деформации, v_s – скорость звука полупроводника.

Расчеты спектров поглощения света 2D электронным газом проведены нами для решеточных структур GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As. Эффективная масса электрона в In_{0.23}Ga_{0.77}As была выбрана равной $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, константа СО взаимодействия Рашбы $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11}$ эВ·м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе рассмотрено поглощение света от, так называемой рашбовской плоскости, двумерного электронного газа с учетом спин-орбитального взаимодействия в присутствии сильного магнитного поля, нормального к плоскости структуры. Считается, что в зоне проводимости заполнен только нулевой уровень Ландау, т.е. предполагается, что фактор заполнения $2\pi m l_H \leq 2$. Расщепление считается достаточно слабым, т.е. предполагается выполнение условий $2m\alpha^2/\omega_c \ll 1$, $|g|\mu_B H/\omega_c = |g|m/2m_0 \ll 1$. В результате довольно громоздких преобразований общей формулы (5) удастся выделить вклад спин-орбитального взаимодействия во внутризонном магнетопоглощении света.

Полученная формула обобщает выражение для внутризонного магнетопоглощения света, полученное нами ранее для квазидвумерного электронного газа в отсутствие рашбовской плоскости и зеемановского расщепления [15].

1. D.D.Aüschalom, D.Loss, N.Samarth (eds.), *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, Springer-Verlag, Berlin, (2002) 311.
2. Ю.А.Бычков, В.И.Мельников, Э.И.Рашба, *Влияние спин-орбитального взаимо-*

- действия на спектр 2D-электронов в наклонном магнитном поле, *ЖЭТФ*, **98** (1990) 717-722.
3. X.F.Wang, P.Vasilopoulos, *Magneto-transport in a two-dimensional electron gas in the presence of spin-orbit interaction*, *Phys.Rev.*, **B 67** (2003) 085313-08518.
 4. M.-C.Chang, *Effect of in-plane magnetic field on the spin Hall effect in a Rashba-Dresselhaus system*, *Phys.Rev.*, **B 72** (2005) 085315-085319.
 5. M.Zarea, S.E.Ulloa, *Landau level mixing by full spin-orbit interactions*, *Phys.Rev.*, **B 72** (2005) 085342-085342-345.
 6. V.Ya.Demikhovskii, A.A.Perov, *Harper-Hofstadter problem for 2D electron gas with k-linear Rashba spin-orbit coupling*, *Europhys. Lett.*, **76** (2006) 477-480.
 7. Э.И.Рашба, *Комбинированный резонанс в полупроводниках*, *УФН*, **84** (1964) 557-569.
 8. В.Л.Гуревич, Д.А.Паршин, К.Э.Штенгель, *Поглощение света свободными носителями при участии оптических фононов в квазидвумерных системах*, *ФТТ*, **30** (1988) 1466-1475.
 9. Г.Г.Зегря, В.Е.Перлин, *Внутризонное поглощение света в квантовых ямах за счет электрон-электронных столкновений*, *ФТП*, **32** (1998) 66-471.
 10. G.B.Ibragimov, *Free-Carrier Absorption in Quantum Well Structures for Alloy-Disorder Scattering*, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **231** (2002) 589-594.
 11. G.B.Ibragimov, *Free-carrier absorption in quantum wires for boundary roughness scattering*, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **15** (2003) 1427-1435.
 12. G.B.Ibragimov, *Free-carrier absorption in semiconducting quantum well wires for alloy-disorder scattering*, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **14** (2002) 8145-8152.
 13. Н.Г.Галкин, В.А.Маргулис, А.В.Шорохов, *Внутризонное поглощение электромагнитного излучения квантовыми наноструктурами с параболическим потенциалом конфайнмента*, *ФТТ*, **43** (2001) 511-519.
 14. G.B.Ibragimov, *Free-carrier magneto absorption in quantum well wires*, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **15** (2003) 8949-8956.
 15. G.B.Ibragimov, *Free-Carrier Magneto-absorption in Quantum Well Structures*, *Ukr. J. Phys.*, **48** (2003) 527-532.
 16. *Solid State Physics: Semiconductor Heterostructures and Nanotstructures*, ed. by H.Ehrenreich, D.Turnbull, New York, Academic Press., **44** (1991) 294p

**RASHBA SPIN-ORBITAL QARŞILIQLI TƏSİRİN MAQNİT SAHƏSİNDƏ YARIMKEÇİRİCİ
HETEROSTRUKTURLARDA İKİ ÖLÇÜLÜ ELEKTRON QAZLARI TƏRƏFİNDƏN ELEKTROMAQNİT
ŞÜALARININ UDULMASINDA ROLU**

H.B. İBRAHİMOV, R.Z.İBAYEVA

Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsir nəzərə alınmaqla maqnit sahəsində kvaziikiölçülü sistemlərdə infraqırmızı elektromaqnit şüalanmanın sərbəst yükdaşıyıcılardan udulması tədqiq olunub. Yükdaşıyıcıların qəfəsin optik, pyezoelektrik və akustik rəqslərindən səpilməsi halına baxılıb.

**INFLUENCE OF THE RASHBA SPIN-ORBIT INTERACTIONS ON THE INTRAZONED MAGNETOAB-
SORPTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY TWO DIMENSIONAL ELECTRON GAS IN SEMICON-
DUCTOR HETEROSTRUCTURES**

G.B.IBRAGIMOV, R.Z.IBAEVA

Magnetoabsorption of infrared electromagnetic radiation in a quasi two dimensional system by free carriers, scattered by optical, piezoelectric and acoustic vibrations of the lattice, has been investigated.

Редактор: д. н. по физике М.Н.Бабаев

PACS: 02.70.Bf, 03.65.Fd, 03.65.Pm

ФУНКЦИЯ ВИГНЕРА ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ ЧАСТИЦЫ ВО ВНЕШНЕМ ПЕРЕМЕННОМ ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

Ш.М.НАГИЕВ, К.Ш.ДЖАФАРОВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Джавида 131
smnagiye@physics.ab.az
khumbetova@gmail.com*

Получена: 02.06.2014
Принята к печати: 01.07.2014

Ключевые слова: релятивистская квантовая частица, конечно-разностное уравнение, функция распределения Вигнера, оператор эволюции, переменное однородное поле.

РЕФЕРАТ

В рамках релятивистской конечно-разностной квантовой механики построены функция Вигнера и эволюционный оператор, вычислены амплитуды переходов между энергетическими состояниями. Рассмотрен $c \rightarrow \infty$ предел полученных выражений и определено действие оператора вида $\exp(g(y)\partial_y)$ на функцию, где $g(y)$ может быть любой функцией.

Цель настоящей работы – построить функции Вигнера и амплитуды перехода между энергетическими состояниями релятивистской квантовой частицы, на которую действует зависящая от времени сила $F(t)$ [1]. Соответствующая нерелятивистская квантовомеханическая задача была решена в [2]. Наша задача сформулирована в рамках конечно-разностной версии релятивистской квантовой механики [3-7]. Здесь ключевую роль играет понятие релятивистского конфигурационного $\vec{r}$ -пространства, введенное в [3]. Соответствующее канонически ему сопряженное импульсное p -пространство является трехмерным пространством Лобачевского, реализованного на верхнем поле массового гиперboloида $p_0^2 - \hat{p}^2 = m^2 c^2, p_0 > 0$.

Волновая функция в релятивистском конфигурационном представлении удовлетворяет конечно-разностному уравнению. В одномерном случае оно имеет вид:

$$i\hbar\partial_t\psi(x,t)=[H_0+V(x,t)]\psi(x,t), \quad (1)$$

где свободный гамильтониан

$$H_0 = mc^2 \cosh(i\lambda\partial_x), \partial_x = \partial/\partial x,$$

$V(x,t)$ – нестационарный потенциал.

Одномерные плоские волны

$$\xi(p,x) = \left(\frac{p_0 - p}{mc}\right)^{-ix/\hbar} \equiv e^{i_x x/\hbar} \quad (2)$$

являются собственными функциями свободного гамильтониана, т.е. $H\xi = E_p\xi$,

где $\chi = \ln\left(\frac{p_0 + p}{mc}\right)$ – быстрота,

$$E_p = cp_0 = c\sqrt{p^2 + m^2 c^2}.$$

Связь между релятивистским конфигурационным x - и импульсным p -представлениями задается с помощью релятивистского преобразования Фурье

$$\psi(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int \xi(p,x)\phi(p,t)d\Omega_p, \quad (3)$$

где $d\Omega_p = mc \frac{dp}{p_0} = mcd\chi$ есть инвариантный

элемент интегрирования в p -пространстве Лобачевского.

Условия полноты и ортогональности для функции (2) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^*(p,x)\xi(p',x)dx &= \delta(\chi - \chi'), \\ \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^*(p,x)\xi(p,x')d\chi &= \delta(x - x'). \end{aligned} \quad (4)$$

Отметим, что в литературе встречаются и другие подобные подходы к описанию квантовых систем, в которых используются конечно-разностные уравнения движения [8-11].

В следующем разделе коротко рассмотрено движение релятивистской квантовой частицы в переменном однородном поле. Последующие разделы посвящены соответственно построению функции Вигнера и амплитуды переходов между энергетическими состояниями рассматриваемой системы. В заключении коротко обсуждаются полученные результаты. В Приложении приведены некоторые формулы, используемые в тексте.

ДВИЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЕРЕМЕН- НОМ ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

$$V(x, t) = -F(t)x$$

КОНФИГУРАЦИОННОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ

Движение такой частицы в релятивистском конфигурационном x -пространстве описывается уравнением

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t\psi(x, t) = \\ = [mc^2 \cosh(i\lambda\partial_x) - F(t)x]\psi(x, t). \end{aligned} \quad (5)$$

В нерелятивистском пределе $c \rightarrow \infty$ это уравнение переходит в соответствующее нестационарное уравнение Шредингера

$$i\hbar\partial_t\psi_N(x, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\partial_x^2 - F(t)x \right] \psi_N(x, t). \quad (6)$$

Решение уравнения (5) было найдено в [1], а решение уравнения (6) - в [2]. Здесь решение найдем алгебраическим методом – методом оператора эволюции. Эти уравнения являются частными случаями уравнения вида

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t\psi(x, t) = \\ = [H_0(-i\hbar\partial_x, t) - F(t)x]\psi(x, t), \end{aligned} \quad (7)$$

где свободный гамильтониан $H_0(-i\hbar\partial_x, t)$ в общем случае может зависеть и от времени t .

Классы дифференциальных и конечно-разностных уравнений, определяемых уравнением (7), отличаются друг от друга явным видом свободного гамильтониана $H_0(-i\hbar\partial_x, t)$.

Решим уравнение (7) методом оператора эволюции. В работе [1] было показано, что в x -представлении оператор эволюции $\hat{U}(x, t)$ для уравнения (7) определяется формулой

$$\begin{aligned} \hat{U}(x, t) = \\ = e^{\frac{i}{\hbar}x\delta(t)} e^{-\frac{i}{\hbar}\int_0^t H_0(-i\hbar\partial_x + \delta(t'), t') dt'}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\delta(t) = \int_0^t F(t') dt'$ есть импульс силы.

Тогда формально решение уравнения (7) можно представить как

$$\psi(x, t) = \hat{U}(x, t)\psi(x, 0), \quad \hat{U}(x, 0) = 1, \quad (9)$$

где $\psi(x, 0)$ - начальная волновая функция.

В дальнейшем в качестве начальной волновой функции возьмем волновую функцию стационарной задачи, когда

$$H_0(-i\hbar\partial_x, t) = H_0(-i\hbar\partial_x)$$

$$\text{и} \quad F(t) = F_0 = \text{const},$$

т.е. $\psi(x, 0) = \psi_E^{(0)}(x, 0)$, где E - энергия системы.

Рассмотрим отдельно уравнения (5) и (6) и найдем их решения методом оператора эволюции.

НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЕ УРАВНЕНИЕ (6)

В этом случае $H_0(-i\hbar\partial_x, t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\partial_x^2$, а оператор эволюции, как следует из (8), в x -представлении задается выражением

$$\hat{U}_N(x, t) = e^{\frac{i}{\hbar}(x\delta - \nu)} e^{-\beta\partial_x} e^{\alpha\partial_x^2}, \quad (10)$$

в котором использованы обозначения

$$\delta \equiv \delta(t), \quad \alpha \equiv \alpha(t) = \frac{i\hbar t}{2m}, \quad \beta \equiv \beta(t) = \frac{\delta_1}{m}, \quad (11)$$

$$\nu \equiv \nu(t) = \frac{\delta_2}{2m}, \quad \delta_k \equiv \delta_k(t) = \int_0^t \delta^k(t') dt', \quad k = 1, 2.$$

Начальная волновая функция имеет вид

$$\psi_N(x, 0) = \psi_{NE_N}^{(0)}(x, 0), \quad (12)$$

где [33]

$$\psi_{NE_N}^{(0)}(x, t) = c_N A i \left(-\lambda_0 \left(x + \frac{E_N}{F_0} \right) \right) e^{\frac{iE_N t}{\hbar}},$$

$$c_N = \frac{\lambda_0}{\sqrt{|F_0|}}, \quad \lambda_0 = \sqrt[3]{\frac{2mF_0}{\hbar^2}}, \quad (13)$$

а $Ai(z)$ есть функция Эйри (П.4).

С учетом формул (П.6) и (П.1) мы можем теперь найти решение уравнения (6), удовлетворяющее начальному условию (12)

$$\begin{aligned}\psi_N(x, t) &= \hat{U}_N(x, t) \psi_{NE_N}^{(o)}(x, o) = \\ &= c_N e^{\frac{i}{\hbar}[x(\delta - F_0 t) + b_1]} Ai(-\lambda_0 b_2), \\ b_1 &= -E_N t + \frac{F_0 \delta_1 t}{m} - \frac{\delta_2}{2m} - \frac{F_0^2 t^3}{3m}, \\ b_2 &= x + \frac{E_N}{F_0} + \frac{F_0 t^2}{2m} - \frac{\delta_1}{m}.\end{aligned}\quad (14)$$

Выражение (14) более компактно, чем то, которое получено в [2].

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ УРАВНЕНИЕ (5)

В этом случае

$$H_0(-i\hbar\partial_x, t) = mc^2 \cosh(i\lambda\partial_x),$$

а оператор эволюции можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned}\hat{U}_R(x, t) &= \\ &= e^{\frac{ix\delta_R}{\hbar}} e^{-i[\sigma \cosh(i\lambda\partial_x) - \gamma_o \sinh(i\lambda\partial_x)]},\end{aligned}\quad (15)$$

где $\delta_R \equiv \delta_R(t) = \frac{\delta}{mc}$, а

$$\begin{aligned}\sigma \equiv \sigma(t) &= \frac{mc^2}{\hbar} \int_0^t \cosh[\delta_R(t')] dt', \\ \gamma_o \equiv \gamma_o(t) &= \frac{mc^2}{\hbar} \int_0^t \sinh[\delta_R(t')] dt'. \quad (16)\end{aligned}$$

Оператор $\hat{U}_R$ является релятивистским обобщением оператора $\hat{U}_N$, т.к. с помощью формул (П.7) можно показать, что имеет место предельное соотношение

$$\lim_{c \rightarrow \infty} \hat{U}_R(x, t) = e^{\frac{-imc^2}{\hbar}t} \hat{U}_N(x, t). \quad (17)$$

Действие операторов $e^{-i\sigma \cosh(i\lambda\partial_x)}$ и $e^{i\gamma_o \sinh(i\lambda\partial_x)}$ на произвольную функцию определено в [1] и приведено в Приложении (П.8) и (П.9).

Найдем теперь релятивистскую волновую функцию $\psi(x, t)$ (5) методом оператора эволюции:

$$\psi(x, t) = \hat{U}_R(x, t) \psi(x, 0). \quad (18)$$

здесь начальная волновая функция $\psi(x, 0) = \psi_E^{(0)}(x, 0)$ выражается через функции Макдональда [7]:

$$\psi_E^{(0)}(x, t) = c_R e^{\frac{\pi x_1}{2\lambda}} K_{\frac{x_1}{\lambda}}(z_0) e^{-\frac{iEt}{\hbar}},$$

$$c_R = \frac{1}{\pi \lambda \sqrt{|F_0|}}, \quad (19)$$

$$x_1 = x + E/F_0, \quad z_0 = mc^2/\lambda F_0.$$

С учетом формул (П.8) и (П.9) волновую функцию (18) представим в виде

$$\psi(x, t) = \frac{c_R}{2i\pi \lambda^2} e^{\frac{ix\delta_R}{\hbar}} e^{-\frac{\pi}{2\lambda}\left(x - \frac{E}{F_0}\right)} J,$$

$$J =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{\pi x''}{\lambda}} H_{i(x''-x)}^{(2)}(\sigma) K_{i(x''-x')}(\gamma_o) K_{i(x'+E/F_0)}(z_o) dx' dx''. \quad (20)$$

Для вычисления интеграла по переменной x' применим формулу [12]

$$\int_{-\infty}^{\infty} K_{i\nu+ix}(b) K_{i\mu+ix}(c) dx = \pi K_{i(\nu-\mu)}(b+c).$$

Результат будет таким

$$J = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{\pi x''}{\lambda}} H_{i(x''-x)}^{(2)}(\sigma) K_{i(x''+E/F_0)}(\gamma_o + z_o) dx''. \quad (21)$$

Этот интеграл был вычислен в работе [1]

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} e^{\pi x} H_{ix}^{(2)}(\sigma) K_{ix+iv}(\gamma) dx &= \\ &= 2ie^{-ivq} K_{iv}(\sqrt{\gamma^2 - \sigma^2}),\end{aligned}\quad \gamma > \sigma, \quad (22)$$

где $\gamma = \gamma_o + z_o$ и $thq = \sigma/\gamma$.

Таким образом для релятивистской волновой функции (5) окончательно находим выражение

$$\begin{aligned}\psi(x, t) &= c_R e^{\frac{ix\delta_R}{\hbar}} e^{\frac{x_1}{\lambda}\left(\frac{\pi}{2} - iq\right)} K_{ix/\lambda}(\sqrt{\gamma^2 - \sigma^2}), \\ \gamma &> \sigma.\end{aligned}\quad (23)$$

ИМПУЛЬСНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ

Перейдем теперь к определению нерелятивистской (14) и релятивистской (23) волновых функций в импульсном представлении. В этом представлении

$$u(y, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{ixy}{\hbar}} \psi(x, t) dx \quad (24)$$

оператор эволюции выглядит следующим образом

$$\hat{U}(y, t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H_0(y - \delta(t) + \delta(t'), t') dt'} e^{-\delta(t) \partial_y}. \quad (25)$$

Отсюда для операторов $\hat{U}_N$ и $\hat{U}_R$ в p -представлении получаем следующие выражения

$$\hat{U}_N(p, t) = e^{-\frac{i}{2m\hbar} [(p-\delta)^2 t + 2(p-\delta)\delta_1 + \delta_2]} e^{-\delta \partial_p}, \quad (26)$$

$p = y$

и

$$\begin{aligned} \hat{U}_R(\chi, t) &= \\ &= e^{-i[\sigma \cosh(\chi - \delta_R) + \gamma_0 \sinh(\chi - \delta_R)]} e^{-\delta_R \partial_\chi}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\chi = \frac{y}{mc}.$$

Исходя из (П.7) легко показать, что в нерелятивистском пределе

$$\lim_{c \rightarrow \infty} \hat{U}_R(\chi, t) = e^{-\frac{imc^2}{\hbar} t} \hat{U}_N(p, t). \quad (28)$$

Поскольку операторы (27) и (28) являются простыми операторами сдвига, то нахождение нерелятивистской $\phi_N(p, t)$ и релятивистской $\phi(\chi, t)$ волновых функций в p -представлении не представляет труда:

$$\begin{aligned} \phi_N(p, t) &= \hat{U}_N(p, t) \phi_{NE_N}^{(0)}(p, 0) = \\ &= e^{-\frac{i}{2m\hbar} [(p-\delta)^2 t + 2(p-\delta)\delta_1 + \delta_2]} \phi_{NE_N}^{(0)}(p - \delta, 0) \end{aligned} \quad (29)$$

и

$$\begin{aligned} \phi(\chi, t) &= \hat{U}_R(\chi, t) \phi_E^{(0)}(\chi, 0) = \\ &= e^{-i[\sigma \cosh(\chi - \delta_R) + \gamma_0 \sinh(\chi - \delta_R)]} \phi_E^{(0)}(\chi - \delta_R, 0), \end{aligned} \quad (30)$$

где ортонормированные волновые функции стационарных задач имеют вид [13, 7]

$$\begin{aligned} \phi_{NE_N}^{(0)}(p, t) &= c'_N e^{\frac{i}{\hbar F_0} \left(p E_N - \frac{p^3}{6m} \right) - \frac{i E_N t}{\hbar}}, \\ c'_N &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar |F_0|}}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\phi_E^{(0)}(\chi, t) = c'_R e^{\frac{i}{\hbar F_0} (\chi E - mc^2 \sinh \chi) - \frac{i E t}{\hbar}}, \quad c'_R = c'_N. \quad (32)$$

Очевидно, что при $c \rightarrow \infty$ имеем $\phi_E^{(0)}(\chi, 0) \rightarrow \phi_{NE_N}^{(0)}(p, 0)$.

ИНТЕГРАЛЫ ДВИЖЕНИЯ

Известно, что [2] если существуют опе-

раторы $\hat{U}$ и $\hat{U}^{-1}$, где $\hat{U}$ - оператор эволюции квантовой системы, то существуют и интегралы движения уравнения

$$\hat{x}_0 = \hat{U} x \hat{U}^{-1}, \quad \hat{p}_0 = \hat{U} p \hat{U}^{-1}. \quad (33)$$

Под интегралами движения в квантовой механике понимаются такие операторы $\hat{A}$, которые переводят любое решение уравнения движения (релятивистского или нерелятивистского) снова в какое-то решение этого уравнения. Поэтому интегралы движения удовлетворяют уравнению на пространстве решений уравнения движения

$$\left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H, \hat{A} \right] \psi = 0. \quad (34)$$

где H - полный гамильтониан системы.

Теперь с помощью операторов (21) и (26) найдем два интеграла движения для нерелятивистской системы [2]

$$(H = -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2 - F(t)x)$$

$$\hat{x}_{0N} = \hat{U}_N x \hat{U}_N^{-1} = x - \frac{p}{m} t + \frac{\delta t - \delta_1}{m}, \quad (35a)$$

$$\hat{p}_{0N} = \hat{U}_N p \hat{U}_N^{-1} = p - \delta$$

и релятивистской системы

$$(H = mc^2 \cosh(i\lambda \partial_x) - F(t)x):$$

$$\hat{x}_0 = \hat{U}_R x \hat{U}_R^{-1} =$$

$$= x - \lambda \gamma_0 \cosh(\delta_R + i\lambda \partial_x) + \lambda \sigma \sinh(\delta_R + i\lambda \partial_x), \quad (35b)$$

$$\hat{p}_0 = \hat{U}_R p \hat{U}_R^{-1} = -mc \sinh(\delta_R + i\lambda \partial_x).$$

Эти операторы коммутируют с оператором $i\hbar \partial_t - \hat{H}$. В нерелятивистском пределе (35b) переходят в (35a)

$$\lim_{c \rightarrow \infty} \hat{x}_0 = \hat{x}_{0N}, \quad \lim_{c \rightarrow \infty} \hat{p}_0 = \hat{p}_{0N}.$$

ФУНКЦИЯ ВИГНЕРА ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ ЧАСТИЦЫ В ЗАВИСЯЩЕМ ОТ ВРЕМЕНИ ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

В этом параграфе вычислим функцию Вигнера для релятивистской квантовой частицы, на которую действует зависящая от времени сила $F(t)$. Однако для сравнения с релятивистским случаем сначала вычислим

соответствующую нерелятивистскую функцию Вигнера. (Она была вычислена в работе [2] другим способом.)

НЕРЕЛЯТИВИСТСКИЙ СЛУЧАЙ

Подставим (29) в формулу

$$W_N(p, x, t) = \frac{1}{2\pi\hbar} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dp' \phi_N^* \left(p + \frac{p'}{2}, t \right) \phi_N \left(p - \frac{p'}{2}, t \right) e^{-i \frac{p'x}{\hbar}} \quad (36)$$

и, выполняя некоторые преобразования, представим выражение для W_N в виде

$$W_N(p, x, t) = \frac{|c'_N|^2}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iA_N} dp', \quad (37a)$$

$$\text{где } A_N = \frac{p'^3}{3m\hbar F_0} - \frac{b}{\sqrt[3]{m\hbar F_0}} p',$$

$$b = 2 \sqrt[3]{\frac{m}{\hbar^2 F_0^2}} \cdot \left(F_0 x + E_N - \frac{p_{0N}^2}{2m} - \frac{F_0(p_{0N}t - \delta_1)}{m} \right). \quad (37b)$$

Этот интеграл выражается через функции Эйри (П.5), т.е.

$$W_N(p, x, t) = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt[3]{\frac{m}{\hbar^2 F_0^2}} Ai(-b). \quad (38)$$

При $t = 0$ выражение (38) для W_N совпадает с результатом работы [14]:

$$W_N(p, x) \equiv W_N(p, x, 0) = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt[3]{\frac{m}{\hbar^2 F_0^2}} Ai(-b_0),$$

$$b_0 = 2 \sqrt[3]{\frac{m}{\hbar^2 F_0^2}} \left(F_0 x + E_N - \frac{p^2}{2m} \right).$$

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ СЛУЧАЙ

Построим теперь релятивистскую функцию Вигнера. Вычисление будем проводить с помощью формул

$$W(p, x, t) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \left(x + \frac{x'}{2}, t \right) \psi \left(x - \frac{x'}{2}, t \right) e^{i\chi x' / \hbar} dx', \quad (39a)$$

$$= \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \phi^* \left(\chi + \frac{\chi'}{2}, t \right) \phi \left(\chi - \frac{\chi'}{2}, t \right) e^{-\chi \chi' / \hbar} d\chi'. \quad (39b)$$

В случае координатного представления учет явного вида волновой функции

$\psi(x, t)$ (23) в формуле (39a) приводит к следующему выражению для функции W :

$$W(p, x, t) = \frac{|c_R|^2}{\pi\hbar} e^{\frac{\pi x_1}{\hbar}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{2ix'(\delta_R - q - \chi)}{\hbar}} K_{i(x_1 - x')/\hbar}(z) K_{i(x_1 + x')/\hbar}(z) dx', \quad (40)$$

где $z = \sqrt{\gamma^2 - \sigma^2}$. Этот интеграл вычисляется с помощью формулы [34]

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{ipx} K_{\nu+ix}(b) K_{\nu-ix}(c) dx = \pi \left(\frac{b + ce^p}{be^p + c} \right)^{\nu} K_{2\nu} \left(\sqrt{b^2 + c^2 + 2bc \cosh p} \right), \quad (41)$$

$$|\arg b| + |\arg c| + |\operatorname{Im} p| < \pi.$$

Результат будет таким

$$W(p, x, t) = \frac{mc}{\pi^2 \hbar^2 |F_0|} e^{\frac{\pi x_1}{\hbar}} K_{2ix_1/\hbar}(\omega), \quad (42)$$

в которой

$$\omega = 2[\sigma \sinh(\chi - \delta_R) + \gamma \cosh(\chi - \delta_R)].$$

Вычисляя релятивистскую функцию Вигнера $W(p, x, t)$ в импульсном представлении с помощью формулы (39в) с учетом (30), получили

$$W(p, x, t) = \frac{|c'_R|^2}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iA_R} d\xi. \quad (43)$$

Здесь фаза подынтегрального выражения равна $A_R = \omega \sinh \xi - 2x_1 \xi / \hbar$.

Используя теперь формулу [12]

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{ia \sinh x - px} dx = 2e^{\frac{-iap}{2}} K_p(a),$$

$$|\operatorname{Re} p| < 1, a > 0,$$

мы получим из (43) для W выражение (42).

Функция Вигнера (42) удовлетворяет нужным свойствам

$$\int_{-\infty}^{\infty} W(p, x, t) dx = |\phi_E(p, t)|^2, \quad (44)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} W(p, x, t) d\Omega_p = |\psi_E(x, t)|^2.$$

При вычислении (44) мы воспользовались следующими интегральными соотношениями для функции Макдональда [12]

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{cx} \left(\frac{a + be^x}{ae^x + b} \right)^v K_{2\nu} \left(\sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cosh x} \right) dx =$$

$$= 2K_{\nu+c}(a)K_{\nu-c}(b),$$

$$\int_0^{\infty} \cosh \frac{\pi x}{2} K_{ix}(c) dx = \frac{\pi}{2}, \quad \operatorname{Re} a, \operatorname{Re} b > 0.$$

Если $F(t) = F_0 = \text{const}$, то выражение (51) будет совпадать с функцией Вигнера стационарных состояний [15], т.е.

$$W(p, x) \equiv W(p, x, 0) =$$

$$= \frac{mc}{\pi^2 \hbar^2 |F_0|} e^{\frac{\pi x_1}{\lambda}} K_{2ix_1/\lambda} (2z_0 \cosh \chi). \quad (45)$$

В рассматриваемом случае линейного потенциала $V(x, t) = -F(t)x$ функция Вигнера подчиняется эволюционному уравнению [16]

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{2mc^2}{i\hbar} \sinh \chi \sinh \left(\frac{i\lambda}{2} \partial_x \right) W - \frac{F(t)}{mc} \partial_x W. \quad (46)$$

Если учесть рекуррентное соотношение

$$K_{\nu-1}(z) + K_{\nu+1}(z) = -2 \frac{d}{dz} K_{\nu}(z)$$

для функции Макдональда, то можно легко убедиться в том, что функция Вигнера (42) действительно удовлетворяет уравнению (46).

В случае, когда на релятивистскую частицу действует постоянная сила $V(x) = -F_0 x$, функция Вигнера удовлетворяет уравнению

$$\left[mc^2 \cosh \chi \cosh \left(\frac{i\lambda}{2} \partial_x \right) - F_0 x \right] W = EW. \quad (47)$$

Решение этого уравнения было найдено в работе [7] и совпадает с функцией (45). Равновесная функция распределения Вигнера (45) удовлетворяет также уравнению (46).

В нерелятивистском пределе уравнения (46) и (47) принимают соответственно вид:

$$\frac{\partial W_N}{\partial t} = -\frac{p}{m} \frac{\partial W_N}{\partial x} - F(t) \frac{\partial W_N}{\partial p}, \quad (48)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{8m} \partial_x^2 + \frac{p^2}{2m} - F_0 x \right] W_N = E_N W_N. \quad (49)$$

АМПЛИТУДЫ ПЕРЕХОДОВ

Пропагаторы $K(x_2, x_1, t)$, $K(p_2, p_1, t)$ и $K(x, p, t)$, т.е. матричные элементы оператора эволюции (15) или (27) для релятивистской квантовой частицы под действием зависящей от времени силы вычислены в работе [1]. Здесь же мы выведем формулы для амплитуды переходов между энергетическими состояниями $|E_i\rangle$ и $|E_f\rangle$, соответствующие постоянным значениям силы F_i для $t \leq 0$ и F_f для $t \rightarrow \infty$:

$$K(E_f, E_i, t) = \langle E_f, t | \hat{U}_R(t) | E_i, t=0 \rangle. \quad (50)$$

Вычисление матричного элемента (50) (пропагатора в энергетическом представлении) удобно провести в импульсном представлении. Тогда будем иметь:

$$K(E_f, E_i, t) = \frac{1}{2\pi\lambda\sqrt{|F_i F_f|}} \exp \left[i \left(\frac{E_f}{\hbar} t - \frac{E_i}{\lambda F_i} \delta_R \right) \right] J_R, \quad (51)$$

$$\text{где } J_R = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iQ_R(\chi)} d\chi,$$

$$Q_R(\chi) = \nu\chi + \mu \cosh \chi + \lambda \sinh \chi,$$

$$\nu = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{E_i}{F_i} - \frac{E_f}{F_f} \right),$$

$$\mu(t) = \frac{mc^2}{\lambda F_i} \sinh \delta_R -$$

$$- \frac{mc^2}{\hbar} \int_0^t \cosh [\delta_R(t) - \delta_R(t')] dt',$$

$$\lambda(t) = \frac{mc^2}{\lambda F_f} - \frac{mc^2}{\lambda F_i} \cosh \delta_R +$$

$$+ \frac{mc^2}{\hbar} \int_0^t \sinh [\delta_R(t) - \delta_R(t')] dt'.$$

Интеграл в (52) равен [1]:

$$J_R = i\pi e^{-\nu \left(\frac{\pi}{2} + iq_1 \right)} H_{iv}^{(m)} \left(\sqrt{\mu^2 - \lambda^2} \right) \text{ при } |\mu| > |\lambda|,$$

$$= 2e^{-\nu \left(\frac{\pi}{2} + iq_2 \right)} K_{iv} \left(\sqrt{\lambda^2 - \mu^2} \right) \text{ при } |\lambda| > |\mu|, \quad (53)$$

где $\tanh q_1 = \lambda/\mu$, $\tanh q_2 = \mu/\lambda$

и $m = (3 - \operatorname{sgn} \mu)/2$.

Если $F_i = F_f = 0$, но $F(t) \neq 0$, то амплитуда перехода из состояния $\delta(\chi - \chi_i)/mc$ в состояние

$$\exp\left(-\frac{imc^2}{\hbar}t \cosh \chi_1\right) \delta(\chi - \chi_f)/mc$$

будет равной

$$K(\chi_f, \chi_i, t) = \exp\left[i\left(\frac{mc^2}{\hbar} \cosh \chi_f - \sigma \cosh \chi_i\right)\right].$$

$$\exp(-i\gamma_0 \sinh \chi_i) \delta(\chi_f - \chi_i - \delta_R)/mc. \quad (54)$$

Отметим, что выражения (51) и (54) имеют правильный нерелятивистский предел, т.е. при $c \rightarrow \infty$ совпадают соответственно с формулами (9) и (12) работы [2].

ДВИЖЕНИЕ В ПЕРЕМЕННОМ КВАЗИОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

В работе [17] рассмотрено движение квантовой (релятивистской или нерелятивистской) частицы в так называемом квазиоднородном поле. Такое движение в импульсном представлении (24) описывается уравнением

$$i\hbar \frac{\partial u(y, t)}{\partial t} = [H_0(y, t) - i\hbar F(t)g(y)\partial_y]u(y, t), \quad (55)$$

где $g(y)$ - некоторая функция.

С помощью подстановки $y = G^{-1}(\eta)$, где η определяется равенством

$$\eta = \int \frac{dy}{g(y)} = G(y), \quad (56)$$

решение уравнения (55) сводится к решению уравнения движения квантовой частицы в переменном однородном поле в импульсном представлении. Поэтому из (25) сразу можем получить оператор эволюции для уравнения (55)

$$\hat{U}_g(y, t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H_0[G^{-1}(G(y) - \delta(t) + \delta(t')), t'] dt'} e^{-\delta(t)g(y)\partial_y}. \quad (57)$$

Оператор $\exp(-\delta g(y)\partial_y)$ следующим образом действует на произвольную функцию $\varphi(y)$:

$$e^{-\delta g(y)\partial_y} \varphi(y) = \varphi[G^{-1}(G(y) - \delta)]. \quad (58)$$

Приведем частные случаи формулы (58):

1). $g(y) = y$. При этом получается известная формула масштабного преобразования $\exp(-\delta y \partial_y) \varphi(y) = \varphi(y e^{-\delta})$. (59)

2). $g(y) = y^\alpha, \alpha \neq 1$. В этом случае

$$e^{-\delta y^\alpha \partial_y} \varphi(y) = \varphi[y^{\alpha_1} - \alpha_1 \delta]^{1/\alpha_1}, \quad (60)$$

где $\alpha_1 = 1 - \alpha \neq 0$. Для целых значений $\alpha \in \mathbb{Z} \setminus \{1\}$ мы имеем

$$e^{-\frac{\delta}{y^n} \partial_y} \varphi(y) = \varphi\left(\sqrt[n+1]{y^{n+1} - \delta(n+1)}\right), \quad n \in \mathbb{N} \quad (61a)$$

$$e^{-\delta y^2 \partial_y} \varphi(y) = \varphi\left(\frac{y}{1 + \delta y}\right), \quad (61b)$$

$$e^{-\delta y^n \partial_y} \varphi(y) = \varphi\left(\frac{y}{\sqrt[n]{1 + \delta(n-1)y^{n-1}}}\right), n \geq 3. \quad (61c)$$

3). $g(y) = e^{ky}$. В этом случае находим, что

$$\exp(-\delta e^{ky} \partial_y) \varphi(y) = \varphi\left[-\frac{1}{k} \ln(e^{-k\delta} + k\delta)\right]. \quad (62)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе определен явный вид функции Вигнера и амплитуды переходов между энергетическими состояниями релятивистской квантовой частицы, на которую действует зависящая от времени сила. Полученные релятивистские выражения имеют правильный нерелятивистский предел.

Кроме того, построен явный вид оператора эволюции для класса потенциалов, описывающих, так называемое квазиоднородное поле, и найдено действие операторов вида $\exp(-\delta g(y)\partial_y)$ на произвольную функции от y .

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики: Grant № EIF-2012-2(6)-39/08/1.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. С помощью формулы

$$e^{a\partial_x} \varphi(x) = \varphi(x + a) \quad (П.1)$$

и представления

$$e^{a\partial_x^2} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-z^2 - 2z\sqrt{a}\partial_x} dz \quad (П.2)$$

легко доказать известную формулу

$$e^{a\partial_x^2} \varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi a}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(z-x)^2}{4a}} \varphi(z) dz. \quad (П.3)$$

При переходе от (П.2) к (П.3) мы воспользовались интегральным соотношением [12]

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-px^2 - qx} dx = \sqrt{\frac{\pi}{p}} e^{\frac{q^2}{4p}}, \text{Re } p > 0. \quad (\text{П.4})$$

2. Можно также легко доказать, что функция Эйри

$$Ai(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\left(\frac{1}{3}z^3 + xz\right)} dz \quad (\text{П.5})$$

удовлетворяет интегральному уравнению

$$e^{\omega_x^2} Ai(\lambda_0 x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(z-x)^2}{4\alpha}} Ai(\lambda_0 z) dz = e^{\frac{2}{3}\alpha\lambda_0^3(\alpha^2\lambda_0^3+x)} Ai(\alpha^2\lambda_0^4 + \lambda_0 x). \quad (\text{П.6})$$

3. При $c \rightarrow \infty$ имеем

$$\sigma \simeq (mc^2 t + \nu)/\hbar, \gamma_0 = c\delta_1/\hbar, \delta_R \partial_x \simeq \delta \partial_p,$$

$$\sigma \cosh(i\lambda \partial_x) \simeq (mc^2 t + \nu)/\hbar + i\alpha \partial_x^2,$$

$$\gamma_0 \sinh(i\lambda \partial_x) \simeq i\beta \partial_x,$$

$$\sigma \cosh(\chi - \delta_R) \simeq \left[mc^2 t + \frac{(p - \delta)^2}{2m} + \nu \right] / \hbar, \quad (\text{П.7})$$

$$\gamma_0 \sinh(\chi - \delta_R) \simeq (p - \delta)\delta_1 / m\hbar.$$

4. Действие операторов $e^{ia \cosh(i\partial_x)}$ и $e^{ib \sinh(i\partial_x)}$ на произвольную функцию $\phi(x)$ задается соотношениями [1]

$$e^{ia \cosh(i\partial_x)} \phi(x) = \frac{i \operatorname{sgn} a}{2}. \quad (\text{П.8})$$

$$\begin{aligned} & \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\pi}{2}(x-x') \operatorname{sgn} a} H_{i(x-x')}^{(m)}(|a|) \phi(x') dx', \\ e^{ib \sinh(i\partial_x)} \phi(x) = & \\ = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{\pi(x-x')}{2} \operatorname{sgn} b} K_{i(x-x')}(|b|) \phi(x') dx', & \quad (\text{П.9}) \end{aligned}$$

где $H_{ix}^{(m)}(z)$ - функция Ганкеля, $K_{ix}(z)$ - функция Макдональда, а $m = (3 - \operatorname{sgn} a)/2$. По-

скольку $\lim_{c \rightarrow \infty} mc^2 [\cosh(i\lambda \partial_x) - 1] = -\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2$, то

формула (П.8) является “релятивистским” аналогом формулы (П.3) и, поэтому в нерелятивистском пределе $c \rightarrow \infty$ они должны совпадать.

5. Получим предельное соотношение между функциями $K_\nu(x)$ и $Ai(x)$. Так как

$$\begin{aligned} \lim_{c \rightarrow \infty} \psi_E^{(0)}(x, 0) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} \lim_{c \rightarrow \infty} \xi(p, x) \phi_E^{(0)}(p, 0) d\Omega_p = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{ipx}{\hbar}} \phi_{NE_N}^{(0)}(p, 0) dp = \psi_{NE_N}^{(0)}(x, 0), \end{aligned}$$

то искомое соотношение будет таким

$$\lim_{a \rightarrow \infty} \sqrt[3]{a} e^{\frac{\pi}{2}(a+x\sqrt[3]{a})} K_{i(a+x\sqrt[3]{a})}(a) = \pi^3 \sqrt[3]{2} Ai(-x\sqrt[3]{2}) \quad (\text{П.10})$$

6. Приведем также известное операторное соотношение, используемое в тексте,

$$\begin{aligned} e^A B e^{-A} &= B + [A, B] + \\ &+ \frac{1}{2!} [A, [A, B]] + \frac{1}{3!} [A, [A, [A, B]]] + \dots \quad (\text{П.11}) \end{aligned}$$

1. Sh.M.Nagiyev, K.Sh.Jafarova, *Relativistic quantum particle in a time-dependent homogeneous field*, *Phys.Lett.*, **A377** (2013) 747-752.
2. V.V.Doodonov, V.I.Manko, O.V.Shakmistova, *Winger fuctions of a particle in a time-dependent uniform field*, *Phys.Lett.*, **A 102** (1984) 295-297.
3. V.G.Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, N.B.Skachkov, *Quasipotential approach and thee expansion in relativistic spherical functions*, *Nuovo Cim.*, **55** (1968) 233-257.
4. В.Г.Кадышевский, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Скачков, *Трехмерная формулировка релятивистской проблемы двух тел*, *Пробл. Физ. ЭЧАЯ*, **2** (1972) 635-690.
5. K.A.Milton, I.L.Solovtsov, *Relativistic Coulomb Resummation in QCD Mod*, *Phys. Lett.*, **A16** (2001) 2213-2219.
6. Sh.M.Nagiyev, E.I.Jafarov, R.M.Imanov, L.Homorodean, *A relativistic model of the isotropic three-dimensional singular oscillator*, *Phys. Lett.*, **A334** (2005) 260-266.
7. Sh.M.Nagiyev, S.I.Guliyeva, *Relativistic quantum particle in an homogenous external fiel*, *Phys. Lett.*, **A373** (2009) 2810-2813.
8. S.N.M.Ruijsenaars, H.Shneider, *A new class of integrable systems and its relation to solitions*, *Ann. Phys.*, **170** (1986) 370-405.
9. J.F.Van Diejen, *Difference Cologero-Moser systems and Toda chains*, *J.Math. Phys.*, **36** (1995) 1300-1323.
10. V.Aldaya, J.Guerrero, *Finite-diffrence equetions in relativistic quantum mechanics*,

- J. Phys. A: Math. Gen.*, **28** (1995) L137-L145.
11. A.Howard, N.H.March, *Fermion particle density equations in relation to relativistic density functional theory*, *Int.Quantum Chem.*, **101** (2005) 651–657.
12. А.П.Прудников, Ю.А.Брычков, О.И.Маричев, *Интегралы и ряды. Элементарные функции*, М., Наука,(1981) 800.
13. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, М., (1989) 767.
14. N.L.Balazs, B.K.Jennings, *Wigner's functions and other distribution functions in Mock phase space*, *Phys. Rep.*, **104** (1984) 347-391.
15. Sh.M.Nağıyev, K.Sh.Jafarova, S.I.Quliyeva, *Bəzi birölçülü relyativistik sistemlər üçün kvant paylanma funksiyaları*, *AJP Fizika, sec. Az.*, **27**(2011) 10-15.
16. S.Nouri, *Wigner phase-space distribution function for the hydrogen atom*, *Phys. Rev. A*, **57** (1998) 1526-1528.
17. Ш.М.Нагиев, *Движение в переменном квазиоднородном поле и операторные тождества*, *AJP Fizika, sec. Az.*, **19** (2013) 129-136.

DƏYİŞƏN XARİCİ BİRCİNS SAHƏDƏ RELYATİVİSTİK KVANT ZƏRRƏCİYİNİN VİQNER FUNKSİYASI

Ş.M.NAĞİYEV, K.Ş.CƏFƏROVA

Relyativistik sonlu-fərq kvant mexanikası çərçivəsində xarici dəyişən bircins sahədə relyativistik kvant zərrəciyi modeli üçün evolyusiya operatoru və Viqner paylanma funksiyası qurulmuş, enerji səviyyələri arasında keçid amplitudları hesablanmışdır. Alınmış ifadələrin $\mathcal{C} \rightarrow \infty$ limitlərinə baxılmış, $\exp(g(y)\partial_y)$ şəkilli operatorun funksiyaya təsiri təyin olunmuşdur, burada $g(y)$ istənilən funksiya ola bilər.

WIGNER FUNCTION OF A RELATIVISTIC QUANTUM PARTICLE IN AN EXTERNAL TIME-DEPENDENT HOMOGENOUS FIELD

Sh.M.NAGİYEV, K.Sh.JAFAROVA

In the framework of the relativistic finite-difference quantum mechanics the Wigner distribution function and an evolution operator for the relativistic particle in an external time-dependent homogenous field have been constructed. The transition amplitudes between the energy eigenstates has been calculated. The non-relativistic limit of the obtained expressions has been received. A rule of an action of the operators of the type $\exp(g(y)\partial_y)$ on functions has also established.

Редактор: акад.. О.А.Абдинов

UOT: 621. 315

GaS KRİSTALINDA İnAs KVANT NÖQTƏLƏRİN YARADILMASININ NƏZƏRİ ÖYRƏNİLMƏSİ

M.M.CAHANGİROV, F.İ.ƏHMƏDOV

*Azərbaycan MEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ-1143, Bakı şəh, B.Vahabzadə, 9
muradcahangirov@mail.ru*

Daxil olub: 02.06.2014
Çapa verilib: 01.07.2014

REFERAT

İşdə ion implantasiyası ilə GaS monokristalında nanohissəciklərin yaradılması üçün nəzəri hesablamalar aparılmışdır. Enerjisi 426keV, dozası $4,1 \cdot 10^{16} \text{sm}^{-2}$ olan İn ionu, 290keV enerjili, $4,8 \cdot 10^{16} \text{sm}^{-2}$ dozalı As ionu seçilərək, GaS kristalında 150nm dərinliyində və radiusu $1 \div 32 \text{nm}$ ölçüsündə İnAs kvant nöqtəsinin yaradılmasının modeli qurulmuşdur.

Açar sözləri: enerji səviyyəsi, kvant nöqtəsi, nanohissəcik, nanoölçü, heterostruktur, kritik doza.

I. GİRİŞ

Nanometr tərtibində olan yarımkeçirici sistemlərin fiziki xassələrinin yaxşılaşdırılması istiqamətində aparılan tədqiqatlar son iyirmi ildə bərk cisimlər fizikasında yeni bir araşdırma sahəsi meydana çıxarmışdır. Bir çox tədqiqatlarda fərqli enerji strukturuna malik olan yarımkeçirici İnAs-Si, GaSb-Si, İnAs-GaAs, Ge-Si, İnGaN-GaN, İnGaAs-GaAs, CdSe-ZnSe birləşmələrini bir araya gətirməklə nanoölçülü sturukturlar yaradılmışdır [1-7]. Bu sturukturlar kvant nöqtələri şəklində elektron və optik cihazların (*televiziya, kompüter və mobil telefonlar, günəş batareyaları, LED işıqlandırma, tibbi diaqnostika*) hazır-lanması təbiiq olunur. Bu səbəbdən son zamanlar nəzəri və təcrübi araşdırmaların çoxunda bu sistemlərin müəyyən fiziki xassələrini öyrənmək və aydınlaşdırmaq üçün işlər aparılır [4,6,7].

Kvant nöqtə yükdaşıyıcılarının hərəkəti üç istiqamətdə ölçülü kvantlanan obyektir (ölçüləri $2 \div 10 \text{nm}$ tərtibində olub, kub yaxud küre şəklində olan “süni atom”). Kvant nöqtələrini xarakterizə etmək üçün eksitonun Bor radiusunu, implantasiya olunan ionların enerjilərinin seçilməsi, amorflaşma dozasının təyini və Kvant nöqtələrinin hansı dərinlikdə yaradılmasını müəyyən etmək olduqca əhəmiyyətlidir. Eksitonun Bor radiusu yarımkeçirici nanokristallarda kvant effektlərinin müşahidə olunması miqyasını xarakterizə edir [10]. Kvant nöqtələri

həm eksitonun Bor radiusundan, həm də enerji səviyyələrinin ölçülərindən asılı olduğundan, kvant nöqtələrinin ölçülərini dəyişməklə enerji səviyyələrini dəyişdirə biləcəyimiz yarımkeçirici struktur alınır ki, bu da yarımkeçirici cihazlar üçün çox mühüm əhəmiyyətə malikdir. Kvant nöqtəsi kifayət qədər kiçik olmalıdır ki, kvant effektləri özünü göstərsin. Kvant nöqtələrini müxtəlif yarımkeçiricilərdən hazırlamaq mümkündür [9].

Hazırda müxtəlif sahələrdə tətbiq olunan, diametri $2 \div 15$ nanometr ölçüsündə olan kvant nöqtələri, periodik cədvəlin II-VI, III-V və III-VI qrup birləşmələri əsasında yaradılmışdır. Lakin, yarımkeçiricilərin A^3B^5 nanokristallarının A^3B^6 birləşmələrində yaradılması öyrənilməmişdir. A^3B^6 birləşməli laylı yarımkeçirici materillər yük-sək fətohəssaslığa malik olduğu üçün, optoelektron cihazların və elementar hissəcikləri qeyd edən detektorlarının hazırlanmasında istifadəsi böyük maraq kəsb edir. Bu məqsədlə işdə GaS birləşmələrində İnAs nanokristallarının yaradılması üçün zəruri şərtlər təyin edilmişdir.

II. NÜMUNƏNİN ALINMASI VƏ ÖLÇMƏ METODİKASI

Tərəfimizdən təklif olunan A^3B^6 birləşməli laylı yarımkeçiricilərdən olan GaS monokristalı Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Radiasiya Problemləri İnstitutunda Briçmen üsulu ilə alınmışdır. Alınmış kristalın otaq tempe-

raturunda məxsusi müqaviməti laylara parallel və perpendikulyar istiqamətdə uyğun olaraq $2 \cdot 10^9 \text{Om} \cdot \text{sm}$ və $1 \cdot 10^8 \text{Om} \cdot \text{sm}$ tərtibindədir. GaS monokristalında enerjiləri 0,65eV və 0,90eV olan iki akseptor səviyyə, enerjisi 0,57eV olan bir donör səviyyə vardır. Akseptor səviyyənin ionlaşma enerjisi $0,18 \div 0,23 \text{eV}$, konsentrasiyası isə 10^{11}sm^{-3} tərtibindədir. Deşiklərin tutulma kəsiyinin sahəsi isə 10^{-16}sm^2 -dir[8].

III. ALINMIŞ NƏTİCƏLƏRİN İZAHİ

İşdə, A^3B^5 nanokristallarının GaS birləşmələrində yaradılması üçün ion implantasiya üsulundan istifadə etməklə müxtəlif ionlar (*Ga*, *As*, *In*, *Sn*, *Sb*) seçilmişdir. *GaS* monokristalında *Ga*, *As*, *In*, *Sn*, *Sb* ionlarının qaçış yolu, ionların yaratdığı vakansiyaların sayı, ionlarının konsentrasiyalarının dərinliyə görə paylanması, kritik doza, nanohissəciyin yaranması üçün lazım olan doza və eksitonun Bor radiusu hesablanmışdır.

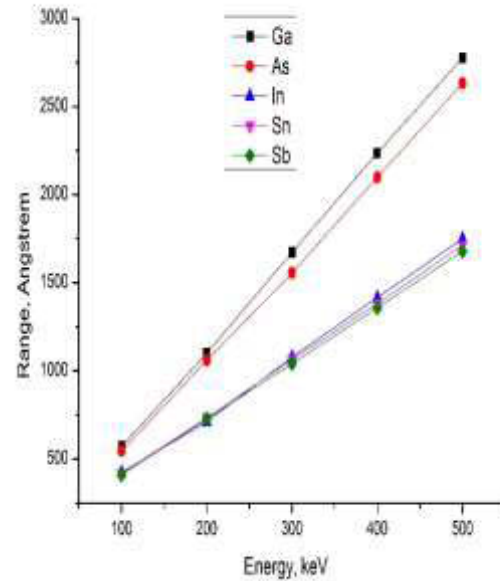
Məlumdur ki, ionların qaçış yolu, istiqaməti və atomların dərinliyə görə paylanması ion implantasiyası üçün çox əhəmiyyətli prosesdir. İmplantasiya olunmuş ionların dərinliyə görə paylanması və qaçış yolu ionların ilkin yük halındanda asılıdır. İonların yük halı artdıqca qaçış yolları azalır.

Tədqiq olunan işdə *Ga*, *As*, *In*, *Sn*, *Sb* ionlarının müsbət yük halı götürülmüşdür. İonların enerjisinin $100 \div 500 \text{keV}$ intervallarında qaçış yolları *GaS* kristalında SRİM proqramı vasitəsilə hesablanmışdır[11]. İonlar səthə normal istiqamətdə implantasiyaya edilmişdir. Şəkil. 1. *GaS* monokristalında (*Ga*, *As*, *In*, *Sn*, *Sb*) ionlarının qaçış yollarının enerjidən asılılığı göstərilmişdir. Göründüyü kimi ağır yüklü ionlar (*In*, *Sn*, *Sb*) eyni bir enerjiddə çox yaxın qaçış yoluna malikdirlər. Yüngül ionlar isə (*Ga*, *As*) ağır yüklü ionlardan fərqli olaraq həmin enerjilərdə qaçış yolları kəskin fərqlənir.

Qrafikdən göründüyü kimi 150nm dərinlikdə *InAs* nanohissəcikləri yaratmaq üçün, *As*-in enerjisi 290keV , *In*-un enerjisi isə 426keV -ə uyğun gəlir.

In və *As* ionlarının (426keV və 290keV enerjiyə malik) *GaS* kristalının üzərinə normal istiqamətdə implantasiyası zamanı enerji itirilməsi baş verir. *GaS* kristalının üzərinə düşən *In* və *As* ionları öz enerjilərini (*E*), elektronlarla baş verən ionizasiyaya (I_1), qəfəsin atomlarının qop-

masına (Q_1), qəfəsin fononlarının yaranmasına (F_1) sərf edir.



Şəkil 1.

GaS monokristalında *Ga*, *As*, *In*, *Sn*, *Sb* ionlarının qaçış yollarının enerjidən asılılığı

Kifayət qədər enerji alaraq qəfəsdən qopan *Ga* və *S* atomlarında öz enerjilərinin elektronlarla baş verən ionizasiyaya (I_2), qəfəsin atomlarının qopmasına (Q_2), qəfəsin fononlarının yaranmasına (F_2) sərf edir. Bu enerji itgilərinin qiyməti uyğun olaraq cədvəldə göstərilmişdir.

Cədvəl

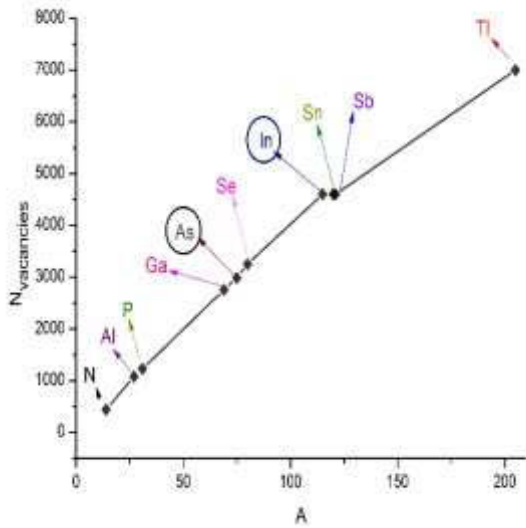
İon	E (keV)	I_1 (keV)	Q (keV)	F_1 (keV)	I_2 (keV)	Q_2 (keV)	F_2 (keV)
<i>In</i>	426	39.5	0.38	1.11	121.2	12.26	251.9
	290	37.81	0.32	1.02	75	8.12	167.74

İon implantasiyası zamanı vakansiyaların yaranması qaçılmazdır. Nəzərə alsaq ki, implantasiya olunan ionlar ağır ionlar olduğundan (*Ga*, *As*, *In*, *Sn*, *Sb*), bu ionların vakansiya yaratmaq effektivliyi çox yüksək olar. 300keV enerjiddə ağır ionların (*In*, *Sn*, *Sb*) qaçış yolları təqribən 120nm olduğu halda, yüngül ionların (*Ga*, *As*) qaçış yolları isə uyğun olaraq 160nm və 170nm qiymətini alır. Şəkil.2-də *Ga*, *As*, *In*, *Sn*, *Sb* ionlarının yaratdığı vakansiyaların sayının ionların kütlə ədədindən asılılığı qurulmuşdur. *GaS* kristalında *Ga*, *As*, *In*, *Sn*, *Sb* ionlarının yaratdığı va-kansiyaların sayı uyğun olaraq 2755, 2985, 4597, 4597, 4597 olduğu müəyyən edilmişdir.

Şəkindən görünür ki, atomların sıra nömrəsi artdıqca yaranan vakansiyaların sayı artır. Yaranan radiasiya defektlərinin konsentrasiyasının müəyyən qiymətindən sonra GaS kristalında amorflaşma prosesi baş verir. Amorflaşma prosesinin başlanması kritik doza ilə xarakterizə edilir. Kritik dozanın qiyməti aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir[9].

$$F_{kritik} = \frac{10^{21} \cdot R}{E} \quad (1)$$

(1) ifadəsindən istifadə etməklə GaS kristalı üçün 426keV enerjili İn və 290keV enerjili As üçün uyğun olaraq kritik dozanın qiyməti $3,5 \cdot 10^{13}$ ion/sm² və $5,2 \cdot 10^{13}$ ion/sm² olduğu müəyyən olunmuşdur.



Şəkil.2

GaS kristalında Ga, As, İn, Sn, Sb, ionlarının yaratdığı vakansiyaların sayının ionların atom kütlə ədədindən asılılığı

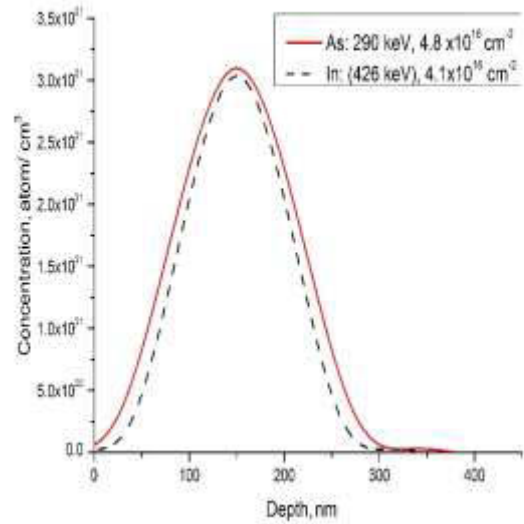
Yarımkəçirici birləşmələrdə nanohissəciklərin yaradılması üçün implantasiya olunan ionların konsentrasiyası ümumi ionların konsentrasiyasının 6÷10%-ni təşkil etməlidir. Nəzərə alsaq ki, GaS-in 1sm³-də $3,2 \cdot 10^{22}$ sayda komponent varsa, onda implantasiya olunan ionların konsentrasiyası $1,9 \cdot 10^{21}$ sm⁻³÷ $3,2 \cdot 10^{21}$ sm⁻³ intervalında olmalıdır. Bu konsentrasiyaya uyğun gələn implantasiya dozası isə İn üçün $4,1 \cdot 10^{16}$ sm⁻² və As üçün isə $4,8 \cdot 10^{16}$ sm⁻² tərtibində olduğu müəyyən edilmişdir. İonların GaS kristalında dərinliyə görə paylanmasını müəyyən etmək üçün Gauss paylanmasından istifadə edilmişdir (2).

$$N(x) = \frac{D}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \exp\left[-(x - R_p)^2 / (2\Delta R_p^2)\right], \quad (2)$$

$$N_{\max} = \frac{D}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p}, \quad (3)$$

burada ΔR_p – proyeksiya qaçışının orta kvadratik sarpması, $N_{\max}$ isə normallaşdırma şərtinə əsasən təyin edilən konsentrasiyanın maksimal qiymətidir [9].

Şəkil 3-də 426keV enerjili, $4,1 \cdot 10^{16}$ sm⁻² dozalı İn və 290keV enerjili, $4,8 \cdot 10^{16}$ sm⁻² dozalı As ionlarının dərinliyə görə konsentrasiyalarının paylanması göstərilmişdir. 150nm dərinlikdə İn və As ionlarının maksimum konsentrasiyaları $3 \cdot 10^{21}$ atom/sm³ qiymətini alır. Bu isə o deməkdir ki, GaS kristalında İn və As ionlarından ibarət olan kvant nöqtələrinin maksimum yaranma ehtimalı 150nm dərinlikdə müşahidə olunmalıdır.



Şəkil.3.

GaS kristalında $4,1 \cdot 10^{16}$ sm⁻² dozalı İn və $4,8 \cdot 10^{16}$ sm⁻² dozalı As ionlarının dərinliyə görə konsentrasiyalarının paylanması

Məlumdur ki, kvant effektlərini araşdırılmasında eksitonun Bor radiusu əsas rol oynayır [10]. Eksitonun Bor radiusu aşağıdakı ifadəsi ilə hesablanır.

$$a_B = \frac{\hbar^2 \varepsilon \varepsilon_0}{\mu e^2}, \quad (4)$$

burada ε -maddənin dielektrik nüfuzluğu, ε_0 -elektrik sabiti, $\hbar$ -Plank sabiti, e -elektronun yükü, μ -elektron dəşik cütü üçün gətirilmiş

(effektiv) kütlədir. Gətirilmiş kütlə $\mu = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*}$ ifadəsinə əsasən təyin edilir. Burada m_e^* və m_h^* müvafiq olaraq elektron və dəşiklərin effektiv kütləsidir.

Tədqiq olunan işdə yaranan InAs kvant nöqtələrinin ölçülərini müəyyən etmək üçün eksitonun Bor radiusu (4) ifadəsi ilə hesablanaraq $a_B \approx 32\text{nm}$ qiyməti alınmışdır. Bu isə aralıq və güclü konfayment (fəza məhdudiyyəti) şərtləri daxilində yaranan kvant nöqtələrinin $1 \div 32\text{nm}$ intervalında müşahidə olunmasına zəmin yaradır. Alınmış bu qiymət digər nəzəri və təcrübi qiymətlərlə uyğunluq təşkil edir [10,12].

Beləliklə, enerjisi 426keV , dozası $4,1 \cdot 10^{16}\text{sm}^{-2}$ olan In ionu, 290keV enerjili, $4,8 \cdot 10^{16}\text{sm}^{-2}$ dozalı As ionu ilə GaS monokristalında 150nm dərinliyində radiusu $1 \div 32\text{nm}$ ölçüsündə InAs kvant nöqtəsinin yaranmasının mümkünüyü müəyyən edilmişdir.

Bu iş Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Elmin inkişafı Fondunun maliyyə yardımı ilə yerinə yetirilmişdir. Qrant № EIF-BGM-2-BRFTE-1-2012/2013-07/06/1.

1. A.V.Бакланов, А.А.Гуткин, П.Н.Брунков, А.Ю.Егоров, С.Г.Конников, *Анализ процессов термической эмиссии электронов из массивов InAs квантовых точек в слое объемного заряда GaAs-матрицы*, ФТП, **48** (2014) 1186-1191
2. М.М.Соболев, И.М.Гаджиев, М.С.Буяло, В.Н.Неведомский, Ю.М.Задиранов, Р.В.Золотарева, А.П.Васильев, В.М.Устинов, *Влияние толщины прослойки GaAs на квантовое связывание и оптическую поляризацию вертикально-коррелированной 10-слойной системы квантовых точек InAs/GaAs*, ФТП, **48** (2014) 1059-1064
3. А.А.Блошкин, А.И.Якимов, В.А.Тимофеев, А.В.Двуреченский, *Процесс захвата дырок в гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge*, ФТП, **48** (2014) 1065-1069.

4. Г.В.Климко, С.В.Сорокин, И.В.Седова, С.В.Гронин, Ф.Лиачи, В.Х.Кайбышев, В.А.Севрюк, П.Н.Брунков, А.А.Ситникова, А.А.Торопов, С.В.Иванов, *Молекулярно-пучковая эпитаксия гибридных AlGaAs/Zn(Mn)Se наноструктур с квантовыми точками InAs/AlGaAs вблизи гетеровалентного интерфейса*, ФТП, **48** (2014) 36-43.
5. В.Ю.Паневин, А.Н.Софронов, Л.Е.Воробьев, Д.А.Фирсов, В.А.Шалыгин, М.Я.Винниченко, Р.М.Балагула, А.А.Тонких, Р.Werner, B.Fuhrman, G.Schmidt, *Латеральная фотопроводимость структур с квантовыми точками Ge/Si*, ФТП, **47** (2013) 1599-1603.
6. Е.Д.Павлова, А.П.Горшков, А.И.Бобров, Н.В.Малехонова, Б.Н.Звонков, *Исследование гетероструктур с комбинированным слоем квантовых точек/квантовой ямы In(Ga)As/GaAs и delta-слоем Mn*, ФТП, **47** (2013) 1617-1620.
7. Ф.И.Зубов, Ю.М.Шерняков, В.Максимов, А.Е.Жуков, Д.А.Лившиц, А.С.Паюсов, А.М.Надточий, А.В.Савельев, Н.В.Крыжановская, Н.Ю.Гордеев, *Спектральная зависимость фактора уширения линии в лазерах на квантовых точках*, ФТП, **47** (2013) 1681-16861.
8. А.З.Абасова, Р.С.Мадатов, В.И.Стафеев, *Радиационно-стимулированные процессы в халькогенидных структурах*, Баку, «Элм» (2010) 352.
9. Ф.Ф.Комаров, *Ионная и фотонная обработка материалов*, Белгосуниверситет, Минск, (1998) 209.
10. N.Korti-Bağdadli, A.Elhasnaine Merad, T.Benouz, *Columbia International Publishing American Journal of Materials Science and Technology*, (2013) 65-73.
11. <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>
12. S.V.Karpov, S.V.Mikushev, *Electron-hole excitations in CdSe quantum dots under strong and intermediate confinement conditions*, *Physics of the Solid State*, (2010) 1750-1756.

THEORETICAL STUDY OF THE CREATING OF THE InAs QUANTUM DOTS ON THE GaS CRYSTALS

M. M. JAHANGİROV, F. İ. AHMADODOV

Theoretical calculations have been conducted in the work for generation of the nanoparticles in GaS compounds with ion implantation. Energy 426keV , dose $4,1 \cdot 10^{16}\text{sm}^{-2}$ with In ion of 290keV energy, $4,8 \cdot 10^{16}\text{sm}^{-2}$ dose the model of the generation of InAs quantum dots in the GaS crystal with 150nm deepness and with $1 \div 32\text{nm}$ radius.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО СОЗДАНИЮ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК НА ОСНОВЕ InAs В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaS

М. М. ДЖАХАНГИРОВ, Ф. И. АХМЕДОВ

Теоретически показано, что при выборе для ионной имплантации в монокристалл GaS ионов In с параметрами энергии налетающего иона 426кэВ , дозой $4,1 \cdot 10^{16}\text{см}^{-2}$ и ионов As с параметрами энергии налетающего иона 290кэВ , дозой $4,8 \cdot 10^{16}\text{см}^{-2}$ на глубине 150нм возможно создание наноразмерных образований величиной $1\text{-}32\text{нм}$.

Редактор: д.ф.-м. н.Ш.М.Нагиев

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ ЭЛЕКТРОННОГО ТИПА
НОСИТЕЛЕЙ ВО ВНЕШНЕМ ПОСТОЯННОМ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

А.М.ГАШИМОВ¹, Э.Р.ГАСАНОВ²

Институт Физики НАН Азербайджана¹

AZ-1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131

БГУ, Институт Физических проблем²

AZ-1143, Баку, ул. Халилова, 23

arif@physics.ab.az

Получена: 02.06.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

Построена теория излучения энергии в постоянных электрических и магнитных полях в проводящих средах с одним типом носителей тока. Получено аналитическое выражение для частоты излучения. Вычислены вещественные и мнимые части импеданса. Определены интервалы изменения электрических и магнитных полей.

Ключевые слова: излучение, частота, энергия, импеданс, магнитное поле.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение кинетических свойств проводящих сред с точки зрения теории и практики является очень интересным. Металлы, полуметаллы и полупроводники и их смеси являются основными материалами для изготовления электронных приборов, усилителей, генераторов и т.д. Основным интерес представляет применение многодолинных полупроводников, на основе которых изготовлены генераторы Ганна. Эти приборы работают в интервале частот $10^7 \div 10^{11}$ Гц и активно используются в космической технике. Исследование, выполненное в данной работе, опирается на широко используемую полевою аппроксимацию. При частотах $10^7 \div 10^{11}$ Гц в GaAs полный ток колеблется и электрические заряды перераспределяются неоднородным образом. Неоднородное распределение заряда приводит к зависимостям подвижностей, концентраций от электрического поля. Дрейфовая скорость $v_d(E)$, а с ней и подвижность $\mu(E)$ и

концентрация носителей $n(E)$ от электрического поля E в общем случае зависят нелинейно.

Из-за нелинейности $v_d(E)$, $n(E)$ теоретическое исследование затруднено. Излучение происходит с очень высокой частотой и при этом образец находится в неравновесном состоянии. Это состояние является неустойчивым. Теория неравновесных состояний требует использования на практике различных адекватных приближений [1]. Амплитуда электрического тока зависит от времени сложным образом. По этой причине кинетические уравнения, описывающие неустойчивые состояния, являются нелинейными [2]. Характерно, что когда начинаются колебания тока, образец делится на различные участки с разными значениями электрического поля. Эти участки (домены) возникают и исчезают с частотой $10^7 \div 10^{11}$ Гц. Размеры этих доменов намного меньше размера образца. Внутри образца скорость движения доменов может

иметь значения $v < v_d$, либо $v = v_d$, либо $v > v_d$, где v_d скорость дрейфа. Неустойчивые состояния образцов сильно зависят от рода полупроводника. Если проводимость создается только электронами, то частота излучения сильно отличается от частоты излучения в случае наличия обоих типов (электронов и дырок) носителей. Волна внутри образца может возникать в данной точке, неограниченно нарастая (абсолютная неустойчивость) или возникая, конвективная неустойчивость распространяется по всему образцу [3].

Если возникающая волна выходит наружу (при этом в образце происходит колебание тока), то импеданс кристалла, будучи функцией частоты, как комплексная величина, имеет на этой частоте отрицательную вещественную часть [3]. Эффект Ганна происходит за счёт появления в образце отрицательной дифференциальной проводимости (сопротивления). Обязательное условие для возникновения колебаний в диоде Ганна независимо от типа режима его работы (с доменами или без доменов) – это наличие в образце отрицательной дифференциальной проводимости (сопротивления). В рассматриваемом нами случае дрейфовой нелинейности, как показано в [3], условия флуктуационной неустойчивости эквивалентны условиям неустойчивости по импедансу. Именно эта эквивалентность позволяет эффективно применять импедансный подход к анализу развития флуктуаций. Вычисление импеданса дает возможность теоретического анализа неустойчивых состояний, в результате которых образец начинает излучать. При вычислении импеданса нужно учитывать значения электрического поля на границах образца (граничные условия).

Колебания тока при наличии обоих типов носителей тока теоретически изучены в [1]. В данной работе построена теория колебаний тока в образце с одним типом носителей при наличии постоянных внешних электрических E_0 и магнитных H_0 полей. Вычислив импеданс, будут определены интервалы изменения внешних электрических и магнитных полей. Отметим, что используемые в данной работе приближения удовлетворяются во многих экспериментах.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Плотность тока с одним типом носителей тока во внешнем электрическом E и магнитном H полях имеет вид [5,6]:

$$\vec{j} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} + \sigma_1 \left[\vec{E} \vec{H} \right] + \sigma_2 \vec{H} \left(\vec{E} \vec{H} \right) + D \nabla \rho - D_1 \left[\nabla \rho \vec{H} \right] + D_2 \vec{H} \left(\nabla \rho \vec{H} \right) \quad (1)$$

здесь $\sigma = en\mu$ – омическая проводимость, $\sigma_1 = en\mu_1 H_0$ – холловская проводимость, $\sigma_2 = en\mu_1 H_0^2$ – фокусировочная проводимость, $D, D_1 H_0, D_2^2 H_0^2$ соответствующие коэффициенты диффузии, $\rho = en$ плотность носителей заряда.

Связь электрических и магнитных полей, а также электрического поля с плотностью заряда в среде имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -c \operatorname{rot} \vec{E}, \quad \operatorname{div} \vec{E} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho, \quad (2)$$

здесь c – скорость распространения электромагнитных полей в вакууме, ε – диэлектрическая проницаемость образца.

Из уравнений (1,2) при условии

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'; \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}'; \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad i(\vec{k} \vec{r} - \omega t) \quad (E', H', \rho') \sim e \quad (3)$$

для плотности тока $\vec{j}'$, получаем:

$$\begin{aligned} \vec{j}' = & \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}'}{\partial t} + \sigma_0 \vec{E}' + \left(\frac{\varepsilon}{4\pi} \mu_0 \operatorname{div} \vec{E}' + \rho_0 \mu_0 \varphi_{\mu} \frac{\vec{E}_0 \vec{E}'}{E_0^2} \right) \vec{E}_0 + \\ & i \frac{c \sigma_{10}}{\omega} \left[\vec{E}_0 \operatorname{rot} \vec{E}' \right] - \sigma_{10} \left[\vec{E}' \vec{H}_0 \right] - \left(\frac{\varepsilon}{4\pi} \mu_{10} \operatorname{div} \vec{E}' + \rho_0 \mu_{10} \varphi_{\mu 1} \frac{\vec{E}_0 \vec{E}'}{E_0^2} \right) \\ & \left[\vec{E}_0 \vec{H}_0 \right] - \frac{ic \sigma_{20}}{\omega} \operatorname{rot} \vec{E}' \left(\vec{E}_0 \vec{H}_0 \right) + \sigma_2^0 \vec{H}_0 \left(\vec{E}' \vec{H}_0 \right) - \\ & - \frac{ic \sigma_{20}}{\omega} \vec{H}_0 \left(\vec{E}_0 \operatorname{rot} \vec{E}' \right) + \left(\frac{\varepsilon}{4\pi} \mu_{20} \operatorname{div} \vec{E}' + \rho_0 \mu_{20} \varphi_{\mu 2} \frac{\vec{E}_0 \vec{E}'}{E_0^2} \right) \vec{H}_0 \times \\ & \times \left(\vec{E}_0 \vec{H}_0 \right) + \frac{\varepsilon D}{4\pi} \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E}' - \frac{\varepsilon D_1}{4\pi} \left[\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E}' \vec{H}_0 \right] + \\ & + \frac{\varepsilon}{4\pi} D_2 \vec{H}_0 \left(\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E}' \vec{H}_0 \right) \end{aligned}$$

здесь

$$\varphi = 2 \frac{d \ln \mu}{d \ln E_0^2}; \quad \varphi_1 = 2 \frac{d \ln \mu_1}{d \ln E_0^2}; \quad \varphi_2 = 2 \frac{d \ln \mu_2}{d \ln E_0^2}. \quad (4)$$

Из векторного уравнения (4) видно, что для определения компонентов плотности тока j'_x, j'_y, j'_z нужно учесть как внешнее электрическое поле $\vec{E}_0$, так и магнитное поле $\vec{H}_0$, направленные вдоль координатных осей. Будем выбирать следующие направления: $\vec{E}_0 = \vec{i}_0 E_0$, $\vec{H}_0 = \vec{k}_0 H_0$, ($\vec{i}_0, \vec{k}_0$ – единичный вектор по x и z).

Тогда компоненты плотности тока имеют следующий вид:

$$j'_x = -\frac{i\omega\varepsilon}{4\pi}E'_x + \sigma_0 E'_x + \left(\frac{\varepsilon}{4\pi} \mu_0 \operatorname{div} \vec{E}' + \rho_0 \mu_0 \varphi_\mu \frac{E'_x}{E_0} \right) E_0 + \sigma_{10} H_0 E'_y + \frac{\varepsilon D}{4\pi} \times \left(\frac{\partial^2 E'_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E'_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E'_z}{\partial x \partial z} \right) - \frac{\varepsilon D_1 H_0}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 E'_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E'_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E'_z}{\partial y \partial z} \right) \quad (5)$$

$$j'_y = -\frac{i\omega\varepsilon}{4\pi}E'_y + \sigma_0 E'_y + \frac{ic\sigma_{10}E_0}{\omega} \left(\frac{\partial E'_x}{\partial x} - \frac{\partial E'_y}{\partial z} \right) + \sigma_{10} H_0 E'_x + \frac{\varepsilon D}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 E'_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E'_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E'_z}{\partial y \partial z} \right) - \frac{\varepsilon D_1 H_0}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 E'_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E'_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E'_z}{\partial x \partial z} \right) \\ j'_z = -\frac{i\omega\varepsilon}{4\pi}E'_z + \sigma_0 E'_z + \frac{ic\sigma_{10}E_0}{\omega} \left(\frac{\partial E'_x}{\partial y} - \frac{\partial E'_y}{\partial x} \right) + \sigma_2^0 H_0^2 E'_z - \frac{ic\sigma_2^0 H_0 E_0}{\omega} \times \left(\frac{\partial E'_z}{\partial y} - \frac{\partial E'_y}{\partial z} \right) + \frac{\varepsilon D}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 E'_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 E'_y}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 E'_z}{\partial z^2} \right) + \frac{\varepsilon D_2 H_0^2}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 E'_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 E'_y}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 E'_z}{\partial z^2} \right)$$

Из (5) видно, что значения компонент плотности тока $\vec{j}'$ по направлениям x, y, z разные, и по этим направлениям образец имеет разные сопротивления, т.е. импеданс Z . В общем случае нужно вычислять импеданс по направлениям x, y, z . Однако известно, что экспериментально изучение проводится вдоль одного направления. Тогда значение импеданса по направлению x имеет вид:

$$Z = \frac{1}{j'_x S} \int_0^{L_x} E'(x) dx, \quad (6)$$

здесь S – площадь поперечного сечения образца, $j'_x S = I$ – полный ток.

Из условия $j'_y = 0, j'_z = 0$, определяем значения E'_y и E'_z , затем учитывая их в j'_x , получаем следующее дифференциальное уравнение относительно E'_x .

$$A \frac{\partial^2 E'(x)}{\partial x^2} - B \frac{\partial E'(x)}{\partial x} - C E' = (a_2) j'_x, \quad (7)$$

$$\text{здесь } A = \left(\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\sigma_{20}}{\sigma_{10}} b - a_2 D \right) \left(1 - i \frac{\varepsilon \omega}{4\pi \sigma_{10}} \right),$$

$$B = \frac{\varepsilon}{4\pi} \left(v_0 a_1 + i \frac{D k_y \sigma_{20}}{\sigma_{10}} b \right) \left(1 - i \frac{\varepsilon \omega}{4\pi \sigma_{10}} \right),$$

$$C = \frac{\varepsilon \omega a}{4\pi} + \sigma_{20} b \left(1 - i \frac{\varepsilon \omega}{4\pi \sigma_{10}} \right),$$

$$a = a_2 \left[i - \frac{4\pi \sigma_0 (1 + \varphi)}{\varepsilon \omega} \right], \quad a_1 = \left(i \frac{k_y D_1}{\omega} - 1 \right),$$

$$a_2 = 1 + i \frac{4\pi \sigma_0 + \sigma_{20}}{\varepsilon \omega}, \quad b = 1 + \frac{\varepsilon D_1 k_y k_z}{4\pi \sigma_{10}} + i \frac{v_0 \varepsilon (k_y + k_z)}{4\pi \sigma_{10}}.$$

При вычислении Z согласно (6) нужно учесть, что излучение по направлениям y и z ($j'_y = 0, j'_z = 0$) отсутствует. Тогда возникающие волны внутри образца по направлениям y и z являются стоячими и их волновые векторы определяются следующим образом:

$$k_y = \frac{\pi}{L_y} m_y, \quad k_z = \frac{\pi}{L_z} m_z,$$

(L_y, L_z – соответствующие размеры образца, $m_{y,z} = \pm 1, \pm 2, \dots$).

Учитывая вышесказанное, напомним:

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \left[\vec{i}_0 f(x) + \vec{j}_0 \phi_1(0) + \vec{k}_0 \phi_2(0) \right] \exp i(k_y y + k_z z - \omega t). \quad (8)$$

Решение неоднородного дифференциального уравнения (7) будем искать в следующем виде

$$E'(x) = C_1 e^{i\Gamma_1 x} + C_2 e^{i\Gamma_2 x} + C_0, \quad (9)$$

здесь C_1, C_2 – константы, определяющиеся из граничного условия электрического поля, C_0 – частное решение (7), Γ_1 и Γ_2 корни квадрат-

ного уравнения, соответствующего однородному дифференциальному уравнению, которое получается из (7) при $j'_x = 0$.

Из решения дифференциального уравнения (7) при $j'_x = 0$ получим:

$$\Gamma_1 L_x = F + F_1 + iF_2 = \alpha_1, \quad \Gamma_2 L_x = F - F_1 + iF_3 = \alpha_2,$$

$$F = \frac{\nu_0 k_y \sigma_0 \left(1 - \frac{D_1 \sigma_0}{D \omega}\right)}{2 D k_y^2 \omega}, \quad F_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{8\pi} \frac{\sigma_0}{D k_y^2}},$$

$$F_2 = i \left(\frac{\varepsilon}{8\pi} \frac{\sigma_0}{D k_y^2} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{8\pi} \frac{\sigma_0}{D k_y^2}} \right), \quad (10)$$

$$F_3 = i \left(\frac{\varepsilon}{8\pi} \frac{\sigma_0}{D k_y^2} - \sqrt{\frac{\varepsilon}{8\pi} \frac{\sigma_0}{D k_y^2}} \right)$$

Для нахождения C_1 и C_2 будем использовать условия однородности для электрического поля на границах образца

$$E'_x(0) = E'_x(L_x) = 0. \quad (11)$$

$$C_1 = \frac{C_0(1 - e^{\alpha_2})}{e^{\alpha_2} - e^{\alpha_1}}, \quad C_2 = \frac{C_0(e^{\alpha_1} - 1)}{e^{\alpha_2} - e^{\alpha_1}}. \quad (12)$$

Подставляя (9) в (6), получим для импеданса образца выражение:

$$\frac{Z}{Z_0} = \Phi \left[1 + i \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{L_x \Gamma_1 \Gamma_2} \cdot \frac{(e^{\alpha_2} - 1)(e^{\alpha_1} - 1)}{e^{\alpha_2} - e^{\alpha_1}} \right]$$

$$\phi = i \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\nu_0 k_y - k_y^2 D N}{\sigma_0 u}, \quad u = \left(\frac{\nu_0 k_y}{\omega} \right)^2 + \left(\frac{k_y^2 D_1}{\omega} \right)^2. \quad (13)$$

Выделяя вещественную и мнимую части импеданса из (13) получим:

$$\frac{\text{Re} Z}{Z_0} = M(R_1 + R_2 - 1) + M_1(R_4 - R_3),$$

$$\frac{\text{Im} Z}{Z_0} = M_1(1 - R_1 - R_2) + M(R_4 - R_3), \quad (14)$$

где $M = \frac{k_y^2 D N}{\sigma_0 u}$, $M_1 = \frac{\varepsilon \nu_0 k_y}{4\pi \sigma_0 u}$,

$$R_1 = [e^\delta (1 - \cos x_0) + \cos 2x_0] \frac{u_2 d}{N_1},$$

$$R_2 = (e^\delta \cos x_0 - \sin 2x_0) \frac{u_1 d}{N_1}, \quad R_3 = R_1 \frac{u_2}{u_1},$$

$$R_4 = R_2 \frac{u_1}{u_2}, \quad N = 1 + \frac{1}{2} \frac{\nu_0 \sigma_0}{k_y D_1 \omega}, \quad x_0 = -\frac{\nu_0 \sigma_0^2}{2 D k_y \omega^2},$$

$$u_1 = \left(\frac{\nu_0 \sigma_0}{2 D k_y \omega} \right)^2 \left(1 - \frac{D_1 \sigma_0}{D \omega} \right)^2, \quad d - \text{безразмерное}$$

число,

$$u_2 = \frac{\nu_0 \sigma_0^2}{D k_y \omega D_1 k_y^2} \frac{\varepsilon}{4\pi} \left(1 - \frac{D_1 \sigma_0}{D \omega} \right), \quad \delta = \frac{\varepsilon}{4\pi} \cdot \frac{\sigma_0}{D k_y^2},$$

$$N_1 = \left(\frac{\nu_0 \sigma_0}{2 D k_y \omega} \right)^2 \left(1 - \frac{D_1 \sigma_0}{D \omega} \right)^4 + \left(\frac{\varepsilon \nu_0 \sigma_0^2}{D k_y \omega D k_y^2} \right)^2 \left(1 - \frac{D_1 \sigma_0}{D \omega} \right)^2.$$

Подставляя эти величины в (14), получаем, что импеданс образца сложным образом зависит от электрического и магнитного полей. Видно, что $\text{Re} Z$ и $\text{Im} Z$ могут менять знак как осцилляционным образом вследствие изменения знаков тригонометрических функций, так и без осцилляций. Частоту колебания можно найти из решения следующего уравнения

$$-\text{Re} Z + r = 0, \quad (15)$$

где r - внешнее положительное сопротивление.

Подставляя $\text{Re} Z$ из (14) в (15), легко получим для частоты колебания выражение

$$\omega = \frac{\mu_0 H_0}{c} \sigma_0. \quad (16)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в вышеуказанных проводящих средах, находящихся во внешних постоянных электрическом и магнитном полях происходят колебания тока с частотой $\omega = \frac{\mu_0 H_0}{c} \sigma_0$, при этой частоте $\text{Im} Z > 0$. Конечно, кроме частоты (16) существуют и другие частоты колебания. Разумеется, эти частоты можно найти из уравнения (15) с учетом различных численных значений R_1 , R_2 , r , M , M_1 , u_1 , u_2 .

1. Л.Э.Гуревич, Э.Р.Гасанов, *Теория спонтанных колебаний тока в кристаллах типа германия, легированного золотом, ФТП, 3* (1969) 1201-1208.
2. В.Л.Бонч-Бруевич, *Электрические домены в полупроводниках с горячими электронами, ФТТ, 8* (1966) 356-364.

3. В.Л.Бонч-Бруевич, И.П.Звягин, А.Г.Миронов, *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках*, Изд.: Наука, Москва, (1972) 416.
4. E.R.Hasanov, R.K.Gasimova, A.Z.Panahov, A.I.Demirel, *Ultrahigh Frequency Generation in GaAs-type Two-Valley Semiconductors*, *Adv. Studies Theor. Phys.*, **3** №8 (2009) 293-298.
5. A.I.Demirel, E.R.Hasanov, R.N.Hosseyin, A.Z.Panahov, *Accruing Recombination Waves in Semiconductors with Deep Traps*, *International Journal of Pure and Applied Physics*, ISSN 0973-1776, **7** №1 (2011) 89-95.
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Москва, (1939) 532.
7. Л.Э.Гуревич, Э.Р.Гасанов, *Спонтанные колебания тока в полупроводниках с глубокими ловушками в сильных электрическом и магнитном полях*, *ФТТ*, **11** (1969) 3544-3548.

XARICI ELEKTRİK VƏ MAQNİT SAHƏLƏRİNDƏ YERLƏŞƏN ELEKTRON TIP KEÇİRİCİLİKLİ MÜHİTLƏRİN ENERJİ ŞÜALANDIRMASI

A.M.HƏŞİMOV, E.R.HƏSƏNOV

Bir tip keçiricilikli mühitlərdə xarici elektrik və maqnit sahəsinin təsiri ilə enerji şüa balansının nəzəriyyəsi qurulmuşdur. Şüalanma tezliyinin analitik ifadəsi alınmışdır. İmpedansın həqiqi və xəyali hissələri hesablanmışdır. Elektrik və maqnit sahələrinin intervalları tapılmışdır. Şüalanma halında həqiqi və xəyali impedansların qrafiki qurulmuşdur.

RADIATION OF SUPERCONDUCTING MEDIUM ENERGY OF ELECTRON TYPE CARRIES IN EXTERNAL CONSTANT ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

A.M.GASHIMOV, E.R.HASANOV

The energy radiation theory in the constant electric and magnetic fields in conducting mediums with one type current carrier is constructed. The analytic expression for the radiation frequency has been obtained. The impedance real part and impedance imaginary part have been calculated. The change intervals of the electric and magnetic fields have been defined. The plots of the impedance real part and impedance imaginary part in the radiation conditions have been constructed

УДК 537.622

**ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭВТЕКТИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ
InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1.3}**

**М.И.АЛИЕВ¹, И.Х.МАМЕДОВ², Д.Г.АРАСЛЫ¹, А.А.ХАЛИЛОВА¹
Р.Н.РАГИМОВ¹, Р.М.ДЖАББАРОВ³**

Институт Физики НАН Азербайджана¹

AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида 131.

Национальная Академия Авиации Азербайджана²

AZ 1045, Баку, Бина, 25

Азербайджанский Технический Университет³

AZ 1073, Баку, пр.Г.Джавида 25

durdana@physics.ab.az

Получена: 02.06.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

Исследованием микроструктуры и морфологии эвтектических композитов InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1.3}, подтверждена двухфазность системы и наличие межфазной зоны вокруг металлических включений MnSb и FeGa_{1.3}. Исследованы температурные зависимости коэффициента Холла, электропроводности и термоэдс в области 80÷800К. Полученные результаты интерпретированы на основании теории эффективных сред в модели – матрица, включение и неперекрывающиеся межфазные зоны. Обнаружено согласие эксперимента с теорией.

Ключевые слова: эвтектические композиты, анизотропия, теория эффективных сред.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что соединения элементов III-V группы при определенных концентрациях 3d-переходных металлов (Fe, Mn, Co, Cr) в режиме направленной кристаллизации образуют эвтектические композиты [1-2]. Эти композиты представляют собой полупроводниковую матрицу соединений элементов III-V группы, легированную переходными элементами и содержащую включения соединений 3d-металлов в виде параллельно ориентированных металлических включений. В этих композитах на границе поверхности полупроводника и металлической фазы происходит перераспределение носителей заряда, возникают структурные и электронно-энергетические состояния, которые не характерны для фаз. Такие эвтектические композиты полупроводник-металл ведут себя как неоднородные полупроводники. Их физические свойства существенно

зависят от геометрии включений, морфологии фаз и особенностей формирования межфазных зон. В последнее время в этом направлении проводятся интенсивные работы [3-10]. Описанные в литературе методы определения физических характеристик ограничены трудностями учета геометрической формы включений, детального распределения полей в неоднородной среде. В исследовании электрофизических характеристик двухкомпонентных сред достигнут определенный прогресс только в плоском случае при периодическом расположении включений правильной формы [11]. Применение этих эвтектик в качестве активных элементов в детекторах ИК-излучения, тензометрии и др. приборах требует всестороннего изучения электрофизических параметров.

Нами опубликованы ряд работ [12-15], посвященных изучению особенностей

транспортных свойств, в частности, эвтектических композитов GaSb и InSb с 3d-металлами (Fe, Mn, Co), в которых анализируется влияние включений на явления переноса электрического заряда и тепла.

В настоящей работе рассмотрено влияние металлических включений и межфазных зон на электропроводность композитов InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1,3}.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эвтектические композиты InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1,3} получены в два этапа. Бинарные соединения GaSb и InSb, синтезированные сплавлением элементов в стехиометрических количествах и подвергнутые горизонтальной зонной очистке, имели р-тип проводимости с концентрацией носителей заряда $p=1,2 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ и $p=2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$, соответственно. Композиты InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1,3} были получены вертикальным методом Бриджмена со скоростью передвижения фронта кристаллизации 1мм/мин при строгом выполнении требования его перпендикулярности к направлению вытяжки путем сплавления с 6,5вес% MnSb и 7,9вес% FeGa_{1,3}, соответственно. Полученные таким путем композиты были р-типа с концентрацией носителей заряда $2 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ и $1,2 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$. Оба композита характеризовались равномерным распределением иглообразных включений второй фазы MnSb и FeGa_{1,3}, вытянутых вдоль направления движения фронта кристаллизации.

Термографические исследования композитов проведены на дериватографе при одновременной фиксации температуры образца $T_{об}$, дифференциальной разности температур между образцом и эталоном ДТА, термографической кривой ТГ (изменение веса образца) и ДТГ (скорость изменения веса образца). Рентгенодифрактограммы получены на дифрактометре «Advanse D8 diffractometer» в режиме $\text{CuK}\alpha$ -излучении при $10^0 < 2\theta < 100^0$. Микроструктура и морфология композитов исследованы микроскопом SEM PhilipsTM. Электрофизические

свойства композитов исследованы компенсационным методом в области температур 80÷800К.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На представленных термограммах композитов InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1,3} видны два пика (Рис.1): первый - эндотермический, относится к процессу плавления композитов и наблюдается на кривой ДТА и ТГ. Вслед за процессом плавления начинается экзотермический эффект, характерный для процессов окисления, и на термографических кривых наблюдается увеличение веса. На основе этих исследований определены основные характеристические параметры композитов: температуры начала $T_n=785\text{К}$ и $T_n=968\text{К}$ и конца $T_k=813$ и $T_k=1003\text{К}$ плавления, теплота $Q=15,5\text{Дж/г}$ и $Q=32,4\text{Дж/г}$ энтропия $\Delta S=7,56\text{кДж/Кмоль}$ и $\Delta S=6,17\text{кДж/Кмоль}$, соответственно для InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1,3} с точностью 2÷3%.

Участки рентгеновских дифракционных спектров для InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1,3} представлены на Рис.2. На дифрактограммах обоих композитов четко видно наличие двух фаз: интенсивные линии соответствуют матрицам InSb и GaSb, а слабые линии – соединениям MnSb и Fe₃Ga₄.

Двухфазность систем также подтверждена исследованиями микроструктуры и элементного состава (Рис.3). Металлические включения MnSb и FeGa_{1,3} равномерно распределены в матрицах InSb и GaSb и формируются в виде параллельно ориентированных игл с поперечными размерами 1мкм, длиной 20÷100мкм и 50÷100мкм и плотностью $8 \cdot 10^4 \text{мм}^{-2}$ и $3 \cdot 10^4 \text{мм}^{-2}$, соответственно.

Следует отметить наличие межфазной области вокруг металлических включений (Рис.3). На Рис.3(б) для GaSb-FeGa_{1,3} приведены также элементные составы матриц, металлических включений и межфазных зон. Как видно, в межфазных зонах кроме

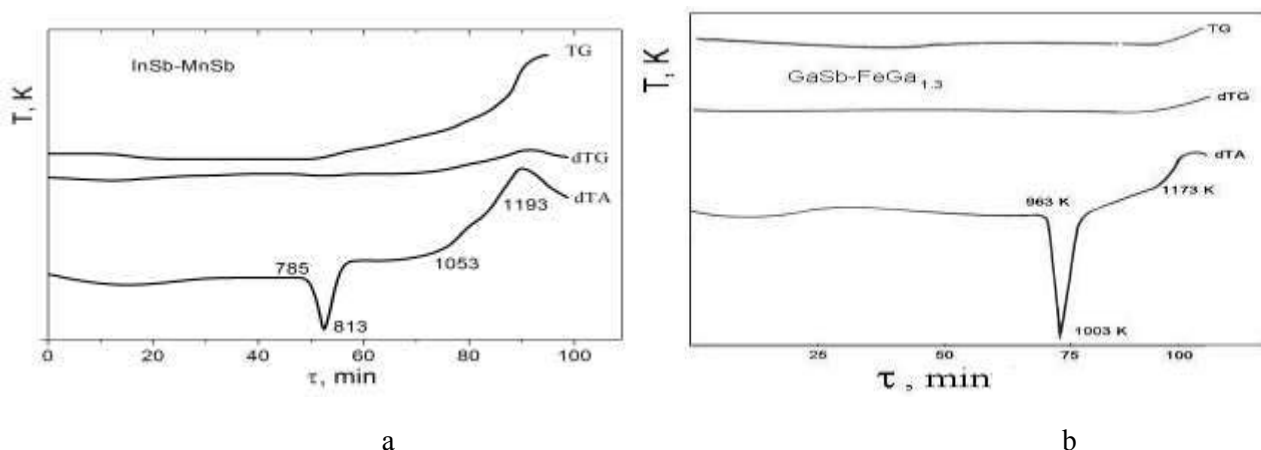


Рис.1.

Термограммы композитов InSb-MnSb (a) и GaSb-FeGa_{1.3} (b).

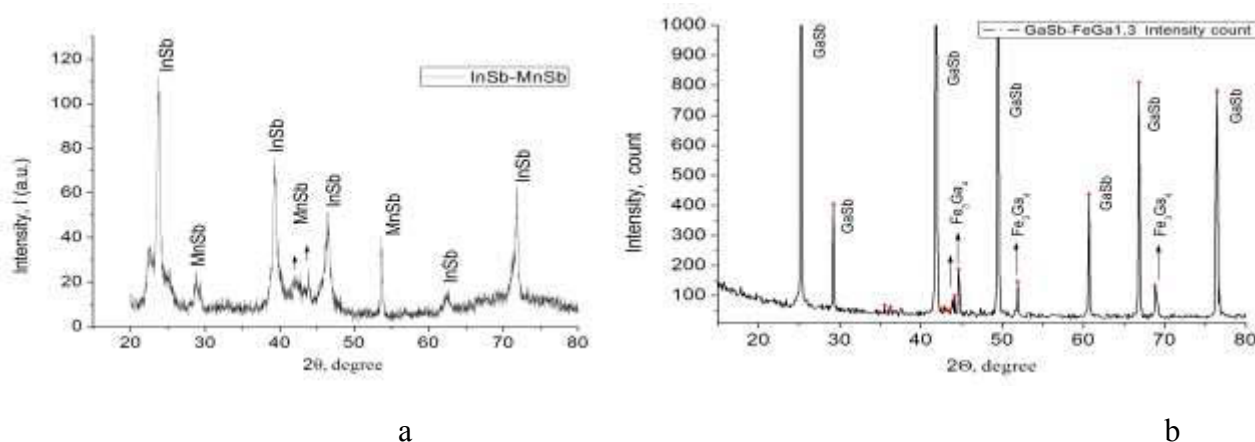


Рис.2.

Рентгенодифрактограммы композитов InSb-MnSb (a) и GaSb-FeGa_{1.3} (b).

элементов, соответствующих матрицам, имеется определенный процент атомов переходных металлов.

Исследования кинетических параметров проведены при различных взаимных направлениях тока (I), магнитного поля (B) и градиента температур по отношению к продольной оси игл (x).

Температурные зависимости электропроводности композитов InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1.3} представлены на Рис.4, а коэффициента Холла и термоэдс для InSb-MnSb на Рис.5. На этих же рисунках представлены $\sigma(T)$ и $\alpha(T)$ для матриц, легированных переходными элементами с концентрацией носителей заряда, соответствующей концентрации композита.

Результаты исследования $R(T)$ и $\alpha(T)$ для GaSb-FeGa_{1.3} опубликованы в работе

[12]. Наблюдаемая анизотропия кинетических коэффициентов обусловлена присутствием в полупроводниковой матрице регулярных металлических включений. Температурная зависимость проводимости при $I \perp x$ подобна $\sigma(T)$ гомогенной матрицы с соответствующей концентрацией носителей тока, а при $I \parallel x$ вследствие короткозамыкающего действия включений происходит увеличение электропроводности.

В случае эффекта Холла (Рис.5) закорачивание происходит при $I \parallel x \parallel B$ и $I \perp x \perp B$, а при $I \perp x \parallel B$ величина коэффициента Холла R максимальна и $R(T)$ приблизительно соответствует характеру зависимости для матрицы. Сильная анизотропия наблюдается и при исследовании термоэдс (Рис.5). Закорачивание разности потенциалов V_a при $\Delta T \parallel x$ приводит к уменьшению термоэдс. Анало-

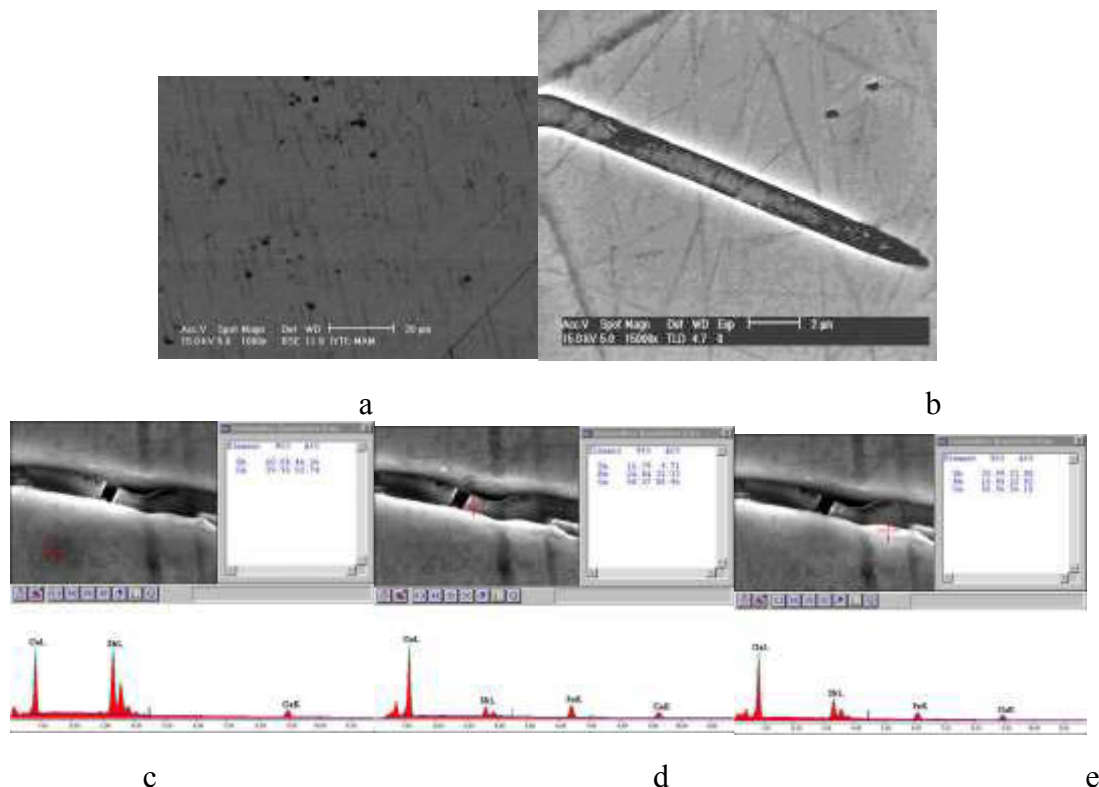


Рис 3.

SEM изображения InSb-MnSb (а-увеличение 1000 раз, б- увеличение 15000 раз) и GaSb-FeGa_{1,3} (элементные составы: с-матрицы, д -включения, е-межфазной зоны).

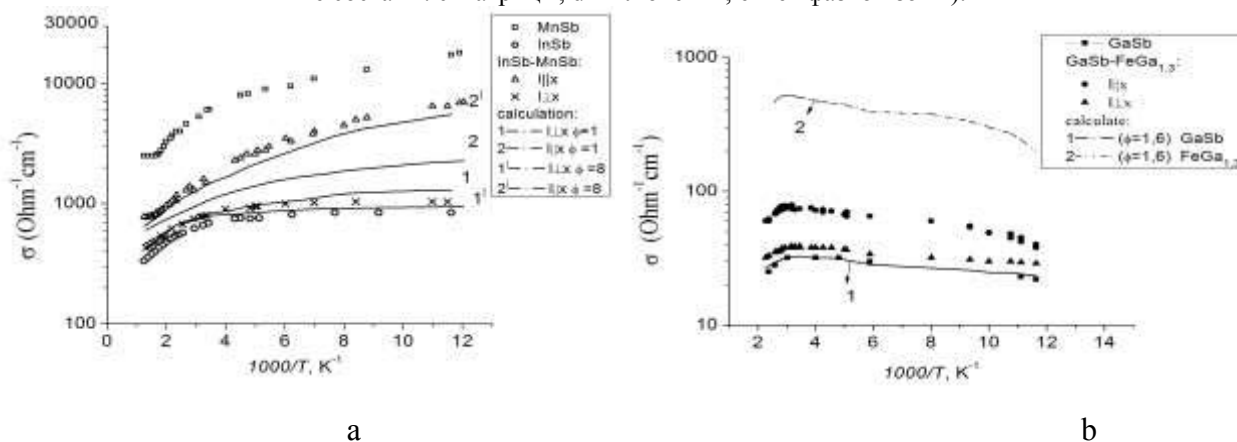


Рис.4.

Температурные зависимости электропроводности композитов InSb-MnSb (а) и GaSb-FeGa_{1,3} (б).

гичная зависимость $R(T)$ и $\alpha(T)$ наблюдается и для GaSb-FeGa_{1,3} [12]. Коэффициент анизотропии электропроводности для InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1,3} при 80К равен 6 и с повышением температуры он уменьшается. Следует отметить, что в настоящее время отсутствует единая теория неоднородных сред, к которым относятся и композитные материалы. Методы вычисления эффектив-

ных параметров неоднородных сред остаются предметом обсуждения. Известно, что при относительно малых содержаниях неоднородностей эффективная проводимость находится с помощью теории возмущения [17], а при больших используется теория протекания [18,19]. Наиболее универсальным методом при интерпретации экспериментальных данных по исследованию композитов является при-

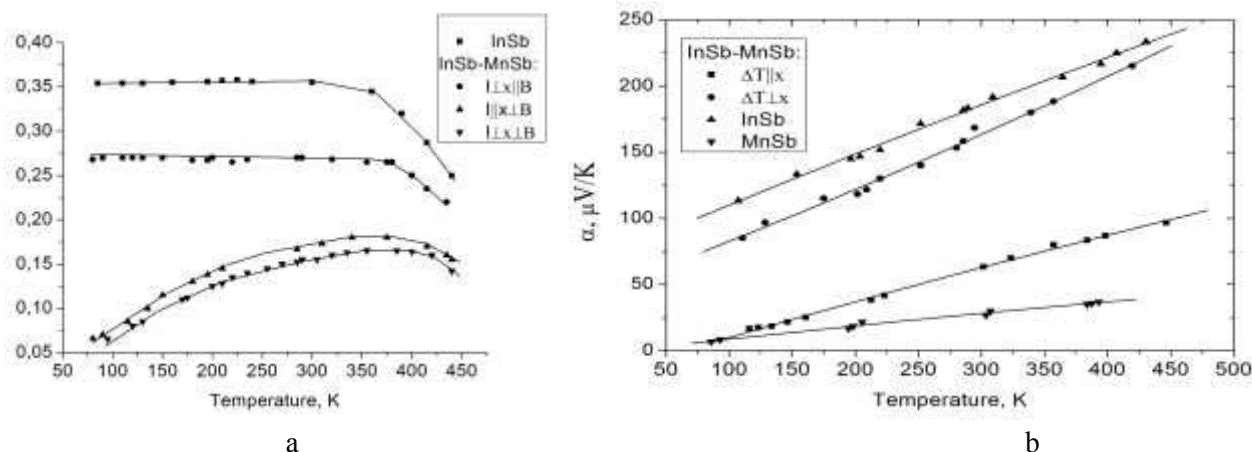


Рис.5.

Температурные зависимости коэффициента Холла $R(T)$ (а) и термоэдс $\alpha(T)$ InSb-MnSb (б).

ближение эффективной среды. Эффективная проводимость системы по свойствам фаз вычисляется по формулам, полученным из определенных модельных представлений. Для расчета эффективных электрофизических параметров композитов получен ряд выражений на основе различных моделей [19-24]. Наиболее широко применяемые модели – это классические модели Максвелла-Гарнета [20] и Бруггемана [21]. Модель Максвелла-Гарнета справедлива для среды с малой объемной долей изолированных включений в матрице (матричная среда). Модель Бруггемана применима для стационарной среды, где нельзя выделить матрицу и включения (статистическая среда). Во всех выражениях, полученных на основе известных моделей, присутствуют, в основном, параметры матрицы, включений и объемная доля включения. В данном случае для интерпретации экспериментальных результатов нами использованы формулы, полученные на основе модельных представлений, в которых эвтектическая структура представлена в виде двух параллельно соединенных, либо как комбинация параллельно и последовательно соединенных сопротивлений [22,23]. При $I||x$ (последовательное соединение):

$$\sigma_{||} = \sigma_1 \frac{1}{1+c} + \sigma_2 \frac{c}{1+c}, \quad (1)$$

а при $I\perp x$ (комбинация последовательного и параллельного соединения)

$$\sigma_{\perp} = \frac{(\sigma_1 - \sigma_2) \left(1 - \sqrt{\frac{c}{1+c}} \right) + \sigma_1 \sqrt{\frac{1+c}{c}}}{1 + \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \left(\sqrt{\frac{1+c}{c}} - 1 \right)}, \quad (2)$$

где σ_1 и σ_2 – электропроводности полупроводниковой и металлической фазы, c – объемная доля металлических включений, которая определяется как:

$$c = \frac{V_i N}{1 - V_i N}, \quad (3)$$

здесь N – плотность включений, а V_i – объем одного включения.

Результаты расчетов для InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1.3} приведены на Рис. 4 (кривые 1 и 2). В случае $I\perp x$ экспериментальные значения близки к вычисленным, а при $I||x$ рассчитанная зависимость $\sigma_{||}(T)$ по сравнению с экспериментальными значениями значительно занижена, что, по-видимому, связано с учетом роли межфазной области в проводимости.

Как отмечено выше, вокруг включений образуются так называемые межфазные области, отличающиеся элементарным составом от матрицы и включений (Рис.3). При интерпретации экспериментальных данных при исследовании композиционных материалов в зависимости от количества включе-

ний и размеров межфазных областей используются разные теории и модели [24-26]. Так, если вокруг включения межфазная область отсутствует или слабо выражена, то эффективная проводимость рассчитывается в рамках теории эффективной среды и учитывается роль матрицы и включения. При наличии неперекрывающихся межфазных областей эффективная проводимость определяется также по теории эффективной среды в модели – матрица, включение и межфазная область. В случае, когда межфазные области соседних включений перекрываются, то применяется теория сильно компенсированных разупорядоченных структур с флуктуацией потенциального рельефа. В нашем случае межфазные области вокруг включений не перекрываются (Рис.3), поэтому при определении электропроводности необходим учет дополнительного объема, занимаемого межфазной областью. В этом случае включение с зоной вокруг него представляется как одна фаза в форме цилиндра с проводимостью металлических включений. Тогда в соотношении (1) и (2) объемную долю металлических включений c необходимо заменить его эффективным значением - $c_{эф}$, а при расчетах объем одного включения V_i в формуле (3) необходимо заменить эффективным объемом

$$V_{ef} = \pi a^2 \phi^2 NL = V_i N \phi^2, \quad (4)$$

где L - длина металлических игл, $\phi=b/a$, b и a – радиусы включения и эффективного цилиндра, соответственно.

Расчет электропроводности композита InSb-MnSb с учетом размеров включений и межфазной области показан на Рис.4а. Как видно, электропроводности в обоих направлениях при учете влияния межфазной зоны близки к эксперименту.

Отметим, что из-за отсутствия данных по электропроводности FeGa_{1,3} такие расчеты для эвтектического композита GaSb-FeGa_{1,3} провести невозможно. Поэтому была решена обратная задача. Совместно

решая уравнения (1) и (2) и учитывая экспериментальные данные по $\sigma_{\parallel}$, $\sigma_{\perp}$ и эффективную долю включений, определили эффективные значения электропроводности матрицы и металлических включений. При расчетах параметр $\phi=b/a$, определенный путем аппроксимации для GaSb-FeGa_{1,3} равен $\phi=1.6$. Значение $\phi=1.6$ для GaSb-FeGa_{1,3} совпадает с данными, полученными из микроскопических исследований, т.е. диаметр металлических включений 1 μm , ширина межфазной зоны 0.3 μm (Рис.3б).

Таким образом, межфазные зоны вокруг включений существенно влияют на электрические свойства композитов и вычисление их эффективных значений в рамках теории эффективных сред с учетом влияния металлических включений и межфазных зон приводит к хорошему согласию с экспериментом.

1. A.Müller, M.Wilhem, *Über Den Gerichteten Einbau von Schwermetallphasen in A³B⁵-verbindungen, (die eutektika InSb-NiSb, InSb-FeSb, InSb-MnSb, InSb-CrSb), J. Phys. Chem. Solids, 26 (1965) 2021-2028.*
2. A.Müller, M.Wilhem, *Über Den Gerichteten Einbau von Schwermetallphasen in A³B⁵-verbindungen (die eutektika GaSb-CrSb, GaSb-FeGa_{1,3}, GaSb-CoGa_{1,3}, InAs-CrAs, und InAs-FeAs), J. Phys. Chem. Solids, 26 (1965) 2029-2035.*
3. Б.Я.Балагуров, *К теории гальваномагнитных свойств, ЖЭТФ, 145 (2014) 356-368.*
4. Б.Я.Балагуров, *Преобразование симметрии в задаче о проводимости анизотропных композитов, ЖЭТФ, 144 (2013) 1036-1044.*
5. Ю.П.Емец, *Электрические характеристики композитных материалов с регулярной структурой, Наукова думка, Киев, (1986) 295.*
6. Ю.П.Емец, *Эффективные параметры многокомпонентных диэлектриков с гексагональной структурой, ЖТФ, 72 (2002) 51-59*

7. E.J.Garboczi, J.G.Berryman, *New effective theory for the diffusivity or conductivity of a multi-scale concrete microstructure model*, *Concrete Science and Engineering*, **2** (2000) 88-96.
 8. M.P.Lutz., R.W.Zimmerman, *Effect of an inhomogeneous interphase zone on the bulk modulus and conductivity of a particulate composite*. *Int. Journal of Solids and Structures*, **42** (2005) 429-437.
 9. A.Moosavi, P.Sarkomaa, *The effective conductivity of three-phase composite materials with circular cylindrical inclusions*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36** (2003) 1644-1650.
 10. J.R.Kalnin, E.Kotomin, *Modified Maxwell-Garnett equation for the effective transport coefficient in homogeneous media*, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **31** (1998) 7227-7234.
 11. В.В.Крюк, Д.А.Молодцев, А.В.Пилюгин, А.А.Повзнер, *Влияние циркуляционных токов на теплопроводность гетерогенных систем*, *ЖТФ*, **73** (2003) 78-81.
 12. M.I.Aliyev, A.A.Khalilova, D.H.Arasly, R.N.Rahimov, M.Tanoglu, L.Ozyuzer, *Features of electron and phonon processes in GaSb-FeSb_{1,3}*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36** (2003) 2627-2633.
 13. M.I.Aliyev, D.H.Arasly, R.N.Rahimov, A.A.Khalilova, I.Kh.Mammadov, R.M.Jabbarov, *Thermal properties of eutectic compositions based on InSb and GaSb*, *Transactions of Azerbaijan National Academy of sciences: Physics and Astronomy*, **XXVII** №2 (2007) 72-80.
 14. М.И.Алиев, Р.М.Джаббаров, М.А.Алиева, *Явления переноса в эвтектических сплавах InSb—MnSb*, *Изв. АН СССР, Неорган. мат.*, **11** (1975) 1135-1137.
 15. И.Х.Мамедов, К.И.Янушкевич, М.И.Алиев, Д.Г.Араслы, Р.Н.Рагимов, А.А.Халилова, А.И.Галяс, *Магнитные свойства эвтектики GaSb-FeGa_{1,3}*, *Transactions of Azerbaijan National Academy of sciences: Physics and Astronomy*, **XXXIII** №5 (2013) 26-30.
 16. R.N.Rahimov, D.H.Arasly, A.Ə.Xəlilova, M.İ.Əliyev, *GaSb-FeGa_{1,3}, Evtektik kompozitin termoelektrik hərəkət qüvvəsinə fazalar arası zonaların təsiri*, *Transactions of Azerbaijan National Academy of sciences: Physics and Astronomy*, **XXXVIII** №5 (2008) 79-83.
 17. C.Herring, *Effect of random in homogenates of electrical and galvanomagnetic measurements*. *J. Appl. Phys.*, **31** (1960) 1939-1953.
 18. S.Kirkpatrick, *Percolation and Conduction*, *Rev. Mod. Phys.*, **45** (1973) 574-588.
 19. Q.Xue, *A percolation model of metal-insulator composites*, *Physica B*, **325** (2003) 195-198.
 20. J.C.Maxwell-Garnet, *Colours in metal glasses and in metallic films*, *Phil. Trans. R. Soc., London*, **203** (1904) 385.
 21. D.A.G.Bruggeman, *Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Systemen*. *Ann. Phys. (Leipzig)*, **24** (1935) 636
 22. В.И.Оделевский, *Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем, Матричные двухфазные системы с невытянутыми включениями*, *ЖТФ*, **21** (1951) 667-677.
 23. В.И.Оделевский, *Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем. I. Статистические смеси невытянутых частиц*, *ЖТФ*, **21** (1951) 678-685.
 24. В.В.Леонов, Е.Н.Чунарев, Ю.Е.Спектор, *Определение электропроводности и термоэдс составляющих двухфазного полупроводника*, *Кн.: Физико-химические процессы в гетерогенных системах, Красноярск*, (1977) 68.
 25. С.П.Зимин, *Классификации электрических свойств пористого кремния*, *ФТП*, **34** (2000) 359-363.
 26. С.М.Пещерова, А.И.Непомнящих, А.А.Павлова, И.А.Елисеев, Р.В.Пресняков, *Морфологическая характеристика межзеренных границ в мультикристаллическом кремнии*, *ФТП*, **48** (2014) 492-497.
-

InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1.3} EVTEKTİK KOMPOZİTLƏRİN ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ

M.İ. ƏLİYEV, İ.X.MƏMMƏDOV, D.H.ARASLI, A.Ə.XƏLİLOVA, R.N.RƏHİMOV, R.M.CABBAROV

InSb-MnSb и GaSb-FeGa_{1.3} evtektik kompozitlərin mikrostrukturunu və morfolojiyası öyrənilərək sistemin iki fazalılığı və metal qatmalar ətrafında fazalar arasındakı zonaların yarandığı təsdiq olunmuşdur. Hall effektinin, elektrik keçiriciliyin və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperaturdan asılılıq tədqiqatının nəticələri effektiv mühit nəzəriyyəsi əsasında, matrisa, qatmalar və fazalararası zona modeli nəzərə alınaraq təhlil olunmuşdur. Təcrübi nəticələrin nəzəri hesablamalarla uyğunluğu göstərilmişdir.

ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF InSb-MnSb and GaSb-FeGa_{1.3} EUTECTIC COMPOSITES

M.I. ALIYEV, I.Kh.MAMMADOV, D.H.ARASLY, A.A.KHALILOVA, R.N.RAHIMOV, R.M.JABBAROV

The two-phasesness of the InSb-MnSb and GaSb-FeGa_{1.3} eutectic composites and presence interphase zone around the MnSb and FeGa_{1.3} metal inclusions has been confirmed by the microstructure and morphology studies. The results of investigations of the temperature dependences of the Hall coefficient, electrical conductivity and thermoelectric power in the range of 80÷800K have been interpreted in the framework of the effective medium theory using the model in which the matrix, inclusion and non-overlapping interphase zone are taking into account. Experimental data have been in good agreement with conducted theoretical computations.

TlGaTe₂ KRİSTALININ QƏFƏS DİNAMİKASININ VƏ İSTİLİK TUTUMUNUN TƏMƏL PRİNSİPLƏRDƏN HESABLANMASI

H.S.ORUCOV^{1,2}, V.N.CƏFƏROVA¹

Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu¹

AZ 1143, Bakı, H.Cavid, 131

Azərbaycan Texniki Universiteti²

AZ 1073, Bakı, H.Cavid, 25

horucov@physics.ab.az

Daxil olub: 02.06.2014

Çapa verilib: 01.07.2014

REFERAT

İşdə Quantum Espresso proqramlar paketi istifadə olunmaqla Funksional Sıxlıq Həyəcanlaşma Nəzəriyyəsinin Lokal Sıxlıq Yaxınlaşması metodu ilə TlGaTe₂ zəncirvari kristalı üçün struktur parametrləri, fonon spektri, fonon hal sıxlığı, molyar istilik tutumu və Debay temperaturu təməl prinsiplərdən hesablanmışdır. Hesablanmış fonon spektri əsasında Brillüen zonasının mərkəzində Raman-, infraqırmızı-aktiv və qeyri-aktiv modlar, onların simmetriyaları, optik fonon tezliklərinin uzununa (LO) və eninə (TO) modlara parçalanmaları və bu parçalanmaların spektrə təsiri tədqiq edilmişdir.

Açar sözlər: TlGaTe₂, Quantum Espresso, təməl prinsiplər, funksional sıxlıq həyəcanlaşma nəzəriyyəsi, lokal sıxlıq yaxınlaşması, qəfəs sabitləri, fonon spektri, fonon hal sıxlığı, istilik tutumu, Debay temperaturu.

GİRİŞ

Tədqiq olunan TlGaTe₂ birləşməsi digər TlSe tipli birləşmələr içərisində ən zəif öyrənilmişdir. Bu kristallar texnikada tətbiq olunmaq üçün əlverişli materiallar [1] olmaqla geniş texniki tətbiq imkanlarına malik birləşmələrdir. Tətbiq olunma nöqteyi nəzərindən TlGaTe₂, onun binar (TlSe, InTe, TlS və s.) və üçqat analoqlarının (TlInSe₂, TlInTe₂, TlGaSe₂ və s.) öyrənilməsinin mühüm səbəblərindən biri bu birləşmələrin termoelektrik [2,3] və elektrik [4,5] xassələrinə marağın böyük olmasıdır. Bundan əlavə ədəbiyyatda verilən məlumatlara görə zəncirvari TlGaTe₂ və onun üçqat analoqlarının elektrik, fotoelektrik, optik və s. xassələrində onların praktiki tətbiqinə geniş imkan açan digər maraqlı xüsusiyyətlər aşkar edilmişdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, təqdim olunan iş qədər ədəbiyyatda TlGaTe₂ kristalının yalnız zona quruluşu hesablamalarına rast gəlinmişdir. Belə ki, kristalın zona quruluşu ilk dəfə empirik psevdopotensial metodu ilə [6]-də, psevdopotensialın qeyri-lokallığını nəzərə almaqla və elektron-ion qarşılıqlı təsirini model çərçivə

vəsində götürməklə [7]-də hesablanmışdır. TlGaTe₂ birləşməsinin fonon zona quruluşu ilk dəfə nəzəri olaraq təqdim edilən işdə hesablanmışdır.

Məqalədə Quantum Espresso (QE) [8] proqramlar paketi istifadə olunmaqla təməl prinsip-lərdən tetraqonal TlGaTe₂ birləşməsinin Brillüen Zonasının (BZ) bütün simmetrik nöqtələri və xətləri üzrə fonon spektri nəzəri hesablanmış, fonon dispersiya münasibətləri müəyyən edilmişdir. Hesablanmış fonon spektri əsasında fonon hal sıxlığı, molyar istilik tutumu, Debay temperaturu təyin edilmişdir. 5÷500K temperatur intervalında hesablanmış sabit həcimdə molyar istilik tutumunun və Debay temperaturunun temperatur asılılıqları qurulmuş və əldə edilən nəticələr eksperimentlə müqayisə olunmuşdur.

TlGaTe₂-nin KRİSTAL QURULUŞU VƏ QƏFƏS PARAMETRLƏRİ

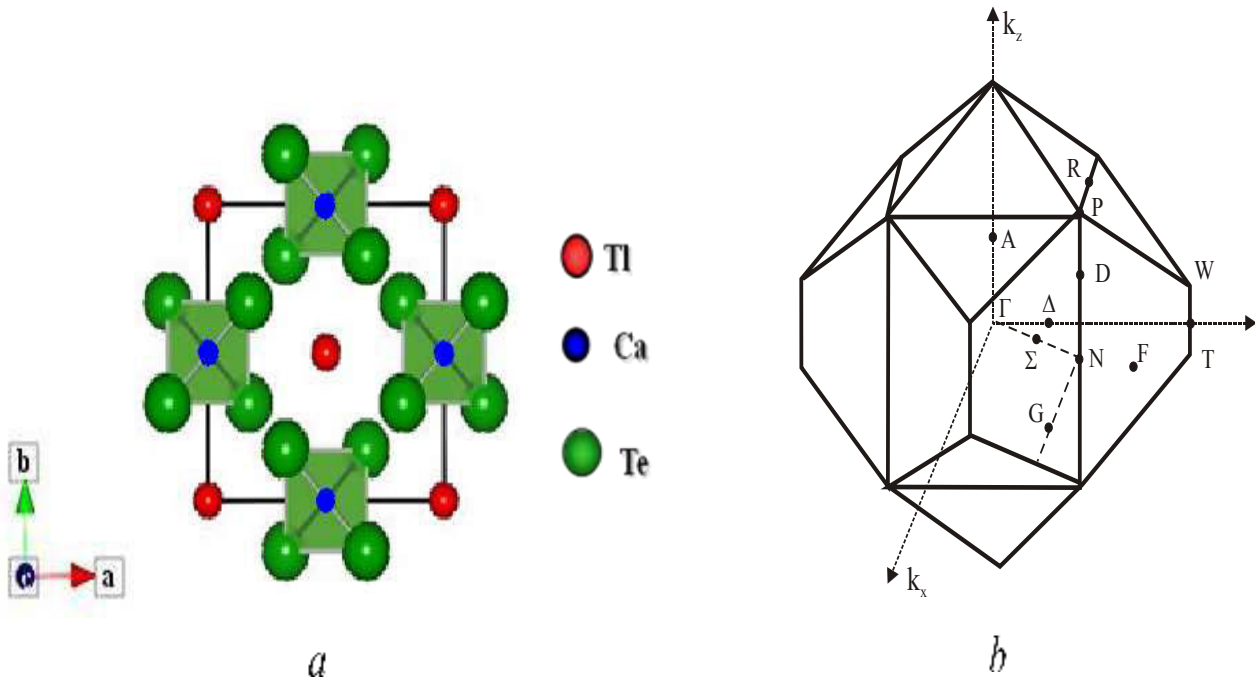
Məlumdur ki, tədqiq olunan TlGaTe₂ üçqat birləşməsi zəncirvari quruluşa malikdir [9, 10]. Birləşmədə Tl atomları təpələrində səkkiz ədəd Te atomu olan bir qədər deformasiya olunmuş və

azacıq burulmuş kubların (Tomson kubları) mərkəzində yerləşir. *Ga* atomları təpələrində dörd ədəd *Te* atomlarından ibarət tetraedrlərin mərkəzində durur və onları əhatə edən *Te* atomları ilə birlikdə $\langle Te \rangle_{Te} Ga \langle Te \rangle_{Te} Ga \langle Te \rangle_{Te}$ tipli zəncirlər əmələ gətirir [11]. Quruluş tipi *B37*, otaq temperaturunda fəza simmetriya qrupu $D_{4h}^{18} (I4/mcm)$ olan həcməmərkəzləşmiş qəfəsdə tetraqonal sinqoniyada kristallaşır [11]. *TlGaTe₂* birləşməsinin *a-b* müstəvisində kristal quruluş görüntüsü [11] və Brillüen Zonası (BZ) [12] uyğun olaraq Şəkil 1.*a* və Şəkil 1.*b*-də verilmişdir.

TlGaTe₂ kvazi-birölçülü birləşməsinin fonon spektrini qurmaq üçün əvvəlcə kristal təşkil edən atomların tarazlıq vəziyyəti təməl prinsiplərdən hesablanmışdır. Atomların tarazlıq konfigurasiyasının müəyyən edilməsi üçün Kohn-Sham tənlikləri [13] həll olunmuşdur. Bu tənliklərin həlli üçün qoşma qradient minimalaşdırma metodu [14] tətbiq edilmişdir. Nəticədə elektronların dalğa funksiyaları və enerjisi hesablanmışdır. Baxılan halda tarazlıq struktur para-

metrlərinə gətirilənə qədər optimallaşdırma proseduru davam etdirilmişdir. Hesablamalar QE proqramlar paketi [8] istifadə olunmaqla Funksional Sıxlıq Həyəcənlaşma Nəzəriyyəsinin [15] Lokal Sıxlıq Yaxınlaşması [13] ilə Xətti Cavab Funksiyası metodu [16] çərçivəsində 12 ədəd paralel qoşulmuş prosessor ilə yerinə yetirilmişdir [17]. Elektron-ion qarşılıqlı təsiri *Tl* üçün Ultrasoft Vanderbilt [18], *Ga* və *Te* üçün normanı qoruyan Bachelet-Hamann-Schlüter [19] qeyri-lokal ion psevdopotensialları ilə nəzərə alınmışdır. Dalğa funksiyalarının sıraya ayrılışında maksimal kinetik enerjisi 80 Ridberqi aşmayan müstəvi dalğalardan istifadə olunmuşdur. BZ üzrə inteqrallama Monkhorst-Pack sxemi [20] üzrə 4x4x4 *k* dalğa vektorları qridi istifadə olunmaqla xüsusi nöqtələrə görə cəmləmə ilə əvəz olunmuşdur. Korelyasiya effektləri Ceperley-Alder-Perdew-Zunger [21] sxemi üzrə nəzərə alınmışdır.

TlGaTe₂ kristalınınin termodinamik tarazlıq halında qəfəs (*a*, *c*) və halkogen (*x*) parametrlərinin hesablamadan alınmış qiymətləri və



Şəkil 1.

a - *TlGaTe₂* birləşməsinin kristal quruluşu [11],

b - həcməmərkəzləşmiş tetraqonal qəfəs (*c/a* < 1) üçün Brillüen Zonası [12].

eksperimentdən məlum olan nəticələr Cədvəl 1-də verilmişdir.

Cədvəl 1-dən göründüyü kimi nəzəri hesablanmış qəfəs parametrlərinin qiymətləri eksperimental nəticələrlə [10] yaxşı uyğunluq təşkil edir. Halkogen parametrlərinin qiyməti isə eksperimental qiymətlə üst-üstə düşür [10].

Cədvəl 1.

$TlGaTe_2$ kristalının təməl prinsiplərdən hesablanmış qəfəs və halkogen parametrləri.

Parametr	Hesablama	Eksperiment [10]
$a, \text{\AA}$	8.553	8.429
$c, \text{\AA}$	6.876	6.865
x	0.170	0.170

$TlGaTe_2$ –NİN HESABLANMIŞ FONON SPEKTRİ VƏ FONON HAL SIXLIĞI

$TlGaTe_2$ -nin fiziki xassələrini öyrənmək, birləşmə üçün bir sıra mühüm fiziki parametrləri (Debay temperaturu, Qrünayzen parametri, hal tənzimləmələri ödəyən parametrləri və s.), termodinamik funksiyaları (molyar istilik tutumu, fonon entropiyası, entalpiya və s.) və onların temperatur asılılıqlarını, kristalda yayılan eninə və uzununa akustik dalğaların sürətlərini, Born effektiv yük, dielektrik sabiti, elastiklik sabiti tenzorlarını, fonon simmetriyaları və atom rəqslərini təyin etmək üçün məhz fonon spektrini hesablamaq lazımdır. Bir sıra mühüm fiziki hadisələr - istilik keçiriciliyi, istilik tutumu, müqavimət və ifratkeçiricilik isə fonon hal sıxlığı ilə təyin olunur. Məhz bu səbəbdən də tədqiq edilən kristalın fonon hal sıxlığını da hesablamaq mühüm məsələlərdəndir.

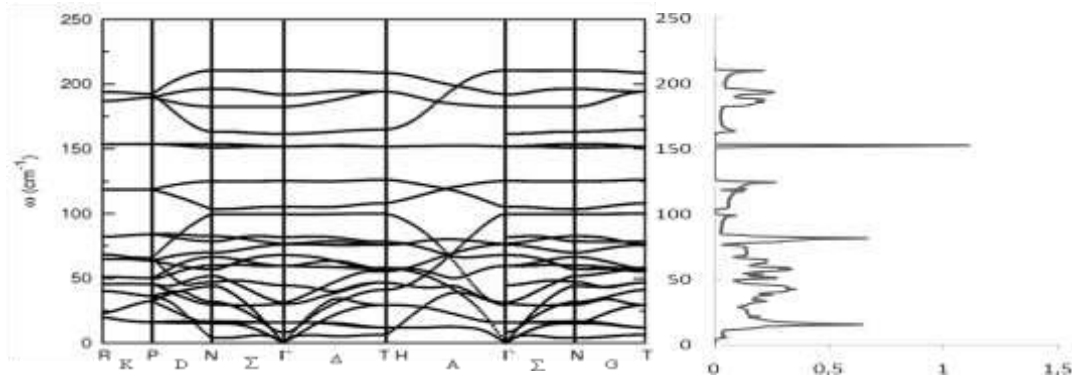
Hesablanmış elektron spektri əsasında $TlGaTe_2$ -nin fonon spektrini qurmaq üçün D_{4h}^{18} fəza qrupunun simmetriya elementlərindən istifadə etməklə $4 \times 4 \times 4$ fonon dalğa vektorları qridi üçün Furiye fəzasında atomlararası qüvvə sabitləri hesablanmışdır. Bu qüvvə sabitlərindən Furiye çevirməsi etməklə real fəzada qüvvə sabitlərinə və tərs Furiye çevirmə etməklə onlardan ixtiyari q dalğa vektorunda qüvvə sabitlərinə keçilmişdir. Bu qayda ilə hesablanmış qüvvə sabitlərindən BZ-nın bütün simmetrik nöqtələri (R, P, N, Γ, T) və xətləri ($K, D, \Sigma, \Delta, A, G$) üzrə dinamik matrislər qurulmuş, on-

ların diaqonallaşdırılmasından atomların rəqs tezlikləri hesablanmışdır. Təməl prinsiplərdən hesablanmış fonon spektri əsasında fonon hal sıxlığı hesablanmış, yasaq aralığı, qruplar və alt qruplar müəyyən edilmişdir. $TlGaTe_2$ üçün BZ-nın bütün mühüm simmetriya nöqtə və xətləri üzrə hesablamalardan alınmış fonon zona quruluşu Şəkil 2-də verilmişdir.

Cədvəl 2.

$TlGaTe_2$ üçün Γ nöqtəsində təməl prinsiplərdən hesablanmış fonon tezliklərinin eksperimental (Raman və İnfracırmızı) tezliklər ilə müqayisəsi. Uzununa (LO) və eninə (TO) fonon tezlikləri əyri xətlə ayrılmışdır.

Simmetriya	Fonon tezlikləri (sm^{-1})	
	Hesablama	Eksperiment [22]
$\Gamma_5(E_g)$ R-aktiv	16	Müşahidə olunmayıb
	60	67
	152	165
$\Gamma_9(A_{2u})$ İR-aktiv	8/29	27/38
	161/192	175/205
$\Gamma_{10}(E_u)$ İR-aktiv	31/44	44/52
	77/82	88/97
	182/192	192/202
$\Gamma_4(B_{2g})$ R-aktiv	99	Müşahidə olunmayıb
	210	Müşahidə olunmayıb
$\Gamma_3(B_{1g})$ R-aktiv	76	Müşahidə olunmayıb
$\Gamma_1(A_{1g})$ R-aktiv	125	135
$\Gamma_2(A_{2g})$ qeyri-aktiv	30	Müşahidə olunmayıb
	68	Müşahidə olunmayıb
$\Gamma_6(B_{1u})$ qeyri-aktiv	105	Müşahidə olunmayıb



Şəkil 2.

TlGaTe₂-nin hesablanmış fonon spektri və fonon hal sıxlığı.

Spektrin sağ tərəfində isə fonon hal sıxlığı təsvir edilmişdir. *TlGaTe₂* birləşməsinin ion komponentlərinin yaratdığı Kulon sahəsinin təsiri altında spektr boyu infraqırmızı optik fonon tezliklərinin uzununa (LO) və eninə (TO) modlara parçalanmalarının fonon spektrinə təsiri nəzərə alınmışdır.

TlGaTe₂ üçün Γ nöqtəsində nəzəri hesablanmış Raman (R) və infraqırmızı (İR) fonon tezlikləri və onların simmetriyaları, müqayisə olunmaq üçün eksperimental nəticələr [22] Cədvəl 2-də verilmişdir. Cədvəl 2-dən göründüyü kimi simmetriyaları $\Gamma_5(E_g)$, $\Gamma_4(B_{2g})$, $\Gamma_3(B_{1g})$ olan R-aktiv və $\Gamma_2(A_{2g})$, $\Gamma_6(B_{1u})$ olan qeyri-aktiv fonon tezlikləri [22] eksperimental işində müşahidə olunmamışdır.

Müəyyən edilmişdir ki, *TlGaTe₂*-nin hesablanmış fonon zona quruluşu $125 \div 150 \text{ sm}^{-1}$ yasaq aralığıyla ayrılmış iki əsas qrupa, fonon hal sıxlığı mənzərəsinə görə isə qruplardan hər birini tezlik intervalları $(0 \div 100) \text{ sm}^{-1}$, $(105 \div 125) \text{ sm}^{-1}$ və $(150 \div 155) \text{ sm}^{-1}$, $(165 \div 215) \text{ sm}^{-1}$ olan iki altqrupa bölmək olar. Γ nöqtəsində hesablanmış ən kiçik optik fonon tezliyi 8 sm^{-1} (eksp.: 27 sm^{-1}); ən böyük tezlik 210 sm^{-1} (eksp.: 205 sm^{-1})-dir [22]. Hesab edirik ki, nəzəri hesablamalardan alınmış aşağı optik fonon tezliyinin eksperimental tezlikdən ciddi kiçik olmasına səbəb BZ-nin mərkəzi ətrafındakı tezliklərin hesablanmasıdakı çətinliklərlə əlaqədardır. *TlGaTe₂*-nin hesablanmış fonon spektrində BZ-nin R və P

zonalar zaman inversiyası simmetriyasına görə ikiqat cırılmışdır. Zəncirlər istiqamətində D və A xətləri boyu aşağı əsas qrupun ayrı-ayrı budaqlarında güclü dispersiya müşahidə olunur. Zəncirlərə perpendikulyar Σ və G xətləri üzrə dispersiya nisbətən zəifdir. Bundan başqa spektrdə $(150 \div 155) \text{ sm}^{-1}$ tezlik intervalını əhatə edən çox zəif dispersiyalı iki fonon budağı birləşərək dar zolaq əmələ gətirmişdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, nəzəri hesablanmış ən böyük fonon tezliyinin simmetriyası $\Gamma_4(B_{2g})$, R-aktiv olduğu halda, [22] işində eksperimental təyin edilmiş ən böyük tezliyinin simmetriyası $\Gamma_9(A_{2u})$, İR-aktivdir. Daha dəqiq və müasir eksperimentlər bu məsələyə aydınlıq gətirə bilər.

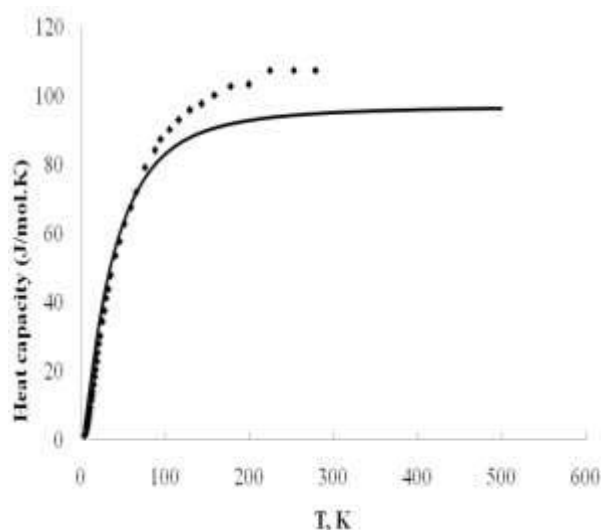
TlGaTe₂-NİN MOLYAR İSTİLİK TUTUMU VƏ DEBAY TEMPERATURU

TlGaTe₂ üçün təməl prinsiplərdən hesablanmış fonon zona quruluşu əsasında təyin edilmiş fonon hal sıxlığı $g(\omega)$ bu birləşmə üçün bir sıra temodinamik funksiyaları-sərbəst enerjini, molyar istilik tutumunu, entropiyanı, fonon sisteminin daxili enerjisini hesablamağa imkan verir.

TlGaTe₂-nin $5 \div 500 \text{ K}$ temperatur intervallında kvazi-harmonik yaxınlaşmada [23, 24] hesablanmış sabit həcmdə molyar istilik tutumunun temperatur asılılığı Şəkil 3-də verilmişdir: bütöv əyri sabit həcmdə molyar istilik tutumunun (C_V), fiqurlar [25] işindən götürülmüş

4.2÷300K temperatur intervalında eksperimental təyin edilmiş sabit təzyiqdə molyar istilik tutumuna (C_P) aiddir. Göründüyü kimi kvazi-harmonikliyin ödənilməsi aşağı temperaturlarda (5÷100K) molyar istilik tutumunun hesablamalardan alınan nəticələri ilə məlum eksperimental qiymətlər arasındakı uyğunluq qənaətbəxşdir.

Müəyyən olunmuşdur ki, $TlGaTe_2$ -nin molyar istilik tutumunun temperatur asılılığında Debay temperaturundan yuxarı temperaturalarda anharmoniklik ciddi şəkildə özünü göstərir. Bu səbəbdən təqribən otaq temperaturundan yuxarı temperaturalarda termodinamik funksiyaların düzgün hesablanması kristalda fonon-fonon qarşılıqlı təsirinin dəqiq nəzərə alınmasını tələb edir.



Şəkil 3.

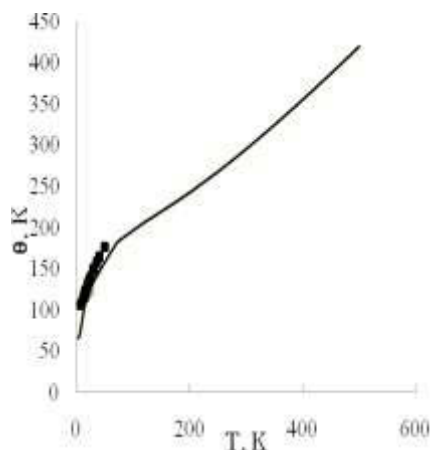
$TlGaTe_2$ -nin molyar istilik tutumunun temperatur asılılığı: bütöv əyri C_V -hesablama, fiqurlar C_P -eksperiment [25].

NƏTİCƏ

$TlGaTe_2$ üçün təməl prinsiplərdən hesablanmış fonon spektri Raman-, infraqırmızı səpilməyə, termodinamik, akustik, elastiki və dielektrik xassələrə dair məlum eksperimentlərin nəticələrini tamamilə identifikasiya və izah etməyə imkan verir. Harmoniklik oblastında $TlGaTe_2$ -nin molyar istilik tutumunun hesablan-

Hesablamalar əsasında 5÷500K temperatur intervalında Debay temperaturunun temperatur asılılığı $\theta_D(T)$ qurulmuş və eksperimental əyri [25] ilə müqayisə edilərək Şəkil 4-də verilmişdir.

Qeyd edək ki, Şəkil 4-də verilmiş $\theta_D(T)$ eksperimental əyrisi [25] 7÷50K temperatur intervalındadır. Hesablamalardan və sabit həcmdə molyar istilik tutumunun temperatur asılılığından təyin edilmişdir ki, Debay temperaturu 158K-dir. Əgər Şəkil 3-dən anharmonikliyə görə Debay temperaturunu qiymətləndirsək təxminən 100K olduğunu qəbul etmək olar. [25] eksperimental işində isə Debay temperaturunun 105K olduğu göstərilmişdir.



Şəkil 4.

$TlGaTe_2$ -nin Debay temperaturunun temperatur asılılığı: bütöv əyri hesablama; fiqurlar eksperiment [25].

mış və eksperimentdən tapılmış qiymətlərinin yaxşı uyğunluğu göstərir ki, bu birləşmənin qəfəs dinamikasında əyilmə modları nəzərəçarpan rol oynamır. Müəyyən edilmişdir ki, kristal quruluşuna görə güclü anizotrop $TlGaTe_2$ zəncirvari birləşməsinin fonon spektrində gözlənilməli əksinə olaraq güclü anizotropluq müşahidə olunmur.

1. И.В.Алексеев, *Гетеропереход на полупроводниках с цепочечной структурой TlSe-TlInSe₂*, *ФТП*, **32** (1998) 588-590.
2. G.D.Guseinov, E.Mooser, E.M.Kerimova, R.S.Gamidov, I.V.Alekseev, M. Z.Ismailov, *On some properties of TlInS₂ (Se₂,Te₂) single crystals*, *Phys. Stat. Sol.*, **34** (1969) 33-44.
3. N.Mamedov, K.Wakita, A.Ashida, T.Matsui, K.Mori, *Super Thermoelectric Power of One-Dimensional TlInSe₂*, *Thin Solid Films*, **499** (2006) 275-278.
4. M.P.Hanias, A.N.Anagnostopoulos, *Negative-differential-resistance effects in the TlGaTe₂ ternary semiconductor*, *Phys. Rev. B*, **47** (1993) 4261-4267.
5. M.Hanias, A.N.Anagnostopoulos, K.Kambas, J.Spyridelis, *I-U dependence of TlInX₂ (X=Se,Te) single crystals: The Ohmic and S-type regions*, *Phys. Rev. B*, **43** (1991) 4135-4140.
6. Ф.М.Гашидзе, Г.С.Оруджев, М.А.Низаметдинова, *Зонная структура бинарных и тройных полупроводниковых соединений со структурой селенида таллия, в сборнике: "Физические свойства сложных полупроводников"*, Баку, (1983) 80-85.
7. Э.М.Годжаев, Г.С.Оруджев, Д.М.Кафарова, *Зонная структура и диэлектрическая проницаемость соединения TlGaTe₂*, *ФТТ*, **46** (2004) 811-813.
8. <http://www.quantum-espresso.org/>
9. H.Hahn, B.Wellman, *Über ternäre chalcogenide des Thalliums mit Gallium und Indium*, *Naturwissenschaften*, **54** (1967) 42-48.
10. D.Muller, G.Eulenberger, H.Hahn, *Über ternäre thalliumchalcogenide mit thalliumselenide structures*, *Z. Anorg. Allg. Chem.*, **398** (1973) 207-211.
11. J.Ketelaar, W.t'Hart, R.Moorel et al., *The crystal structure of TlSe, thallos thallic or thallosic selenide*, *Z. Kristallogr.*, **101A** (1939) 396-404.
12. Ф.М.Гашидзе, *Симметрия энергетических зон в кристаллах тина TlSe*, *ФТТ*, **2** (1960) 3040-3044.
13. W.Kohn and L.Sham, *Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects*, *Phys. Rev.*, **140** (1965) A1133-A1138.
14. M.Payne, M.Teter, D.Allan et al, *Iterative minimization techniques for ab initio total-energy calculations: molecular dynamics and conjugate gradients*, *Rev. Mod. Phys.*, **64** (1992) 1045-1097.
15. P.Hohenberg, W.Kohn, *Inhomogeneous electron gas*, *Phys. Rev.*, **136** (1964) B864-B871.
16. S.Baroni, S.de Gironcoli, A.Dal Corso, P.Giannozzi, *Phonons and related crystal properties from density-functional perturbation theory*, *Rev. Mod. Phys.*, **73** (2001) 515-562.
17. <http://www.azgrid.org/>
18. D.Vanderbilt, *Soft self-consistent pseudopotentials in a generalized eigenvalue formalis*, *Phys. Rev. B*, **41** (1990) 7892-7895.
19. G.Bachelet, D.Hamann, M.Schluter, *Pseudopotentials that work: from H to Pu*, *Phys. Rev. B*, **26** (1982) 4199-4228.
20. H.Monkhorst, J.Pack, *Special points for Brillouin-zone integrations*, *Phys.Rev. B*, **13** (1976) 5188-5192.
21. J.Perdew, A.Zunger, *Selfinteraction correction to density functional*, *Phys. Rev. B*, **23** (1981) 5048-5078.
22. N.M.Gasanly, A.F.Gochrov, B.M.Dzhavadov, N.N.Melnik, V.I.Tagirov, E.A.Vinogradov, *Vibrational Spectra of Thallium Gallium Ditelluride, Thallium Indium Ditelluride, and Thallium Indium Diselenide Layer Single Crystals*, *Phys. Status Solidi*, **B, 97** (1980) 367-377.
23. A.A.Maradudin, E.W.Montroll, G.H.Weiss, I.P.Ipatova, in *Solid State Physics: Advances in Research and Applications*, edited by H.E.Ehrenreich, F.Seitz, D.Turnbull (Academic, New York), (1971) Suppl.3, Chap.4.
24. Wu Zhongqing, M.Renata Wentz-covitch, *An efficient method to calculate the anharmonicity free energy*: (2006) 11p. <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0606745>.
25. M.A.Aldzhanov, K.K.Mamedov, A.A.Abdurahimov, *Heat capacity and moments of the phonon spectrum in TlGaTe₂*, *Phys. Stat. Sol. B*, **151** (1985) k35-k37

**FIRST-PRINCIPLES CALCULATIONS OF LATTICE DYNAMICS AND HEAT CAPACITY
OF $TlGaTe_2$**

G.S. ORUDZHEV, V.N. JAFAROVA

The work has been dedicated to the *ab initio* calculation of lattice constants, phonon spectrum, phonon density of states (DOS), molar heat capacity and Debye temperature of $TlGaTe_2$ chain crystal using Quantum Espresso program package based on Density Functional Perturbation Theory (DFPT) in Local Density Approximation (LDA). The peculiarities of Raman- and IR-active and non-active modes, their symmetry, frequencies of longitudinal and transversal optic phonons have been investigated using calculated phonon spectrum for the center of the Brillouin zone.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РЕШЕТКИ И ТЕПЛОЕМКОСТИ $TlGaTe_2$ ИЗ ПЕРВЫХ
ПРИНЦИПОВ**

Г.С. ОРУДЖЕВ, В.Н. ДЖАФАРОВА

Работа посвящена расчету из первых принципов структурных параметров, фононного спектра, плотности фононных состояний, молярной теплоемкости и температуры Дебая цепочечного кристалла $TlGaTe_2$, выполненному при помощи пакета программ Quantum Espresso на основе Теории Возмущения Функционала Плотности в приближении Локальной Плотности. На основе рассчитанных фононных спектров для центра зоны Бриллюэна установлены особенности Раман- и ИК-активных и неактивных мод, их симметрия, частоты продольных и поперечных оптических фононов.

Редактор: д. н. по физике З.А.Джахангирли

КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ

Р.Г. АГАЕВА

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131
a.rana@physics.ab.az*

Поступила: 02.06.2014

Принята к печати: 01.07.2014

Ключевые слова: квантовая точка, когерентные состояния

РЕФЕРАТ

Построены когерентные состояния для квантовой точки с параболическим ограничивающим потенциалом находящейся в постоянных электрическом и квантовом магнитном полях.

ВВЕДЕНИЕ

Квантовая точка - один из важнейших низкоразмерных объектов [1]. Расчеты различных физических эффектов, связанных с квантовыми точками, проводятся, обычно, в энергетическом представлении. Однако, известно, что расчеты, произведенные в представлении когерентных состояний, отличаются математической простотой и физической наглядностью [2]. Это связано с тем, что описание в представлении когерентных состояний наиболее близко к классическому описанию. Что касается математических преимуществ, то, в отличие от энергетического представления, в базисе когерентных состояний вместо сумм появляются интегралы, и они, как правило, не расходятся [3].

Исходя из вышеизложенного, представляет интерес построение когерентных состояний для квантовой точки.

ПОСТРОЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ

Целью данной работы является построение когерентных состояний для квантовой точки с параболическим ограничивающим потенциалом, находящейся в постоянных электрическом E и квантующем магнитном H полях. Вектор-потенциал выбираем в виде

$$A = (-H y/2, H x/2, 0).$$

Магнитное поле направлено вдоль оси z , а электрическое поле – вдоль оси y .

Гамильтониан, соответствующий данной задаче, имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\left(\hat{p}_x - \frac{m\omega_c \hat{y}}{2} \right)^2 + \left(\hat{p}_y + \frac{m\omega_c \hat{x}}{2} \right)^2 + \hat{p}_z^2 + m^2 \omega_0^2 (\hat{x}^2 + \hat{y}^2 + \hat{z}^2) \right] + eE\hat{y} \quad (1)$$

где $\omega_c = eH/mc$ – циклотронная частота, ω_0 – характеризует параболический потенциал квантовой точки.

Следуя методу [2] построения когерентных состояний как собственных функций полной системы бозонных операторов уничтожения, являющихся интегралами движения квантовой системы, введем такие операторы для рассматриваемой задачи:

$$\hat{A}_\alpha^- = -i\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left[\frac{\hat{x} - i\hat{y}}{2} + \frac{\hat{p}_y + i\hat{p}_x}{m\omega} - \frac{ieE}{m\omega\omega_+} \right] \exp(i\omega_+ t) \quad (2)$$

$$\hat{A}_\beta^- = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left[\frac{\hat{x} + i\hat{y}}{2} - \frac{\hat{p}_y - i\hat{p}_x}{m\omega} + \frac{ieE}{m\omega\omega_-} \right] \exp(i\omega_- t) \quad (3)$$

$$\hat{A}_\gamma^- = \sqrt{\frac{m\omega_0}{2\hbar}} \left[\hat{z} + \frac{i\hat{p}_z}{m\omega_0} \right] \exp(i\omega_0 t), \quad (4)$$

$$\omega_\pm = \frac{\omega \pm \omega_c}{2}, \quad \omega^2 = \omega_c^2 + 4\omega_0^2.$$

Легко проверить, что гамильтониан (1) можно представить в виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_\alpha + \hat{H}_\beta + H_\gamma \quad (5)$$

$$\hat{H}_\alpha = \hbar\omega_+ \left(\hat{A}_\alpha^+ \hat{A}_\alpha^- + \frac{1}{2} \right) - \frac{e^2 E^2}{2m\omega\omega_+}$$

$$\hat{H}_\beta = \hbar\omega_- \left(\hat{A}_\beta^+ \hat{A}_\beta^- + \frac{1}{2} \right) - \frac{e^2 E^2}{2m\omega\omega_-}.$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_\gamma &= \frac{1}{2m} (\hat{p}_z^2 + m^2 \omega_0^2 z^2) = \\ &= \hbar\omega_0 \left(\hat{A}_\gamma^+ \hat{A}_\gamma^- + \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

Решение волнового уравнения рассматриваемой задачи сводится к следующей волновой функции:

$$\psi = |\alpha\rangle |\beta\rangle |\gamma\rangle, \quad (7)$$

$$|\alpha\rangle = \sqrt{\frac{m\omega}{2\pi\hbar}} \exp \left\{ -\frac{m\omega}{4\hbar} \left[(x - iK_+)^2 + (y + L_+ + K_+)^2 + |K_+|^2 \right] \right\}, \quad (8)$$

$$|\beta\rangle = \sqrt{\frac{m\omega}{2\pi\hbar}} \exp \left\{ -\frac{m\omega}{4\hbar} \left[(x - K_-)^2 + (y + L_- + iK_-)^2 + |K_-|^2 \right] \right\} \quad (9)$$

$$|\gamma\rangle = \sqrt{\frac{m\omega_0}{\pi\hbar}} \exp \left\{ -\frac{m\omega_0}{2\hbar} \left[(z - K_0)^2 - \frac{K_0^2}{2} + \frac{|K_0|^2}{2} \right] \right\}, \quad (10)$$

где α , β и γ - произвольные комплексные числа, представляющие собой полный набор квантовых чисел данной задачи, а также введены обозначения:

$$\begin{aligned} L_\pm &= \frac{2eE}{m\omega\omega_\pm}, \quad K_+ = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} \alpha \exp(-i\omega_+ t), \\ K_- &= \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} \beta \exp(-i\omega_- t), \quad K_0 = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega_0}} \gamma \exp(-i\omega_0 t). \end{aligned} \quad (11)$$

Очевидно, что, полагая $E=0$ во все формулах, получим соответствующие результаты для квантовой точки в постоянном квантующем поле.

Нетрудно убедиться в том, что $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$ и $|\gamma\rangle$ удовлетворяют всем необходимым требованиям, предъявляемым к когерентным состояниям [2], а именно (перечислим на примере $|\alpha\rangle$):

1. $|\alpha\rangle$ является собственной функцией бозонного оператора уничтожения и интеграла движения $\hat{A}_\alpha^-$:

$$\hat{A}_\alpha^- |\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle, \quad (12)$$

$$\left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H}_\alpha, \hat{A}_\alpha^\pm \right] = 0, \quad (13)$$

$$[\hat{A}_\alpha^-, \hat{A}_\alpha^+] = 1. \quad (14)$$

2. $|\alpha\rangle$ удовлетворяет условию нормировки

$$\langle \alpha | \alpha \rangle = 1. \quad (15)$$

Волновые функции $|\alpha\rangle$ образуют полную систему, но они не являются ортогональными.

3. $|\alpha\rangle$ могут быть получены из основного состояния $|0\rangle$, для которого

$$\hat{A}_\alpha^- |0\rangle = 0. \quad (16)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построенные когерентные состояния могут быть применены при расчете различных эффектов, связанных с квантовыми точками, т.к. метод когерентных состояний является математически более простым и физически более наглядным подходом к решению задач.

Автор выражает благодарность академику Ф.М.Гашимзаде за ценные замечания.

1. Дж.М.Мартинес-Дуарт, Р.Дж.Мартин-Пальма, Ф.Агулло-Руеда, *Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники*, М.: Техносфера (2009) 368.
2. И.А.Малкин, В.И.Манько, *Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем*, М.: Наука (1979) 320.
3. R.G.Aghayeva, *Calculation of 2D-thermodynamic current and its fluctuations using the method of effective Hamiltonian*, *Moldavian J. of Phys. Sci.*, **10** № 1 (2011) 12-18.

KVANT NÖQTƏSİNİN COHERENT HALLARI

R.Q.AĞAYEVA

Sabit elektrik və kvantlayıcı maqnit sahələrində yerləşdirilmiş, parabolik potensialla məhdudlaşan kvant nöqtəsi üçün koherent hallar qurulub.

COHERENT STATES OF A QUANTUM DOT

R.G.AGHAYEVA

Coherent states have been constructed for a quantum dot confined by a parabolic potential in constant electric and quantizing magnetic fields.

Редактор: акад. Ф.М.Гашимзаде

УДК 537.311.33

**УСЛОВИЯ РОСТА ПОЛНОСТЬЮ ОДНОРОДНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ
ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ InSb-AlSb МЕТОДОМ
ДВОЙНОЙ ПОДПИТКИ РАСПЛАВА**

П.Г.АЖДАРОВ, З.М.ЗАХРАБЕКОВА, В.В.МИР-БАГИРОВ, Л.А.ГУСЕЙНЛИ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ-1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131
zangi@physics.ab.az*

Получена: 04.03.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

В приближении полностью размешанного расплава определены условия роста полностью однородных монокристаллов алмазоподобных твёрдых растворов InSb-AlSb методом двойной подпитки расплава. Полученные результаты определяют оптимальные операционные параметры (стартовый состав и объём расплава, соотношения скоростей кристаллизации и подпитки расплава первым и вторым компонентами) для выращивания однородных кристаллов твёрдых растворов InSb-AlSb с заданными размерами и составом.

Ключевые слова: InSb, AlSb, твёрдые растворы, сегрегация компонентов, двойная подпитка расплава, однородный кристалл, пфанновское приближение.

В деле выращивания крупных и совершенных монокристаллов полупроводниковых материалов из расплава главенствующее место занимает метод Чохральского. Однако, использование традиционного метода Чохральского при выращивании твёрдых растворов бинарных систем приводит к росту кристаллов с переменным составом в связи с существенной сегрегацией компонентов при кристаллизации расплава [1]. Существуют различные методы, исключаящие влияние сегрегации на состав растущего кристалла твёрдого раствора [2-6]. Суть этих методов сводится к поддержанию заданного состава растущего кристалла путём непрерывной подпитки расплава одним или обоими его компонентами.

Алмазоподобные полупроводниковые соединения InSb и AlSb полностью размешиваясь как в жидком, так и в твёрдом состояниях, образуют непрерывный ряд твёрдых растворов [7]. Это обстоятельство открывает возможность прецизионного управления в широких пределах фундаментальными параметрами твёрдых растворов InSb-AlSb путём изменения их состава.

В настоящей работе, в пфанновском приближении, определены условия выращивания полностью однородных кристаллов InSb-AlSb методом двойной подпитки расплава [6], базированном на принципах кристаллизации расплава по Чохральскому. Установлены оптимальные режимы соотношений скоростей кристаллизации и подпитки расплава составными компонентами для получения кристаллов $\text{InSb}(1-x)\text{AlSb}(x)$ с требуемым составом (x). Аналогичные задачи были решены ранее для систем Ge-Si и ряда соединений A3B5 [8,9], которые продемонстрировали возможности и перспективность метода двойной подпитки расплава для выращивания однородных кристаллов твёрдых растворов исследованных материалов.

На Рис.1 представлена концептуальная схема выращивания кристаллов твёрдых растворов InSb-AlSb методом двойной подпитки расплава [6]. С момента роста кристалла InSb-AlSb из расплава, соответствующего состава (2) в него вводятся стержни из составных компонентов InSb (3) и AlSb (4). В течение всего цикла роста твёрдого раствора скорости кристаллизации и подпитки расплава

первым и вторым компонентами поддерживаются постоянными.

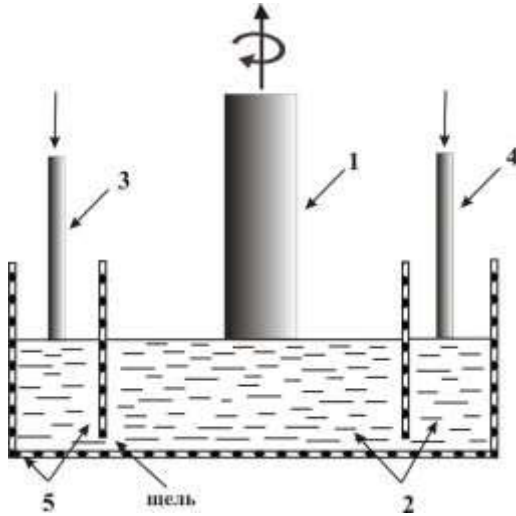


Рис.1.

Концептуальная схема выращивания монокристаллов твёрдых растворов InSb-AlSb методом двойной подпитки расплава, 1 – затравка из InSb-AlSb; 2 – расплав; 3, 4 – подпитывающие стержни из InSb и AlSb; 5 – тигель.

Задачу решали при выполнении следующих условий, обеспечивающих применение пфанновского приближения [1,3]: скорости диффузии компонентов в расплаве достаточно высоки и обеспечивают равномерность его состава по всему объёму; диффузия компонентов в растущем монокристалле и подпитывающих слитках пренебрежимо мала; на фронте кристаллизации существует равновесие между твёрдой и жидкой фазами, определяемое диаграммой состояния системы; фронт кристаллизации плоский.

Введём обозначения: V_m^0 и V_m – объёмы расплава в тигле в начальный и текущий моменты; V_c – объём кристаллизующегося расплава в единицу времени; V_1 и V_2 – объёмы подпитывающих слитков из первого (InSb) и второго (AlSb) компонентов соответственно, вводимые в расплав в единицу времени; C_{2m} и C_{2c} – концентрации (молярные доли) второго компонента в расплаве и кристалле, соответственно; C – общее количество второго компонента в расплаве; $K = C_{2c}/C_{2m}$ – равновесный коэффициент сегрегации второго компонента; t – время.

С учётом принятых обозначений имеем

$$C_{2m} = \frac{C}{V_m} \text{ и } \frac{dC_{2m}}{dt} = \frac{\dot{C}V_m - \dot{V}_m C}{V_m^2} = \frac{\dot{C} - \dot{V}_m C_{2m}}{V_m}. \quad (1)$$

По условию задачи технологические параметры V_c , V_1 и V_2 не зависят от t , и в этом случае справедливы следующие уравнения

$$V_m = V_m^0 - (V_c - V_1 - V_2)t,$$

$$\dot{V}_m = -V_c + (V_1 + V_2), \quad \dot{C} = -V_c C_m K + V_2. \quad (2)$$

Рост кристаллов твёрдых растворов с однородным составом будет происходить при выполнении условия неизменности состава расплава со временем. Тогда, введя обозначения $\alpha = V_2/V_c$ и $\beta = V_1/V_c$, определяющие соотношения скоростей подпитки и кристаллизации расплава, из (1) и (2) имеем

$$\frac{dC_{2m}}{dt} = 0, \quad \dot{C} - \dot{V}_m C_{2m} = 0,$$

и

(3)

$$C_{2m}^* = \frac{\alpha}{K^* - 1 + \alpha + \beta}, \quad C_{2c}^* = \frac{K^* \alpha}{K^* - 1 + \alpha + \beta}.$$

Здесь K^* – коэффициент сегрегации второго компонента (AlSb), соответствующий конкретным значениям

$$C_{2m} = C_{2m}^* \text{ и } C_{2c} = C_{2c}^*.$$

Условием роста полностью однородного кристалла твёрдого раствора является выполнение равенства для концентраций второго компонента в расплаве – C_{2m}^* и кристалле – C_{2c}^* значениям уравнения (3) на протяжении всего цикла кристаллизации расплава, включая стартовый момент. Как видно из (3), определение конкретных значений технологических операционных параметров $\alpha = V_2/V_c$ и $\beta = V_1/V_c$ для выращивания кристалла с заданным однородным составом, требует знания соответствующего значения K . На Рис.2 представлена диаграмма равновесного фазового состояния системы InSb-AlSb, заимствованная из [7].

Данные диаграммы позволяют построить зависимости K от C_{2m} и C_{2c} во всём непрерывном ряду твёрдых растворов путём определения сопряжённых значений концентраций AlSb в солидусе и ликвидусе системы. Задаём значение параметру $\alpha + \beta$ и для требуемого C_{2c}^* , из данных Рис.2, определяем соответствующее значение K^* .

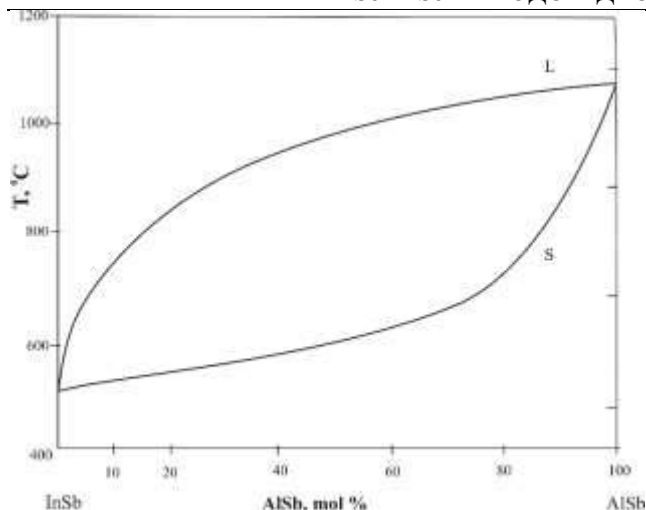


Рис.2.

Диаграмма равновесного фазового состояния системы InSb-AISb [7].

Затем по уравнению (3) находим значения α и β . Рассчитанные таким образом значения α и β для различных заданных C_{2c}^* в интервале $0 < x < 1$ определяют график зависимости равновесной концентрации кристалла C_{2c}^* от вариационных технологических параметров α и β . На Рис.3, для примера, приведены такие графики для трёх различных значений $\alpha + \beta$. Графики определяют стартовый состав расплава, соотношение скоростей подпитывания и кристаллизации расплава для выращивания однородного кристалла InSb-AISb с заданным составом. Как видно, варьированием значений α , β и $(\alpha + \beta)$ можно в различных режимах получать полностью однородные кристаллы твёрдых растворов во всём непрерывном ряду концентраций. Заметим, что практическая реализация получения однородных монокристаллов рассматриваемой системы может быть осуществлена с помощью установки, описанной в работе [4].

Отметим ряд преимуществ метода двойной подпитки перед известными методами Петрова [2] и подпитки расплава вторым компонентом [3]. В методе Петрова изменение состава расплава, происходящее в процессе роста кристалла, непрерывно компенсируется введением в него подпитывающего слитка с диаметром и составом равным таковым для растущего монокристалла твёрдого раствора.

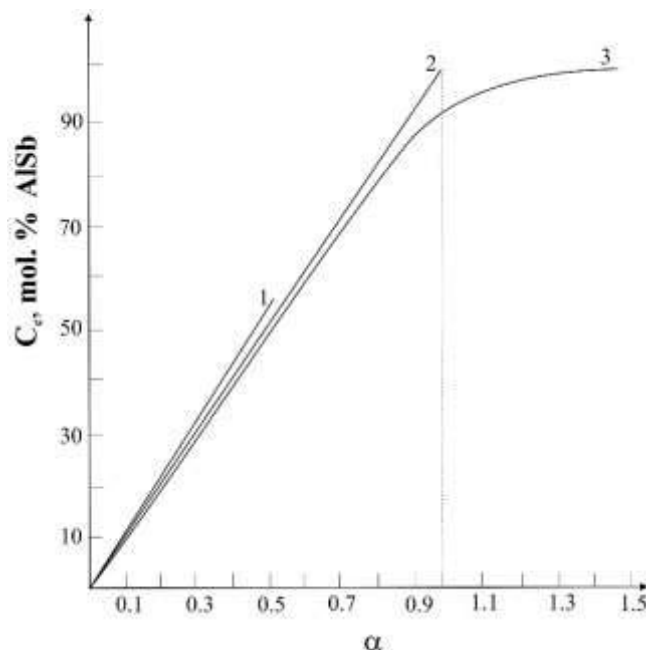


Рис.3.

Зависимость состава однородного кристалла InSb-AISb от α , выращенного методом двойной подпитки расплава: 1) $\alpha + \beta = 0.5$; 2) $\alpha + \beta = 1.0$; 3) $\alpha + \beta = 1.5$.

Существенным недостатком этого метода является необходимость предварительного изготовления макрооднородных подпитывающих стержней различного состава, что составляет довольно сложную практическую задачу [8,9]. Кроме этого, при изготовлении подпитывающих стержней они неминуемо загрязняются неконтролируемыми примесями. В случае двойной подпитки расплава постоянный состав, подпитывающего материала, определяется поддержанием соответствующего соотношения скоростей погружения стержней из первого и второго компонентов в расплав. При этом, состав растущего однородного монокристалла управляется простым изменением скоростей введения подпитывающих стержней в расплав.

Метод подпитки расплава вторым компонентом в данном случае может быть рассмотрен как частный случай метода двойной подпитки, когда $\beta = 0$. Несомненно, последний метод обладает более широкими возможностями для управления как составом, так и массой растущего монокристалла твёрдого раствора.

Резюмируя вышеприведенные данные и результаты, можно сделать следующее заключение. Метод двойной подпитки расплава обеспечивает получение полностью однородных кристаллов InSb-AlSb с заданным составом во всём непрерывном ряду твёрдых растворов. Полученные теоретические зависимости C_{2m}^* и C_{2c}^* от параметров α и β определяют стартовый состав расплава и соответствующие значения соотношения скоростей подпитывания и кристаллизации расплава для получения однородного кристалла с заданной композицией.

1. В.М.Глазов, В.С.Земсков, *Физико-химические основы легирования полупроводников*, «Наука», Москва, (1967) 371.
2. Д.А.Петров, *Выращивание однородных кристаллов твёрдых растворов методом твёрдой подпитки расплава*, Изв. АН СССР, *Омд. Тех. Наук*, **11**(1956) 82-87.
3. G.Kh.Azhdarov, T.Kucukomeroglu, A.Varilci et al., *Distribution of components in Ge-Si bulk single crystals grown under continuous feeding of the melt with the second component (Si)*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 437-442.
4. N.V.Abrosimov, S.N. Rossolenko, Thieme W. et al., *Czochralski growth of Si- and Ge-rich SiGe single crystals*, *J. Crystal Growth*, **174** (1997) 182-186.
5. G.Kh.Azhdarov, R.Z.Kyazimzade, *Growth of homogeneous single crystals of Ge-Si solid solutions by the modified Bridgman method*, *Crystallography Reports*, **50** (2005) S149-S153.
6. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, Z.A.Agamma-liyev, A.I.Kyazimova, *Growth of single crystals of semiconductor solid solutions by double feeding of the melt method*, *Crystallography Reports*, **55** (2010) 763-767.
7. В.С.Земсков, В.Б.Лазарев, *Твёрдые растворы в полупроводниковых системах*, «Наука», Москва, (1978)197.
8. З.М.Захрабекова, *Кристаллы твёрдых растворов Ge-Si, Получение и электрические свойства сложнолегированных кристаллов Ge-Si с примесями меди, алюминия и сурьмы*, LAP LAMBERT Academic Publishing, Германия, (2013) 139.
9. В.К.Казимова, *Кристаллы Ge-Si и их свойства. Получение и электрические свойства твёрдых растворов Ge-Si, сложнолегированных примесями меди, индия и сурьмы*, LAP LAMBERT Academic Publishing, Германия, (2013) 144.

TAM BİRCİNSLİ InSb-AlSb BƏRK MƏHLUL MONOKRİSTALLARININ ƏRİNTİNİ İKİQAT QİDALANDIRMA ÜSULU İLƏ ALINMA ŞƏRTLƏRİ

P.H.ƏJDƏROV, Z.M.ZÖHRABBƏYOVA, V.V.MİR-BAĞIROV, L.Ə.HÜSEYNLİ

Tam qarışılmış ərinti yaxınlaşmasında bircinsli InSb-AlSb bərk məhlul monokristallarının ərintini ikiqat qidalandırma üsulu ilə alınma şərtləri təyyin edilib. Alınan nəticələr verilən tərkib və ölçülərdə bircinsli InSb-AlSb bərk məhlullarının alınması üçün optimal texnoloji parametrləri (ərintinin başlanış tərkibi və həcmi, ərintinin kristallaşma və hər iki komponentlə qidalandırma sürətlərinin nisbəti) müəyyən edir.

GROWTH CONDITIONS OF FULLY HOMOGENEOUS InSb-AlSb SOLID SOLUTION SINGLE CRYSTALS BY THE DOUBLE FEEDING OF THE MELT METHOD

P.G.AZH DAROV, Z.M.ZAKHRABEKOVA, V.V.MIR-BAGIROV, L.A.GUSEYNLI

Growth conditions of fully homogeneous diamond-like InSb-AlSb solid solution single crystals, grown by the double feeding of the melt method, have been carried out in the fully mixed melt approximation. The obtained results determine optimum technology parameters (starting composition and volume of the melt, the ratio of crystallization and feeding rates of the melt by the first and second components) for growing of homogeneous InSb-AlSb solid solution crystals with desired dimensions and composition.

Редактор: акад. Т.ДЖ.Джафаров

УДК 621.315.592

**ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ АТОМАМИ ДИСПРОЗИЯ
НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ
ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$**

Б.Ш.БАРХАЛОВ, Р.Ю.АЛИЕВ, М.М.ТАГИЕВ, Г.З.БАГИЕВА

*Институт Физики НАН Азербайджана,
1143, г. Баку, пр. Джавида, 131
bbarhal@mail.ru*

Получена: 04.03.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

Представлены результаты экспериментального исследования теплопроводности в интервале температур $80\div 300\text{K}$ экструдированных образцов $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$, легированных атомами редкоземельного металла диспрозия. Показано, что для всех исследованных образцов в интервале температур $80\div 300\text{K}$ доля электронной составляющей коэффициента теплопроводности χ_e не превышает 15%, и в исследованных твердых растворах тепло переносится, в основном, колебаниями решетки, и теплопроводность определяется, в основном, трехфононными процессами и процессами рассеяния фононов на дефектах.

Ключевые слова: теплопроводность, твердый раствор, кристаллическая решетка, термоэлектрический материал, термоэлемент, экструзия, диспрозий.

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

Однако из-за слоистой структуры прочность указанного материала оказывается низ-

кой. Применение метода экструзии для получения термоэлектрических материалов на основе твердых растворов теллуридов висмута и сурьмы, широко применяемых в качестве материала для n - и p - ветвей для термоэлектрических преобразователей, в частности, электронных твердотельных охладителей, предназначенных для работы в интервале температур $200\div 350\text{K}$, позволяет существенно повысить их прочностные характеристики, сохраняя при этом термоэлектрические параметры близкими к таковым для монокристаллических образцов [3].

Как известно, получение образцов экструдированного материала связано с проведением целого ряда технологических операций, таких как синтез твердого раствора из исходных компонентов; размельчение синтезированного сплава до состояния порошка; изготовление из полученного порошка методом холодного прессования брикетов; экструзии брикетов (выдавливание брикетов, нагретых до пластического состояния, через отверстие диаметром 6мм).

Экспериментально установлено, что на термоэлектрические характеристики материалов для термоэлектрических преобразователей энергии существенно влияют такие факторы, как давление и температура экстракции, размер частиц исходного порошка, температура и время отжига полученного термоэлектрического материала. Поэтому, оптимизацией технологических процессов с учетом физико-химических и технологических особенностей экструдированных материалов, можно увеличить эффективность экструдированных термоэлементов и повысить стабильность их параметров, как в процессе изготовления термоэлементов, так и в процессе эксплуатации приборов на их основе.

Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур, является также легирование примесями, которые могут приводить к заметному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, связанных со статистическим характером распределения примесных атомов в решетке матрицы [3].

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

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

Теплопроводность образцов измеряли в интервале температур 80÷300К.

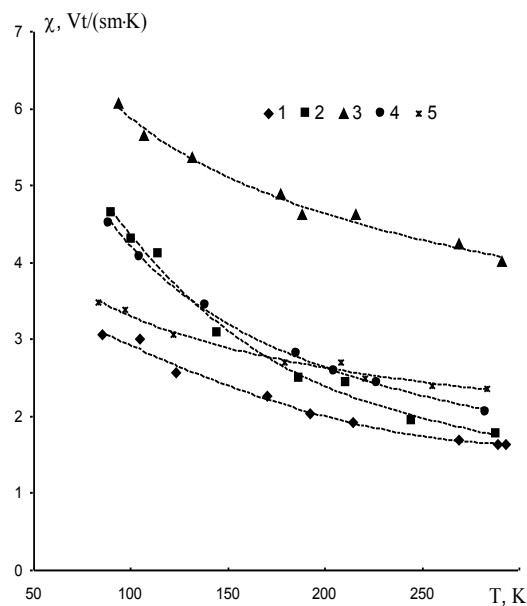


Рис.1.

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

На Рис.1 представлены температурные зависимости коэффициента теплопроводности χ для образцов $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ как не легированных, так и легированных атомами диспрозия. в количестве до 0,02ат.%. Видно, что в исследованных твердых растворах коэффициент теплопроводности в интервале температур 80÷300К уменьшается с ростом температуры как $\chi \sim T^{-1}$ (закон Эйкена).

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

При этом было использовано выражение

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

где σ - удельная электропроводность образца, T - абсолютная температура, L - число Лоренца, k - постоянная Больцмана, e - заряд электрона.

Значение A было определено из теоретической зависимости $A=f(\alpha)$ [4,5] с использо-

ванием экспериментальных значений коэффициента термо-эдс α и удельной электропроводности σ , полученных нами ранее в [6]. Результаты вычислений показали, для всех исследованных образцов в интервале температур $80\div 300\text{K}$ доля электронной составляющей коэффициента теплопроводности χ_e не превышает 15%, и в исследованных твердых растворах тепло переносится, в основном, колебаниями решетки (фононами).

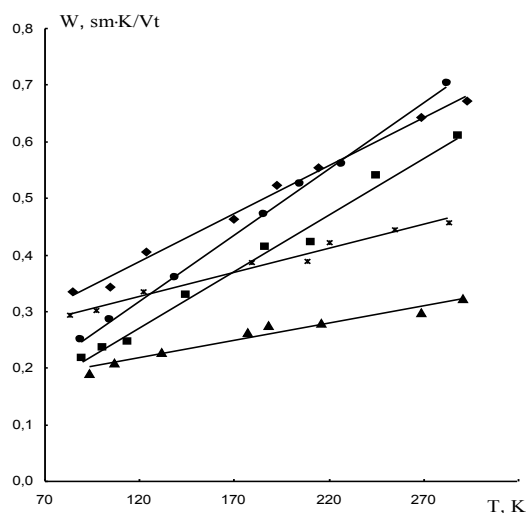


Рис.2.

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

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

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

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

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

т.е. в исследованных составах механизмами, ограничивающими теплопроводность в интервале температур $80\div 300\text{K}$ являются, в основном, трехфононные процессы переброса и процессы рассеяния фононов на дефектах. Отрезки, отсекаемые на оси ординат при экстраполяции зависимостей $W_p \sim T$ к значению $T=0$ соответствуют дополнительному тепловому сопротивлению, возникающему за счет структурных дефектов в каждом составе.

Для всех исследованных образцов с увеличением температуры коэффициент теплопроводности χ уменьшается. Однако, с увеличением процентного содержания Dy коэффициент теплопроводности χ изменяется не монотонно: с увеличением концентрации примеси диспрозия коэффициент теплопроводности растет, проходит через максимум при $0,005\text{ат.}\% \text{Dy}$ и в дальнейшем с ростом содержания диспрозия падает.

Обычно, при введении в материал в качестве примеси атомов тяжелых металлов, за счет создания дополнительного механизма рассеяния, общий коэффициент теплопроводности должен уменьшаться. Однако, ввиду того, что при концентрации примеси диспрозия до $0,005\text{ат.}\% \text{Dy}$ наблюдается обратное, можно заключить, что сначала введенные в качестве примеси атомы диспрозия в рассматриваемом интервале, занимая существующие в твердом растворе вакантные центры, уменьшают дефектность структуры, что приводит к росту теплопроводности. При дальнейшем росте концентрации примеси диспрозия коэффициент теплопроводности уменьшается, по-видимому, вследствие увеличения дефектности структуры. Ранее нами в [6] было выявлено, что электрические параметры указанного твердого раствора также не монотонно зависят от концентрации примесей диспрозия. Было найдено, что зависимость удельной электропроводности от концентрации примесей диспрозия проходит через максимум при концентрации $0,005\text{ат.}\% \text{Dy}$. Такая зависимость объяснялось тем, что атомы Dy в исследованном твердом растворе играют роль акцепторов и при концентрациях примеси до $0,005\text{ат.}\% \text{Dy}$ приводят к росту концентрации дырок и, тем самым, к повышению электропроводности. В то же время, при концентрациях примеси больше $0,005\text{ат.}\% \text{Dy}$ с ростом концентрации дефектов в образцах усиливается рассеяние носителей заряда на дефектах, и наблюдается как уменьшение коэффициента теплопроводности, так и падение электропроводности образцов за счет превалирования уменьшения подвижности зарядов, что подтверждается измерениями коэффициента Холла и подвижности носителей заряда.

1. Л.Н.Лукьянова, В.А.Кутасов, П.П.Константинов, *Термоэлектрики n -(Bi,Sb)₂ (Te, Se, S)₃, эффективные для области температур 80K<T<350K, Материалы IX Межгосударственного семинара, "Термо-электрики и их применение", Санкт-Петербург, (2004) 68-73.*
2. Л.Н.Лукьянова, В.А.Кутасов, П.П.Константинов, *Многокомпонентные твердые растворы p -типа на основе халькогенидов Bi и Sb для температур <220K, Материалы IX Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение", Санкт-Петербург, (2004) 80-85.*
3. С.С.Горелик, М.Я.Дашевский, *Материаловедение полупроводников и диэлектриков, М.: Металлургия (1988) 574.*
4. А.С.Охотин, А.С.Пушкарский, В.В.Горбачев, *Теплофизические свойства полупроводников, М.: Атомиздат, (1972) 200.*
5. И.А.Смирнов, В.И.Тамарченко, *Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках, Л.: Наука, (1977) 151.*
6. Б.Ш.Бархалов, Р.Ю.Алиев, Р.А.Исмайылова, *Влияние легирования атомами редкоземельного элемента диспрозия на термоэлектрические свойства твердого раствора $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$, Материалы VI Республиканской конференции «Опто-, наноэлектроника и физика конденсированных сред», Баку, (2012) 63-65.*

DİSPROZİUM ATOMLARI İLƏ AŞQARLAMININ EKSTRUZIYA OLUNMUŞ $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ NÜMUNƏLƏRİNİN İSTİLİKKEÇİRMƏSİNƏ TƏSİRİ

B.Ş.BARXALOV, R.Yu.ƏLİYEV, M.M.TAĞIYEV, Q.Z.BAĞIYEV

Nadir torpaq elementi disprozium atomları ilə aşqarlanmış ekstruziya olunmuş $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ nümunələrinin istilikkeçirməsinin 80÷300K temperatur intervalında eksperimental tədqiqatının nəticələri təqdim edilmişdir. Göstərilmişdir ki, bütün tədqiq edilmiş nümunələr üçün 80÷300K temperatur intervalında istilikkeçirmədə elektron hissəsinin payı 15%-i ötmür və tədqiq edilən bərk məhlullarda istilik, əsasən, kristal qəfəsin rəqsləri ilə daşınır və istilikkeçirmə, əsasən, üçfononlu proseslərlə və fononların defektlərdən səpilməsi prosesləri ilə müəyyən edilir.

EFFECT OF DOPING WITH DYSPROSIUM ATOMS ON HEAT CONDUCTIVITY OF THE EXTRUDED $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ SAMPLES

B.Sh.BARKHALOV, R.Yu.ALIYEV, M.M.TAGIYEV, G.Z.BAGIYEV

Results of the experimental research of heat conductivity of the extruded $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ samples doped with atoms of rare-earth metal dysprosium in 80÷300K temperature range have been presented. It has shown that for all investigated samples in 80÷300K temperatures range contribution of the electronic component on the heat conductivity factor χ_e has not exceed 15%, and in the investigated solid solutions heat is transferred, basically, by lattice vibrations, and heat conductivity has been defined, basically, by three-phonon processes and phonon.

Редактор: проф. Д.Г.Араслы

УДК 541.123.3

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТЕРМОЭДС И ПРОВОДИМОСТИ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С.Н.МУСТАФАЕВА, А.И.ДЖАББАРОВ, Э.М.КЕРИМОВА

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131
solmust@gmail.com*

Получена: 07.02.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

Методом прямого синтеза из исходных элементов получен твердый раствор состава $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$. Изучены термоэлектрические свойства и электропроводность полученного твердого раствора в зависимости от температуры. В рамках прыжковой модели переноса заряда оценены параметры локализованных в запрещенной зоне $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ состояний. Из температурной зависимости термоэдс определен температурный коэффициент энергии активации проводимости в $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$.

Ключевые слова: синтез, твердые растворы, термоэдс, проводимость, локализованные состояния.

ВВЕДЕНИЕ

Тройные таллиевые сульфиды TlGaS_2 и TlFeS_2 принадлежат к классу анизотропных полупроводников, обладающих высокой фото- и рентгеночувствительностью и проявляющих магнитные свойства [1,2]. Получение твердых растворов на основе указанных материалов создает возможности варьирования и управления их физическими параметрами. Известно, что тройные соединения данной группы кристаллизуются в моноклинную структуру: пространственная группа $C2/m$ с параметрами элементарной ячейки $a=11.636\text{\AA}$, $b=5.304\text{\AA}$, $c=6.799\text{\AA}$, $\beta=116.7^\circ$ для TlFeS_2 [3] и $C2/c$ $a=10.299\text{\AA}$, $b=10.284\text{\AA}$, $c=15.175\text{\AA}$, $\beta=99.603^\circ$ для TlGaS_2 [4].

В [5] была построена T - x фазовая диаграмма системы TlGaS_2 - TlFeS_2 эвтектического типа с координатами эвтектики 953K и 80мол.% TlFeS_2 . Было установлено существование ограниченных твердых растворов на основе исходных тройных соединений с моноклинной сингонией. При температуре отжига 933K сплавов системы растворимость на основе TlGaS_2 составляет 5мол.% TlFeS_2 , а со стороны TlFeS_2 – 10мол.% TlGaS_2 . Установлено, что ширина запрещенной зоны кри-

сталлов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Fe}_x\text{S}_2$ ($x=0$; 0.005; 0.01) уменьшается с ростом содержания железа и увеличивается с температурой.

В [6] на основе рентгенограмм поликристаллических образцов тройных соединений TlGaS_2 и TlFeS_2 и твердых растворов $\text{TlFe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x=0$; 0.01; 0.025; 0.05; 0.075) при комнатной температуре методом полнопрофильного анализа Ритвелда были рассчитаны параметры элементарных ячеек изученных кристаллов. Так, для кристаллов TlFeS_2 $a=11.65\text{\AA}$, $b=5.29\text{\AA}$, $c=6.81\text{\AA}$, $\beta=116.87^\circ$, а для TlGaS_2 $a=10.29\text{\AA}$, $b=10.27\text{\AA}$, $c=15.16\text{\AA}$, $\beta=99.44^\circ$, что хорошо согласуется с литературными данными [3,4]. Показано, что в твердых растворах $\text{TlFe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x=0$; 0.01; 0.025; 0.05; 0.075) с возрастанием концентрации галлия параметр a уменьшается, b и β увеличиваются, а параметр c практически не изменяется. Установлено, что кристаллографические параметры кристаллов $\text{TlFe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ с изменением состава меняются плавно, что свидетельствует об образовании твердых растворов в этой системе.

В [7] приведены результаты исследования магнитной восприимчивости и удельной намагниченности соединений TlGaS_2 , TlFeS_2

и твердых растворов на их основе в зависимости от температуры и состава. Из характера температурной зависимости удельной магнитной восприимчивости и ее величины следует, что соединение TlFeS_2 находится в парамагнитном состоянии при комнатной температуре, в то время как TlGaS_2 проявляет типичное диамагнитное состояние. На кривой температурной зависимости магнитной восприимчивости TlFeS_2 обнаружены аномалии, свидетельствующие о фазовых превращениях в этом соединении. Установлено, что увеличение содержания катионов галлия в твердых растворах $\text{TlFe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ приводит к уменьшению удельной намагниченности и увеличению различия в температурах Кюри-Вейса.

В настоящей работе представлены результаты изучения температурной зависимости проводимости и термоэдс в твердом растворе состава $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве исходных компонентов использовали особо чистые химические элементы: Tl (Тл-00), Ga (Ga 5N), S (осч 16-5), Fe (Fe 3N). Тройные соединения TlGaS_2 и TlFeS_2 синтезировали из взятых в стехиометрических соотношениях химических элементов путем непосредственного их сплавления в вакуумированных до 10^{-3} Па кварцевых ампулах. Завершенность синтеза тройных соединений TlGaS_2 и TlFeS_2 контролировали методами ДТА и РФА с сопоставлением полученных данных с известными параметрами [3,4]. Сплавы синтезировали из тройных соединений TlGaS_2 и TlFeS_2 при 1000K в течение 5÷7ч в эвакуированных до остаточного давления 10^{-3} Па кварцевых ампулах. Образцы сплавов отжигали в вакууме в две стадии: предварительный отжиг при температуре 953K в течение 200ч и окончательный отжиг при 933K в течение 500ч. Отожжённые сплавы охлаждали до комнатной температуры в режиме выключенной печи. Рентгенофазовый анализ проводился на дифрактометре ДРОН-2 с использованием излучения $\text{CuK}\alpha$ при комнатной температуре. С целью изучения влияния частичного катионного замещения $\text{Ga}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{3+}$ на физические свойства твердых растворов в системе TlFeS_2 - TlGaS_2 были

синтезированы $\text{TlFe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x=0.025$).

Образцы из $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ для электрических измерений имели форму параллелепипеда толщиной $d=1$ мм. Торцевые контакты к кристаллам создавали путем электролитического осаждения меди. Отношение площади торцевого контакта к межконтактному расстоянию составляло $S/L=0.088$ см. Электрическая проводимость (σ) и термоэдс (α) полученных образцов измерены четырехзондовым методом с точностью до 1% в температурном диапазоне 80÷355K. Амплитуда внешнего постоянного электрического поля, приложенного к исследуемым образцам в процессе электрических измерений, соответствовала омической области вольтамперной характеристики.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1. представлена типичная температурная зависимость термоэдс в $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$. От 80 до 150K знак термоэдс был положительным, что свидетельствовало о том, что в указанном интервале температур исследованные образцы проявляли p -тип проводимости. При дальнейшем увеличении температуры вплоть до 355K имела место инверсия знака термоэдс, т.е. проводимость приобретала n -тип. Согласно [8] формула для термоэдс халькогенидных полупроводников имеет вид

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

где k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, ΔE – энергия активации проводимости, γ – температурный коэффициент энергии активации проводимости.

Высокотемпературный ($T=275\div 355$ K) наклон полученной зависимости $\alpha(1/T)$ составлял $\Delta E^\alpha = 0.047$ эВ. Экстраполяция высокотемпературной ветви кривой $\alpha(1/T)$ до пересечения с осью ординат ($1/T = 0$) отсекала её в точке – 212 мкВ/К. Значение термоэдс отсечки позволило по формуле (1) определить температурный коэффициент энергии активации проводимости (γ), который оказался равным $2.98 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Знание последнего дало возможность оценить температурный коэффициент оптической щели (β) в

$\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ по формуле $\beta=2\gamma$ [8]. Значение β составляло $5.96 \cdot 10^{-4} \text{ В/К}$.

Энергия активации проводимости (ΔE^σ), определенная по наклону высокотемпературной экспоненциальной ветви зависимости $\sigma(10^3/T)$ в $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ (Рис.2), составляла 0.09 эВ. Расхождение в значениях ΔE^α и ΔE^σ можно приписать погрешностям экспериментов, а также возможности одновременного действия нескольких механизмов проводимости в исследуемом кристалле. Отметим, что следует ожидать ухудшения согласия в значениях ΔE^α и ΔE^σ и в том случае, когда в наклон прямой $\ln \sigma$ от $1/T$ вносит вклад температурная активация подвижности носителей заряда.

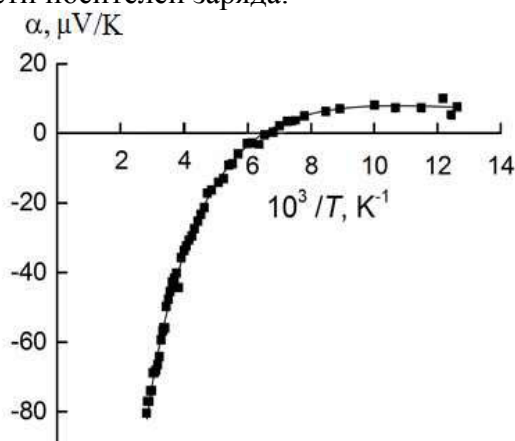


Рис.1.

Температурная зависимость коэффициента термоэдс в твердом растворе $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$

Низкотемпературная ветвь зависимости $\ln \sigma$ от $1/T$ характеризовалась монотонно уменьшающейся по мере понижения температуры энергией активации. Такой характер поведения проводимости в $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ при низких температурах 80÷180 К присущ прыжковому механизму переноса заряда с переменной длиной прыжка [8], когда ток переносится носителями заряда, находящимися в локализованных вблизи уровня Ферми состояниях. Об этом свидетельствовала также температурная зависимость проводимости, перестроенная в координатах Мотта $\lg \sigma = f(T^{-1/4})$ (Рис.3). Тангенс угла наклона этой зависимости ($T_0 = 2.3 \cdot 10^6 \text{ К}$) позволил оценить плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми по формуле

$$N_F = \frac{16}{T_0 \cdot k a^3}, \quad (2)$$

где a – радиус локализации.

Значение N_F оказалось равным величине $2.9 \cdot 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. При этом для радиуса локализации взято значение $a = 14 \text{ \AA}$ (по аналогии с TlFeS_2 [2]). В TlFeS_2 для N_F было получено значение $1.7 \cdot 10^{18} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ [2].

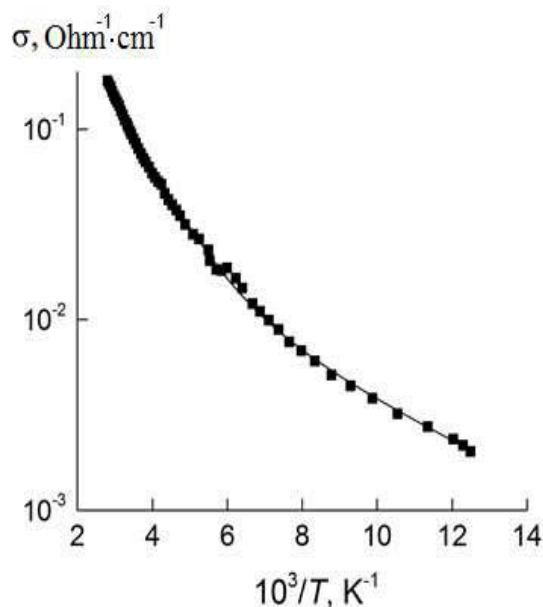


Рис.2.

Температурная зависимость темновой омической проводимости твердого раствора $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ на постоянном токе в координатах Аррениуса.

По формуле
$$R(T) = \frac{3}{8} \cdot a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad (3)$$

вычислена длина прыжков носителей заряда в изученных образцах $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ при различных температурах из интервала 80÷180 К. При $T=80 \text{ К}$ $R=68 \text{ \AA}$, а при $T=180 \text{ К}$ $R=56 \text{ \AA}$, так что среднее расстояние прыжков в $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ в области температур 80÷180 К составляло $R_{\text{ср}}=62 \text{ \AA}$. Значение $R_{\text{ср}}$ в 4.4 раза превышало среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда, т.е. $R_{\text{ср}}/a=4.4$. Отметим, что в TlFeS_2 значение $R_{\text{ср}}$ составляло $109 \text{ \AA}$ [2].

Из условия [8]

$$\frac{4\pi}{3} R^3 \cdot N_F \cdot \frac{\Delta E}{2} = 1 \quad (4)$$

оценили энергетический разброс ловушечных состояний вблизи уровня Ферми: $\Delta E=70 \text{ мэВ}$. Концентрация глубоких ловушек в $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$, вычисленная по формуле

$$N_t = N_F \cdot \Delta E, \quad (5)$$

составляла $N_t = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

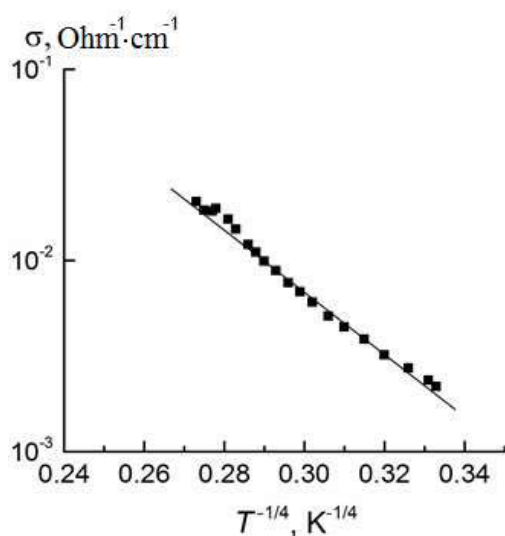


Рис.3.

Низкотемпературная проводимость твердого раствора $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$, перестроенная в координатах Мотта.

Температурная зависимость энергии активации в области действия прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка описывается соотношением [9]:

$$\Delta W = \frac{(kT)^{3/4}}{(N_F \cdot a^3)^{1/4}}. \quad (6)$$

Определенная по формуле (6) средняя энергия активации прыжков в твердом растворе $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ составила 65 мэВ в области температур $T = 80 \div 180 \text{ К}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что при температурах $80 \div 180 \text{ К}$ в полученных твердых растворах $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ в постоянном электрическом поле имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям. Оценены плотность локализованных состояний в окрестности уровня Ферми ($N_F = 2.9 \cdot 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-3}$) и их энергетический разброс ($\Delta E = 70 \text{ мэВ}$), среднее расстояние прыжков ($R_{\text{ср}} = 62 \text{ \AA}$), средняя энергия активации в области действия прыжковой проводимости ($\Delta W = 65 \text{ мэВ}$), а также концентрация глубоких ловушек ($N_t = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), ответственных за перенос заряда на постоянном токе при низких температурах. Из температурной зависимости термоэдс в $\text{TlFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ определен

тип проводимости и температурный коэффициент энергии активации проводимости $\gamma = 2.98 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$.

1. С.Н.Мустафаева, *Фотоэлектрические и рентгенодозиметрические свойства монокристаллов $\text{TlGaS}_2<\text{Yb}>$* , ФТТ, **47** (2005) 1937–1940.
2. С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, А.И.Джаббарлы, *Перенос заряда в TlFeS_2 и TlFeSe_2* , ФТТ, **42** (2000) 2132–2135.
3. K.Klepp, H.Boller, *Die Kristallstruktur von TlFeSe_2 and TlFeS_2* , Monatshefte fur Chemie, **110** (1979) 1045–1055.
4. G.E.Delgado, A.J.Mora, F.V.Perez, J.Gonzalez, *Crystal structure of the ternary semiconductor compound thallium gallium sulfide, TlGaS_2* , Physica B, **391** (2007) 385–388.
5. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, С.Б.Кязимов, Н.З.Гасанов, *Диаграмма состояния системы $\text{TlGaS}_2\text{-TlFeS}_2$ и ширина запрещенной зоны монокристаллов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Fe}_x\text{S}_2$ ($0 \leq x \leq 0.01$)*, Неорган. Материалы, **48** (2012) 1110–1113.
6. А.У.Шелег, В.Г.Гуртовой, В.А.Чумак, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, *Рентгенографические исследования кристаллов системы $\text{TlFe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$* , Сборник докладов VI – ой Международной научной конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела» (ФТТ-2013). Минск. Беларусь, 15–18 октября, **2** (2013) 132–134.
7. К.И.Янушкевич, В.Г.Гуртовой А.У.Шелег, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, *Особенности магнитных взаимодействий в твердых растворах $\text{TlFe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$* , Вестник фонда фундаментальных исследований НАН Беларуси, **65** (2013) 29–35.
8. Н.Мотт, Э.Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, М.: Мир (1974) 472.
9. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, (1979) 416.

**$\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ BƏRK MƏHLULUN TERMO-E.H.Q-İ VƏ DC-KEÇİRİCİLİYİNİN
TEMPERATURDAN ASILILIĞI**

S.N.MUSTAFAYEVA, A.İ.CABBAROV, E.M.KƏRİMOVA

İlkin elementlərdən bilavasitə sintez metodu ilə $\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ bərk məhlulu alınmışdır. Alınmış bərk məhlulun elektrikkeçiriciliyinin və termo-e.h.q-nin temperaturdan asılılığının eksperimentdən alınan nəticələri verilir. . Keçiriciliyin sıçrayışla baş vermə mexanizminə əsasən eksperimental nəticələrdən $\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ kristalının qadağan olunmuş zonadakı lokallaşmış halların parametrləri qiymətləndirilmişdir. .Tədqiq edilmiş $\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ bərk məhlulunda keçiriciliyin aktivasiya enerjisinin temperatur əmsalı təyin olunmuşdur.

**TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE THERMOELECTRIC POWER AND
DC-CONDUCTIVITY OF $\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ SOLID SOLUTION**

S.N.MUSTAFAEVA, A.I.JABBAROV, E.M.KERIMOVA

$\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ solid solution has been prepared by direct elemental synthesis. The dependences of the thermoelectric properties and dc-conductivity on temperature have been studied in $\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ solid solution. In terms of hopping mechanism of charge transfer the parameters of localized states in forbidden gap of $\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ have been evaluated. The temperature coefficient of activation energy of conductivity has been calculated for studied $\text{TFe}_{0.975}\text{Ga}_{0.025}\text{S}_2$ solid solution.

Редактор: акад. ДЖ.Ш.Абдинов

УДК 537.226.2; 537.226.3

ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ СМЕСИ ЦЕОЛИТОВОГО И КРЕМНИЕВЫХ ПОРОШКОВ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ КРЕМНИЯ

В.И.ОРБУХ, Г.М.ЭЙВАЗОВА, Н.Н.ЛЕБЕДЕВА, А.Х.МУРАДОВ

*Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, Баку, ул.З.Халилова, 23
orbukh@rambler.ru*

Получена: 07.02.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

Исследован диэлектрический отклик смеси цеолитового порошка с порошками кремния. Получены зависимости реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости от частоты переменного поля для разных концентраций кремния и зависимости отклика от концентрации для различных частот. Обнаружен максимум в зависимости диэлектрических проницаемостей от концентрации для различных частот. При концентрациях кремниевого порошка, превышающих 10%, наблюдалось устойчивое уменьшение диэлектрического отклика при увеличении концентрации кремния. Объяснение явления основано на предположении о рекомбинации выходящих из пор цеолита положительных ионов и электронов на частицах кремния. Механизм основан на роли ионного обмена между различными кристаллитами цеолита.

Ключевые слова: порошок цеолита, нанопористые материалы, кремний.

ВВЕДЕНИЕ

Цеолиты - природные минералы, благодаря строго определенным размерам пор и внутренних полостей ($\approx 4\text{Å}$), являются хорошими сорбентами и проявляют способность к ионному обмену. Цеолит представляет собой микропористую «губку» с объемом пор до 50% объема каркаса. Известно более 40 минеральных видов природных цеолитов. В пределах Азербайджанской республики были установлены 14 разновидностей цеолитового семейства минералов, которые, главным образом, связаны с вулканизмом. Геологическая особенность цеолитоносных районов дает основание считать, что территория Азербайджана является одним из перспективных регионов по природным цеолитам [1], а именно, по высококремнеземным цеолитам, широкое применение которых установлено во многих областях.

На основе рентгенографического и спектрального химического анализа была установлена принадлежность исследуемого нами

природного цеолита к высококремне-земным цеолитам типа клиноптилолит [2]. Кристаллическая структура клиноптилолита принадлежит к моноклинной сингонии с параметрами: $a=17.74\text{Å}$, $b=17.9\text{Å}$, $c=7.4\text{Å}$, пространственная группа $C2/m$, $\beta=117^\circ$. Структура состоит из чередующихся отрицательно заряженных алюмо-кремнекислородных тетраэдров AlO_4 и SiO_4 , которые, соединяясь между собой вершинами, образуют поры-наноканалы двух типов А и В с размерами $0.6 \times 0.4\text{нм}$ (А тип) и $0.4 \times 0.4\text{нм}$ (В тип) [3]. Содержимое этих каналов представляет собой внекаркасную подсистему - это положительно заряженные ионы-катионы Na^+ , K^+ , Mg^+ , Ca^+ , компенсирующие отрицательный заряд каркаса, а также большое количество молекул H_2O - координационной воды. Вода играет важную роль для обеспечения стабильности каркаса клиноптилолита. Так как между атомами кислорода из каркаса, положительно заряженными ионами, и молекулами H_2O образуется водородная связь, что, как полагают [4-6], приво-

дит к увеличению подвижности ионов в поровом пространстве. Известно, что ИК-спектры чувствительны к изменениям как водородных, так и координационных связей в кристалле. Это обусловило интерес к измерению спектров поглощения воды в клиноптилолите [7]. Исследовались спектры поглощения природного цеолита-клиноптилолита в широкой области частот от 3600 см^{-1} до 100 см^{-1} . Идентифицированные полосы обусловлены поглощением воды в порах цеолита. Обнаруженная широкая полоса на частоте 3470 см^{-1} обусловлена колебанием молекул воды. Самая сильная полоса на частоте 1631 см^{-1} подтверждает большую диффузионную подвижность.

Изучению диэлектрических спектров цеолитов при различных условиях посвящен ряд работ. В работе [8] изучалась зависимость диэлектрических свойств цеолита от типа основного иона, т.е. иона, контролирующего ионномиграционную поляризацию. В работе изучалась температурная зависимость диэлектрической проницаемости при различных частотах. Установлено, что экспериментальные результаты удовлетворительно описываются моделью двухкомпонентной системы цеолит-воздушные поры. Отметим, что в этой работе перед экспериментом вода из пор удалялась вакууммированием или отжигом. Влияние воды на диэлектрические свойства цеолитов изучались в работе [9]. В этой работе исследовался природный цеолит Са клиноптилолит. В работе были изучены диэлектрические спектры обусловленные релаксацией воды (при различных её концентрациях) в системе клиноптилолит-вода. Установлено, что вклад в диэлектрические свойства цеолита воды, связанной в порах, и воды в свободном объеме различен. Показано, что при влажности меньше 12% вся вода находится в связанном состоянии. В работе [10] установлено, что модифицирование одними ионами увеличивает, а другими - уменьшает диэлектрическую проницаемость по отношению к исходному образцу. В работе [11] измерялись диэлектрические спектры природного клиноптилолита в вакууме (0.1Торр) и на воздухе (при атмосферном давлении). Измерения проводились на образ-

цах высокой плотности (природная пластина) и низкой плотности (непрессованный порошок). Установлено, что частотная зависимость как реальной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости характеризуется примерно одним и тем же временем релаксации порядка 10^{-5} с . Сделан вывод о том, что во всех рассмотренных случаях диэлектрические спектры определяются колебаниями ионов щелочных металлов, связанных с молекулами воды внутри цеолитовых пор. А различия в соответствующих спектрах связаны с изменением концентрации указанных комплексов.

Изучение электрических свойств проводилось в основном в переменном электрическом поле. Это связано с тем, что проводимость цеолитов связывается с движением ионов в порах цеолита. Уже в ранних работах, посвященных ионной проводимости цеолитов, полагалось, что гидратация приводит к ослаблению электростатического взаимодействия катионов с каркасом и, соответственно, к понижению барьеров их миграции. Способность катионов диффундировать сквозь большую открытую цеолитовую структуру дают возможность получения высокой ионной проводимости в цеолитах. За последние годы было сделано много попыток исследовать возможности управления ионным транспортом во внешнем электрическом поле. Они рассмотрены в обзоре [12]. Электрическая проводимость цеолитов при переменном напряжении обусловлена движением положительных ионов металлов в поровом пространстве, и она существенно зависит от содержания в порах воды. Такое объяснение вполне подходит для переменных токов.

Крайне мало исследований электропроводности цеолитов в режиме постоянного напряжения. Одной из таких является работа [13] на цеолитовой пластине, вырезанной из моноблока природного клиноптилолита, [14] - на микромонокристаллах синтезированных цеолитов, [15] - на таблетках спрессованного порошка натурального цеолита. При исследовании токов при постоянном напряжении наблюдается либо стационарный ток, что несвойственно ионной проводимости, либо

непрерывно спадающий ток. Поэтому дискуссионным остается вопрос о возможности сквозной ионной проводимости цеолитов на постоянном токе.

В последнее время значительно возрос интерес к изучению электрических свойств цеолитовых порошков, пленок и пленочных композитов в постоянном электрическом поле [16-19]. Электропроводность цеолитовой пленки проявляет идеально два режима: один при малых напряжениях, когда пленка ведет себя как изолятор и другой после напряжения пробоя, когда проводимость резко возрастает. Исследование композитных материалов на основе цеолитового порошка ограничено задачами внедрения составляющих композита в поры цеолита [20]. Одним из привлекательных компонентов для создания композита с цеолитовым порошком являются кремневые частицы, покрытые естественным окислом SiO_2 . Образующаяся на поверхности кремния двуокись кремния, подобно цеолиту, является эффективным поглотителем водяных паров [20,21]. В работе [22] изучали электрические свойства смеси из цеолитового и кремниевого порошков. Особенность такого композита в том, что как цеолит, так и частицы кремниевого порошка (покрытые двуокисью кремния) являются эффективными поглотителями водяных паров и частицы цеолита не обладают электронной проводимостью в противоположность частицам из низкоомного кремния. Оказалось, что малая (10%) добавка частиц кремния в порошок клиноптилолита приводит к существенному изменению электропроводности цеолитового порошка: вместо непрерывно спадающего со временем тока при постоянном напряжении, что характерно для ионной проводимости, наблюдается стационарный ток, а при некотором напряжении, зависящем от давления воздуха, ток начинает резко расти с ростом напряжения. Учитывая наличие такого сильного влияния кремния на характер стационарного тока в цеолитовом порошке и предполагая возможным в такой системе взаимодействие между ионами, выходящими из пор цеолита, с частицами кремния при различных его концентрациях, мы ре-

шили исследовать проводимость при переменном токе в смеси клиноптилолита и кремния с разным его содержанием.

ЭКСПЕРИМЕНТ

МАТЕРИАЛЫ. В качестве объекта исследования был использован природный цеолит клиноптилолит: сингония: моноклинная, пространственная группа симметрии: $C2/m$; параметры элементарной ячейки: $a=1.761$, $b=1.780$, $c=0.741\text{nm}$, $\beta=115.2^\circ$. Для эксперимента из объемного моноблока природного цеолита клиноптилолита, химический состав которого, подтвержденный проведенным рентгенографическим анализом, содержал: Al_2O_3 — 11.36, SiO_2 — 67.84, Na_2O — 1.25, MgO — 0.49, P_2O_5 — 0.11, SO_3 — 0.03, K_2O — 3.01, CaO — 0.29, TiO_2 — 0.08, MnO — 0.078, Fe_2O_3 — 1.19, KJ — 11.64, нарезались частицы размерами $0.3\div 0.5\text{мм}$. Затем на планетарной мельнице типа FRITSCH они доводились до порошкового состояния с размерами частиц цеолита 0.1мкм . Для изготовления порошка кремния были использованы стандартные заводские пластины кремния (111) и (100) марки КЭФ (удельное сопротивление $\approx 7.5\text{Ом}\cdot\text{см}$). После предварительного измельчения частицы кремния, также как и цеолит, превращались в порошок на планетарной мельнице. Исследовались образцы двух типов: порошок природного цеолита и смесь порошка природного цеолита и кремния следующих составов Si - 10%, 20%, 30%, 40%, 50%.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ. Для измерения образцы помещались в кассету между двумя плоскими электродами, один из которых был проводящий прозрачный слой SnO_2 на стеклянном диске, а второй - отполированный медный диск. С помощью накидной гайки медный диск сжимал засыпанный в кассету порошок в слой толщиной 0.5мм . и диаметром в 1см . Кассета с образцом подключалась на вход измерителя L, C, R универсальный E7-22. Измерения в режиме C и R проходили в частотном диапазоне $100\text{Гц}\div 1\text{МГц}$ при комнатной температуре.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 представлены частотные зависимости реальной (ϵ') и мнимой (ϵ'') частей диэлектрической проницаемости. На Рис.2

представлены зависимости ε' и ε'' от концентрации Si для различных частот.

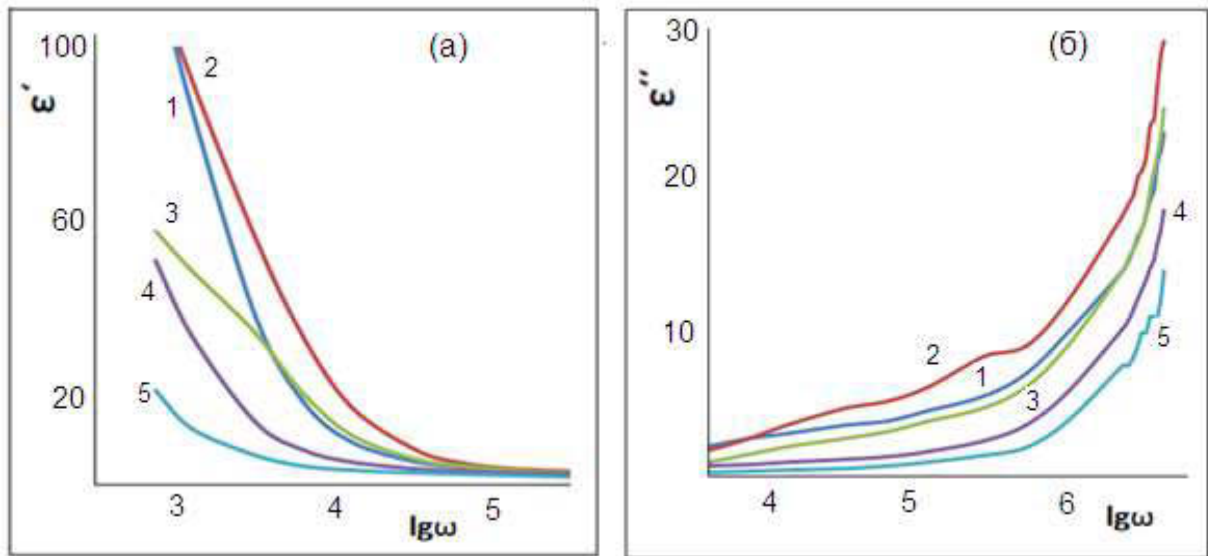
Из графиков следует что:

- при увеличении частоты как для чистого цеолита, так и для смесей цеолита кремниевым порошком частотные зависимости ε' и ε'' соответствуют модели с одним временем релаксации. Различия в кривых на Рис.1 для разных концентраций кремния связаны с различием в параметрах модели с одним временем релаксации;
- в зависимости диэлектрического отклика от концентрации кремния наблюдается максимум при концентрации примерно 10%Si;
- положение максимума практически не зависит от частоты;
- сам максимум при увеличении частоты от 500Гц до 5000Гц уменьшается примерно на порядок для обеих диэлектрических проницаемостей;
- изменение концентрации кремния на десятки процентов приводит к изменению диэлектрических проницаемостей на сотни процентов. Так, например, на частоте 500Гц при изменении концентрации от 10 до 30 процентов ε' изменяется от 570 до 130;
- при больших концентрациях кремния имеет место своеобразное насыщение: на всех частотах отклики сближаются.

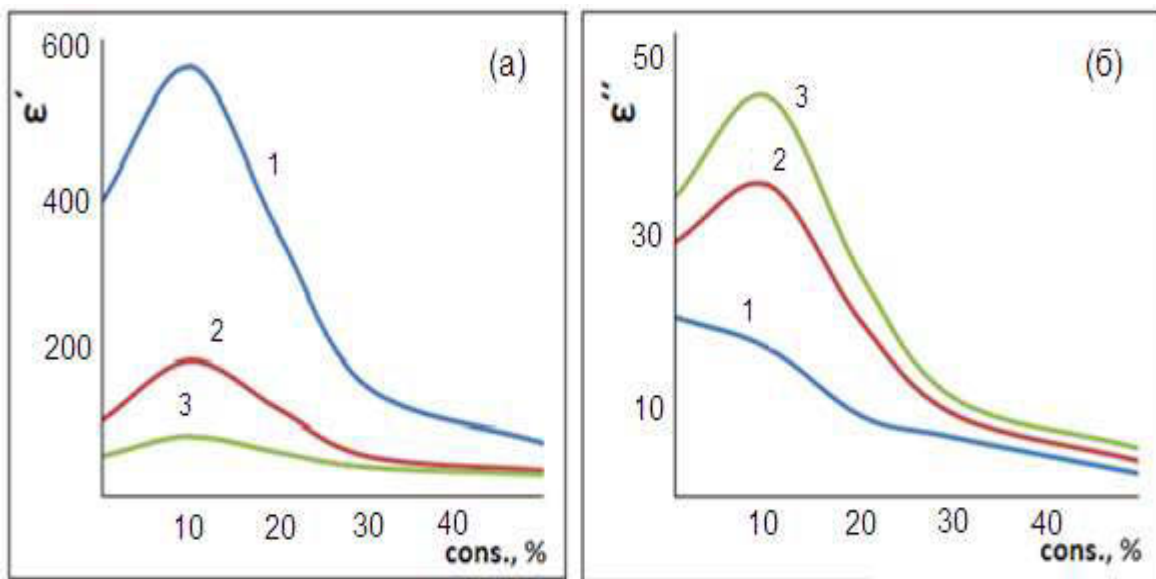
Приступая к объяснению, отметим, что основное свойство цеолитов - это способность к ионному обмену. Мы считаем, что именно это свойство цеолита определяет ряд особенностей диэлектрического отклика. Дело в том, что в состоянии теплового равновесия в цеолитовом порошке имеет место обмен положительными ионами между различными кристаллитами. Традиционный ионный обмен сводится к замещению в порах цеолита ионов одного типа другими. В цеолитовом порошке в условиях теплового равновесия происходит тот же обмен, но между одинаковыми ионами. В отсутствии внешнего поля это не приводит к новым явлениям. Во внешнем поле при измерении электропроводности этот же обмен одинаковыми ионами между различными кристаллитами обеспечивает непрерывность ионного тока. Для

объяснения немонотонной зависимости диэлектрического отклика от концентрации кремниевого порошка рассмотрим с этой точки зрения исследуемую смесь цеолита с кремнием. Добавление проводящих кремневых частиц к цеолитовому порошку приводит к двум противоположным эффектам. С одной стороны, движение электронов в кремневых частицах является дополнительным по отношению к цеолиту механизмом диэлектрического отклика: электропроводность кремневых частиц в присутствии внешнего поля обеспечивает вклад в мнимую часть диэлектрической проницаемости, а дипольные моменты локализованных частиц кремния суммируются и дают вклад в реальную часть диэлектрической проницаемости. Это приводит к увеличению диэлектрического отклика. С другой стороны, положительные ионы в порах цеолита, выходя в межкристаллитное пространство, могут нейтрализоваться на частицах кремния [23].

Такой своеобразный механизм рекомбинации электронов кремния и положительных ионов из пор цеолита объясняет наблюдаемую в нашем эксперименте зависимость диэлектрического отклика от концентрации кремниевого порошка. Действительно, при малых концентрациях кремния увеличение её приводит к увеличению отклика, так как помимо самого цеолитового порошка вклад в диэлектрический отклик начинает давать кремниевый порошок, а роль рекомбинации электронов кремния с ионами цеолита незначительна. Уменьшению диэлектрического отклика при больших концентрациях кремния способствует именно рекомбинация электронов кремния с ионами цеолита. Рекомбинация не обязательно происходит с ионами из ближайшего окружения цеолитовых кристаллитов. Дело в том, что благодаря ионному обмену между различными кристаллитами одинаковыми ионами изменение концентрации ионов в одном из кристаллитов восстанавливается за счёт диффузии из других. Это означает, что рекомбинация будет продолжаться до тех пор, пока электрическое поле положительно зарядившейся кремневой частицы не прекратит этот процесс. Такой механизм согласуется с непропорционально

**Рис.1.**

Частотные зависимости реальной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости; 1-цеолит; смесь цеолита с Si: 2-10%; 3-20%; 4-30%; 5-50%.

**Рис.2.**

Зависимости реальной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости смеси от концентрации Si для различных частот: 1-500Гц; 2-2000Гц; 3-5000Гц.

большим изменением диэлектрического отклика при незначительном изменении концентрации кремниевого порошка. Сильное взаимодействие между компонентами смеси объясняет нелинейную зависимость влияния примеси кремния на результаты измерения диэлектрического отклика.

В процессе рекомбинации положительных ионов с электронами кремниевых частиц

происходит понижение энергии – $N\Delta$. Здесь Δ – понижение энергии в результате рекомбинации одного иона, N – количество рекомбинировавших ионов. Одновременно, происходит увеличение энергии электрического поля кремниевых частиц $\int \frac{\epsilon_0 E^2}{2} dV$, которые заряжаются положительно в результате рекомбинации. Полная энергия $W(N)$, как функция

числа рекомбинированных частиц N , равна их сумме и имеет вид:

$$W(N) = -N\Delta + \int \frac{\epsilon_0 E^2}{2} dV. \quad (1)$$

Кремниевую частицу считаем шаром с радиусом R . Соответственно для электрического поля используем формулу электрического поля заряженного шара

$$E = \frac{keN}{R^2}$$

($k=9 \cdot 10^9$, $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ – электрона).

Определим минимальное значения функции (1), приравнявая произвольную от нее к нулю

$$\frac{dW(N)}{dN} = 0, \quad (2)$$

в результате получаем

$$N = \frac{R\Delta}{2\pi\epsilon_0 k^2 e^2} \sim 10^9 R\Delta, \quad (3)$$

здесь R выражено в метрах, а Δ выражено в электрон-вольтах.

Для оценки считаем, что Δ порядка нескольких электрон-вольт, а $R \sim 10^{-5}$, в результате получим: $N \sim 5 \cdot 10^5$. Такая оценка указывает на то, что на одной кремниевой частице может рекомбинировать макроскопически большое число положительных ионов из пор цеолита. Таким образом объясняется не пропорционально большое влияние кремниевого порошка на диэлектрический отклик смеси цеолита с кремнием. Другими словами, влияние кремниевого порошка не пропорционально объему, который он занимает, потому что при таком механизме вклад примеси определяется не только непосредственным вкладом кремниевой частицы в отклик, а также количеством электронов в ней, рекомбинирующих с ионами. Он также согласуется с тем, что положение максимума практически не зависит от частоты, так как в предложенном механизме не участвует ни величина, ни частота приложенного поля. Так как с ростом частоты вклад свободных носителей в диэлектрический отклик уменьшается, то предложенное объяснение согласуется с тем, что с ростом частоты максимум уменьшается.

То обстоятельство, что простая модель с одним временем релаксации не вполне описывает частотную зависимость диэлектрических проницаемостей объясняется следующим образом. Комплексность и взаимосвязь

электрических характеристик таких сложных объектов получаются не просто из формального преобразования уравнения Максвелла для полного тока, а вызваны физическими особенностями протекания в них процессов проводимости и поляризации. Следует отметить, что классическое рассмотрение тока проводимости и тока смещения, принятое для идеального проводника и идеального диэлектрика не применимо к ионопроводящим цеолитам с развитой системой пор. В таких сложных гетерогенных средах ток проводимости, как направленное поступательное движение носителей заряда, и ток смещения, как колебательное смещение связанных зарядов, должны иметь дополнительные фазовые сдвиги по отношению к напряженности E внешнего переменного поля, поскольку в пористом веществе нет идеально свободных и идеально связанных носителей заряда. Эти носители (ионы, группы и комплексы) скорее можно назвать полусвободными в зависимости от энергетической структуры порового пространства. В различных (на мезоскопическом масштабе) участках такого материала энергетический спектр заряженных частиц различен. Из-за такой неоднородности дополнительные фазовые сдвиги тока проводимости и тока смещения должны быть различными при разных частотах внешнего поля. Отсюда следует, что статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости, как электрические характеристики гетерогенных сред, должны быть не константами, а сложными функциями частоты. Это полностью объясняет слабую зависимость параметров от самой частоты распределения (Рис.1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован диэлектрический отклик смеси цеолитового порошка с порошками кремния. Измерены зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости от частоты переменного поля для разных концентраций кремния, а также зависимости отклика от концентрации при различных частотах. Обнаружен максимум в зависимости диэлектрических проницаемостей от концентрации для различных частот.

- Начиная с концентраций кремниевого порошка, несколько превышающих 10%, наблюдалось устойчивое уменьшение диэлектрического отклика при увеличении концентрации кремния.
- Объяснение наблюдаемого явления основано на предположении о наличии двух конкурирующих механизмов, влияющих на диэлектрический отклик. При малых концентрациях кремния дополнительный вклад в диэлектрическую проницаемость вносят и частицы кремния. При больших концентрациях кремния, рекомбинация выходящих из пор цеолита положительных ионов и электронов на частицах кремния приводит к уменьшению диэлектрических проницаемостей. Этот механизм основан на роли ионного обмена между различными кристаллитами цеолита.
1. С.Е.Амиров, *Цеолиты Азербайджана, Элм*, (2004) 22.
 2. T.Z.Kuliyeva, N.N.Lebedeva, V.I.Orbukh, Ch.A.Sultanov, *Natural Zeolit-Klinoptilolit Identification, Fizika*, **XV** №3 (2009) 43-45.
 3. Н.К.Мороз, Ю.В.Середкин, И.С.Афанасьев, В.В.Бакакин, *Строение и диффузионная подвижность внекаркасной подсистемы аммонийных форм цеолитов клиноптилолита и шабазита, Ж. Струк. Химии*, **43** (2002) 642-648.
 4. P.Ducros, *Etude de la mobilite de l'eau et dans quelques zeolites HFR relaxation dialectrique Et resonance magnetique nucleaire, Bull.Soc. Fr.Mineral, Grystallogr*, **LXXX** 111 (1960) 85.
 5. N.H.Magensen, E.Skou, *Effect of salvation of charge carriers in hydrated zeolites, Solid State Ionics*, **77** (1995) 51-54.
 6. I.S.Afanassyev, B.A.Fursenco, I.A.Belitsky, *Proton Transfer in Hydrated Microporou Aluminosilicates: α HNMR Stady of Zeolite Chabarite, Physe. Chem. Min.*, **25** (1998) 262-287.
 7. Т.З.Кулиева, Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Г.М.Эйвазова, *Полосы поглощения кристаллизационной воды в ИК-спектрах поглощения клиноптилолита, J. of Qafgaz University*, №31 (2011) 72-75.
 8. С.В.Барышников, С.В.Ланкин, Е.В.Стукова, В.В.Юрков, *Влияние типа иона на диэлектрические свойства клиноптилолита, Современные наукоемкие технологии*, №6 (2004) 26-27.
 9. Л.И.Гафарова, Д.В.Сараев, И.В.Лунев, Ю.А.Гусев, *Диэлектрическая дисперсия воды в ионно-замещенном клиноптилолите, Структура и динамика молекулярных систем*, **10** № (2003) 354-357.
 10. С.В.Ланкин, *Влияние модифицирования на диэлектрические свойства клиноптилолит NTR, Physika*, №2 (2011) 90854.
 11. В.И.Орбух, Г.М.Эйвазова, А.Х.Мурадов, Н.Н.Лебедева, Б.Г.Саламов, *Влияние плотности цеолитов и содержания в них воды на диэлектрические спектры, Transactions of Azerbaijan National Academy of sciences: Physics and Astronomy*, **XXXIII** №5 (2013) 31-37.
 12. J.M.Kalogeras, Vassilikou-Dova, *Molecular Mobility in Microporous Architectures Conductivity and Dielectric Relaxation Phenomena in Natural and Synthetic Zeolites Cryst. Res. Technol.*, **31** (1966) 693.
 13. Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Ч.А.Султанов, *Газоразрядная система с цеолитовым электродом, ЖТФ*, **8** №4 (2010) 134.
 14. В.Л.Вейсман, В.Н.Марков, Л.И.Николаева, С.В.Панькова, В.Г.Соловьев, *Проводимость монокристаллов цеолитов, ФТТ*, **35** №5 (1993) 1390-1393.
 15. A.K.Jonscher, A.R.Haidar, *The dielectric properties of zeolites in variable temperature and humidity, J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, **82** (1986) 3553-3560.
 16. M.Alvaro, J.Cabera, D.Dabuel, H.Garcia, E.Guijjarra, J.Martinez de Juan, *Electrical Conductivity of Zeolite Films: Influence of Charge Balancing Cations and Crystal Structure Chem. Mater.*, **18** (2006) 26-33.
 17. V.Soghomonian, J.J.Heremans, *Caracterisation of electrical conductivity in o zeolitelike material, Appl.Phys. Lett.*, **95** (2009) 152-160.
 18. A.C.Lopes, C.Caparos, J.J.Gomez, *Electrical and thermal behavior of γ -phase poly-(vinylidene fluoride)/NaY zeolite composites, Microporous and mesoporous Materials*, **161** (2012) 98-105.

19. В.Н.Богомолов, *Жидкости в ультратонких каналах. Нитяные и кластерные кристаллы, УФН*, **124** №1 (1978) 171-172.
20. В.А.Остапенко, Л.П.Суханов *Влияние адсорбции воды на структурные и оптические свойства нанокластеров диоксидов кремния и титана NANO, Российские Нанотехнологии, RF*, **6** №1-2 (2011) 109-117.
21. Е.Н.Лукьянова, С.Н.Козлов, А.И.Ефимова, Г.Б.Демидович, *Структура и динамика молекул. систем, X* 3 (2003) 41-44.
22. В.И.Орбук, Н.Н.Лебедева, Б.Г.Саламов, *Газоразрядный ток в смеси цеолитового и кремниевого порошков, ЖТФ*, **84** (2014) 150.
23. С.Ю.Давыдов, *К описанию совместной адсорбции атомов цезия и селена на поверхности кремния, ФТТ*, **51** (2009) 803.

SEOLIT VƏ SILISIUM TOZLARININ QARIŞIĞINDA DIELEKTRİK SPEKTRİNİN SILISIUMUN KONSENTRASIYASINDAN ASILILIĞI

V.İ.ORBUX, Q. M.EYVAZOVA, N.N.LEBEDEVA, Ə. X.MURADOV

Toz şəkilli seolit və silisiumun qarışığında dielektrik nüfuzluğu tədqiq edilmişdir. Dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələrinin silisiumun konsentrasiyasının müxtəlif qiymətlərində dəyişən sahənin tezliyindən və müxtəlif tezliklərdə silisiumun konsentrasiyasından asılılıqları ölçülmüşdür. Dielektrik nüfuzluğunun hər iki toplananı üçün konsentrasiyadan asılılıqda maksimum müşahidə edilmişdir. Silisiumun konsentrasiyasının 10% - dən artıq qiymətlərində konsentrasiya artdıqca, dielektrik nüfuzluğunun azalması baş verir. Müşahidə edilən qanunauyğunluqlar seolitın məsələlərindən çıxan müsbət ionların və elektronların silisium hissəciklərində rekombinasiyası ilə izah edilir. Bu mexanizm seolitın müxtəlif kristallitləri arasında ion mübadiləsinə əsaslanır.

DEPENDENCE OF THE DIELECTRIC SPECTRA OF ZEOLITE AND SILICON POWDER MIXTURES ON THE SILICON CONCENTRATION

V. I. ORBUX, G. M. EYVAZOVA, N. N. LEBEDEVA, A. X. MURADOV

Dielectric response of zeolite and silicon powder mixtures has been studied. The dependencies of real and imaginary parts of dielectric permittivity on the frequency of alternating field at different densities of silicon and on silicon density for different frequencies have been obtained. The maximum in the dependencies of both components of dielectric permittivity on the silicon density at different frequencies has been obtained. The stable decrease of dielectric permittivity at silicon densities a little higher than 10% has been obtained. Explanation of the phenomenon has been based on the assumption that the positive ions and electrons coming out of the zeolite pores undergo recombination at the silicon particles. This mechanism has been based on ion exchange between the zeolite crystallites.

Редактор: к. ф.-м. н. М.Б.Мурадов

UOT: 61.80.Hg, 78.67.Bf, 77.22.Gm

SiO₂ NANOHISSƏCİKLƏRİNİN DİELEKTRİK İTGİLƏRİNİN TEZLİK VƏ TEMPERATUR ASILILIQLARINA NEYTRON SELİNİN TƏSİRİ

E.HÜSEYNOV, A.QƏRİBOV, R.MEHDİYEVA

*AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ 1143, Bakı, B.Vahabzadə 9,
hus.elchin@yahoo.com, hus.elchin@gmail.com*

Daxil olub: 02.06.2014
Çapa verilib: 01.07.2014

Açar sözlər: nanomaterial, nano SiO₂, neytron effekti, dielektrik xassələri, dielektrik itkiləri.

REFERAT

Təqdim olunan işdə SiO₂ nanohissəcikləri sel sıxlığı $2 \cdot 10^{13} \text{ n/sm}^2$ olan neytron seli ilə fərqli müddətlərdə 20 saata qədər şüalandırılmışdır. İlkin halda və neytron selinin təsirinə məruz qalmış nanomaterialın dielektrik itkilərinin tezlik asılılıqları ilkin halda və şüalanmadan sonra müqaisəli analiz edilmişdir. Analizlər nəticəsində məlum olmuşdur ki, neytron selinin təsiri ilə SiO₂ nanohissəciklərinin dielektrik itkiləri neytron selinin təsir müddətinin artması ilə azalır. Bütün temperatur-larda $f(\text{tg}\delta)=f(f)$ asılılıqlarında az və ya çox dərəcədə piklər aşkar edilmişdir. Alınmış piklər və digər effektlərin mexanizmi verilmişdir.

GİRİŞ

Son zamanlar SiO₂ nanohissəcikləri və onun müxtəlif maddələrlə qatışıqları dünya tədqiqatçılarının diqqət mərkəzindədir. SiO₂ nanohissəcikləri və onun müxtəlif kombinasiyalarının bəzi xassələri nəzəri və praktiki öyrənilmişdir [1-11]. Həmçinin nano SiO₂ elektronika və texnologiyada xüsusən, kosmik elektronika və nüvə texnologiyalarında çox geniş tətbiq sahələrinə malikdir [12-17]. Maddə və materiallar nano ölçülü hallarında elektron həyəcanlanması və defektlərin sərbəst relaksasiya məsafəsi hissəciyin ölçüsü tərtibində olduğundan bu sistemlərdə həcm və səthi xassələr arasında fərq aradan qalxmış olur. Odur ki, nano materiallar enerji daşıma, defekt və elektron həyəcanlanma faktorlarının yaranması və səthi səviyyəyə ötürülməsi ilə xarakterizə olunan bütün sahələr üçün effektiv sistem kimi böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu cür sistemlərə misal olaraq nüvə yanaq materiallarını, yüksək enerjili şüaları detektə etmə sistemlərini, radiasion katalizatorlar və digər radiasiya materialşüanslığı ilə əlaqədar prosesləri göstərmək olar. Son illərdə bu xüsusiyyətlərinə görə nano maddə və materiallar nüvə

və radiasion texnologiyalar üçün aktual və perspektiv sistem kimi geniş tətbiq olunur [18-24].

Təqdim olunan işdə istifadə olunan SiO₂ nanobirləşməsi hal-hazırda mikro ölçülərdə kosmik və nüvə texnologiyasında çox geniş tətbiq olunur və onların gələcəkdə tətbiq sahələrinin nano səviyyədə olması qaçılmazdır. Məhz buna görə də biz neytron şüalanmanın təsirinə məruz qalmış bu nanohissəciklərin dielektrik xassələrini araşdıraraq, şüalanmanın təsiri nəticəsində əmələ gələn yeni fiziki xassələri müəyyənləşdirmişik ki, bu fiziki xassələr də nanomaterialın digər elektrofiziki və fiziki xassələrində kəskin dəyişikliklər yaradır.

SiO₂ nanohissəciklərinin neytron seli ilə şüalanması zamanı yaranan defektlər nümunənin dielektrik xassələrində mühüm dəyişikliklər yaradır. Neytronlarla şüalanmış SiO₂ nanohissəciklərinin dielektrik itkilərinin müxtəlif tezlikli dəyişən sahədə şüalanma müddəti, tezlik və temperaturdan asılılığı aşkar olunub. Müxtəlif müddətlərdə kəsilməz olaraq neytronla şüalanmaya məruz qalmış nanohissəciklərdə yaranmış defektlər nümunələrin dielektrik itkilərində dəyişikliklərə səbəb olur. Belə ki, neytron selinin təsir müddətinin artması ilə dielektrik itkilərinin

ədədi qiymətləri dəyişir ki, bu da nano-hissəciklərin birbaşa fiziki xassələrində dəyişiklik yaradır. İşdə dəyişikliyə əsas səbəb kimi neytron selinin təsiri nəticəsində nümunədə əlavə yüklərin yaranması qeyd edilib. Yaranmış bu əlavə yüklər nanohissəcik daxilində dielektrik itkilərini dəyişir. Həmçinin işdə, xarici sahə tezliyinin artması ilə nümunələrdə dielektrik itkilərinin azalması müşahidə olunub. Bu isə, tezliyin təsiri ilə sistemdə mövcud dipolların məhv olması və beləliklə də ümumi itkilərin azalması kimi izah edilir.

TƏCRÜBƏ

Tədqiqat obyekti olaraq xüsusi səth sahəsi 160m²/q, hissəcik ölçüləri 20nm və təmizliyi 99,5% olan SiO₂ götürülüb [25-30, istehsalçı firma: SkySpring Nanomaterials, Inc. Houston, USA]. Nano SiO₂ Sloveniyanın Lyublyana şəhərində Jozef Stefan İnstitutunun “Reaktor Mərkəzində” TRIGA Mark II yüngül su (light water pool type reactor) tipli tədqiqat reaktorunda mərkəzi (kanal A1) kanalda 2·10¹³n/sm²san sel sıxlığına malik neytron seli ilə tam güc rejimində (250kVt) şüalandırılmışdır. Neytron seli reaktor tam güc rejimində işlədikdə aşağıdakı tərkib hissəyə malikdir [31-38]: termal neytronlar üçün 5.107x10¹² n/sm²san (1±0.0008, E_n<625eV), epitermal neytronlar üçün 6.502x10¹² n/sm²san (1±0.0008, E_n~625eV÷0.1MeV), sürətli neytronlar üçün 7.585x10¹²n/sm²san (1±0.0007, E_n>0.1MeV) və nəhayət bütün neytronlar üçün mərkəzi kanalda sel sıxlığı 1.920·10¹³n/sm²san (1±0.0005) kimidir. Son nəticədə mərkəzi kanalda alınan neytronların orta enerjisi E_n~625eV÷0.1MeV olan epitermal neytronlar kimi xarakterizə oluna bilər.

Neytronlarla şüalanmış nano SiO₂-nin elektrik xassələri Sloveniyanın Lyublyana şəhərində Jozef Stefan İnstitutunun “Bərk Maddə Fizikası F5” lobaratoriyasında “Novocontrol Alpha High Resolution Dielectric Analyzer” cihazında tezliyin 0,000001Hz və temperaturun isə 0,01K dəqiqliyi ilə ölçülmüşdür. Neytronla şüalandırma və neytron selinin xarakterik parametrlərinin təyini ədəbiyyatlarda verilmiş məlum metodika ilə aparılmışdır. Nano SiO₂ tozu Jozef Stefan İnstitutunun “Nazik təbəqələr və səthlər fizikası” lobaratoriyasında xüsusi şəraitdə 7kN/sm² təzyiqdə sıxılaraq hündürlüyü 550µm və diametri 5.5mm olan tabletka formasında

hazırlanaraq reaktorun kanallarına uyğun alüminium konteynerdə yerləşdirilmişdi. Hazırlanmış nümunələr mərkəzi kanalda 5, 10, 15 və 20 saat müddətlərində kəsilməz olaraq şüalandırılıb. Neytron selinin təsiri nəticəsində nümunələrin aktivliyi 1,5GBq-ə qədər artmışdır [25]. Bu səbəbdən bütün ölçmələr neytron selinin təsirindən təqribən 200 saat sonra aparılmışdır. Şüalanmadan sonra nümunələrin səthinə xüsusi şəraitdə gümüş kontaktlar vurulub və onun keyfiyyəti yoxlanılıb. Püskürtmə üsulu ilə üst təbəqədə alınmış Cr/Au elektrodlarından istifadə edilmişdir. Sonra alınmış nümunələr iki platin lövhələr arasına alınaraq ölçmələr aparılmışdır. Nümunələrin dielektrik parametrləri “Novocontrol Alpha High Resolution Dielectric Analyzer” cihazında dəyişən sahə üçün (~0,5V) temperaturun 100÷400K intervalında ölçülmüşdür. Ölçmələr zamanı temperaturun hər hansı dərəcədə saxlanma dəqiqliyi 0,01K kimi olmuşdur və bu dəqiqlik körpü metodu ilə əldə edilmişdir. Təcrübələrdən birbaşa nümunələrin tutumu və müqaviməti ölçülmüşdür və buradan nümunələrin məlum parametrləri nəzərə alınaraq dielektrik itkiləri hesablanmışdır. Hesablamalar zamanı əsasən aşağıdakı münasibətlərindən istifadə olunmuşdur.

$$\varepsilon' = \frac{C}{C_0}, \quad \varepsilon'' = \frac{1}{\omega C_0 R} = \frac{G}{\omega C_0}$$

$$\text{və} \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (1)$$

burada $C_0 = \varepsilon_0 \frac{S}{d}$ - kondensatorun vakuum tutumu, $G = \frac{1}{R}$ - keçiricilik, C – cihazla ölçülmüş tutum, R – cihazla ölçülmüş müqavimət, δ – dielektrik itki bucağı, S – nümunələrin kontaktlarının sahəsi, d – nümunələrin qalınlığı və ε' , ε'' isə uyğun olaraq dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələridir. Hesablanmış qiymətlərə uyğun alınan bütün nəticələr “OriginPro 9.0” proqramında qrafik olaraq təsvir edilmişdir.

NƏTİCƏ VƏ MÜZAKİRƏLƏR

Ölçmələr zamanı nümunələrin dielektrik itkilərinin tezlik asılılıqları temperaturun müxtəlif dörd sabit qiymətində nəzərdən keçirilmişdir. Təcrübələr tezliyin 0,09÷2260000Hz aralığında 95 müxtəlif sabit qiymətlərində aparılmışdır və ölçmələr zamanı məlum olmuşdur

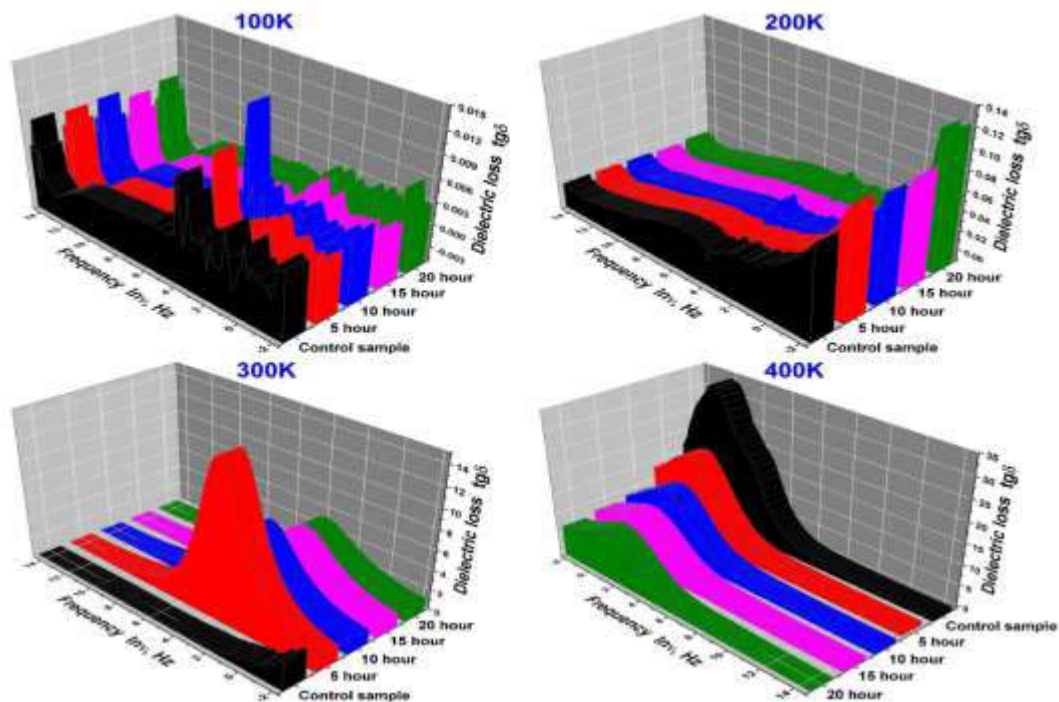
ki, temperaturun müxtəlif qiymətlərində dielektrik itkilərinin tezlik asılılığı fərqlidir. Temperaturun 100K, 200K, 300K və 400K sabit qiymətlərində dielektrik itkilərinin tezlik asılılığı nəzərdən keçirilmişdir. İlk olaraq temperaturun 100K, 200K, 300K və 400K oblastlarında dielektrik itkilərinin tezlik asılılıqları nəzərdən keçirək (Şəkil 1). Temperaturun 100K qiymətində $f(\text{tg}\delta) = f(f)$ asılılığında ilkin halda və neytron selinin təsirinə məruz qalmış nümunələrdə dielektrik itkilərində xaosluqluq müşahidə olunur. Bu temperaturda dielektrik itkilərinin tezlik asılılığında mövcud xaosluqluq klaster nəzəriyyəsi ilə çox yaxşı izah oluna bilər [39-48]. Belə ki, bu nəzəriyyəyə əsasən məlum olur ki, neytron şüalanmasının və soyumanın təsiri nəticəsində sistemdə klasterlər yaranır [39-48]. Bu klasterlər tezliyin təsiri ilə müxtəlif vaxtlarda parçalanır və cihazı xaosluq itki göstərməyə vadar edir.

Temperaturun 200K qiymətində mövcud klasterlər temperaturun təsiri ilə demək olar ki, yoxa çıxır və sistemdə xaosluqluq azalır. Ümumi tendensiyada tezliyin artması ilə sistemdə dielektrik itkiləri azalır. Aşağı tezliklərdə bu azalma daha kəskin müşahidə olunur. Bu isə belə izah oluna bilər ki, tezliyin təsiri ilə sistemdə mövcud dipollar məhv olur və beləliklə də nümunədə ümumi itkilər azalır. 300K temperaturda şüalanmadan öncə nümunənin dielektrik itkisinin tezlik asılılığı neytron selinin təsiri ilə yaranmış asılılıqdan kəskin fərqlənir. Mövcud tezlik aralıqlarında neytron selinin təsirinə məruz qalmış nümunələrdə kəskin piklər müşahidə olunur. Bu temperaturda tezliyin 60Hz ətrafında mövcud piklər bu tezliklərdə enerji itkilərinin maksimum olmasını göstərir. Bunun əsas səbəbi sistemin məxsusi tezliyinin bu halda və temperaturda 60Hz ətrafında olmasıdır. Digər tərəfdən temperaturun 400K qiymətində tezliyin 5Hz ətrafında pik hallar müşahidə olunur. Şəkil 1-də göstərilən 4 temperaturda $f(\text{tg}\delta) = f(f)$ asılılıqlarını diqqətlə nəzərdə keçirsək görürük ki, bütün asılılıqlarda az və ya çox dərəcədə piklər mövcuddur. Temperaturun artması ilə mövcud

piklərin tezliyin azalmasına doğru sürüşməsi müşahidə olunur. Temperaturun artması ilə piklərin aşağı tezliklərə doğru sürüşməsi nümunədə relaksasiya müddətinin artmasını göstərir. Belə ki, ola bilsin ki, temperaturun artması ilə nümunə daxilində yükdaşıyıcıların miqdarı artır və bunun nəticəsində relaksasiya müddətinin ədədi qiyməti artır. Digər tərəfdən aşağı tezliklərdə mövcud piklər nümunə daxilində dağınıq polyarizasiyanı izah edir [49]. Buna əsasən deyə bilərik ki, temperaturun artması ilə nümunə daxilində polyarizasiya daha çox dağınıq hal alır. Bu sürüşməni ayrı-ayrılıqda nümunələrin fərqli temperaturlarda tezlik asılılıqlarında daha aşkar müşahidə etmək olar (nisbətən yüksək temperaturlarda, 300K və 400K, Şəkil 2). Lakin nisbətən aşağı temperaturlarda (100K və 200K) nümunələrin dielektrik itkiləri demək olar ki, yoxdur. Bu asılılıqlarda neytron selinin təsir müddətinin artması ilə dielektrik itkilərinin ədədi qiymətlərinin azalması müşahidə olunur. Belə ki, neytron selinin təsiri ilə nümunə daxilində yaranan əlavə yükdaşıyıcılar dielektrik itkilərinin azalmasına səbəb olur.

NƏTİCƏLƏR

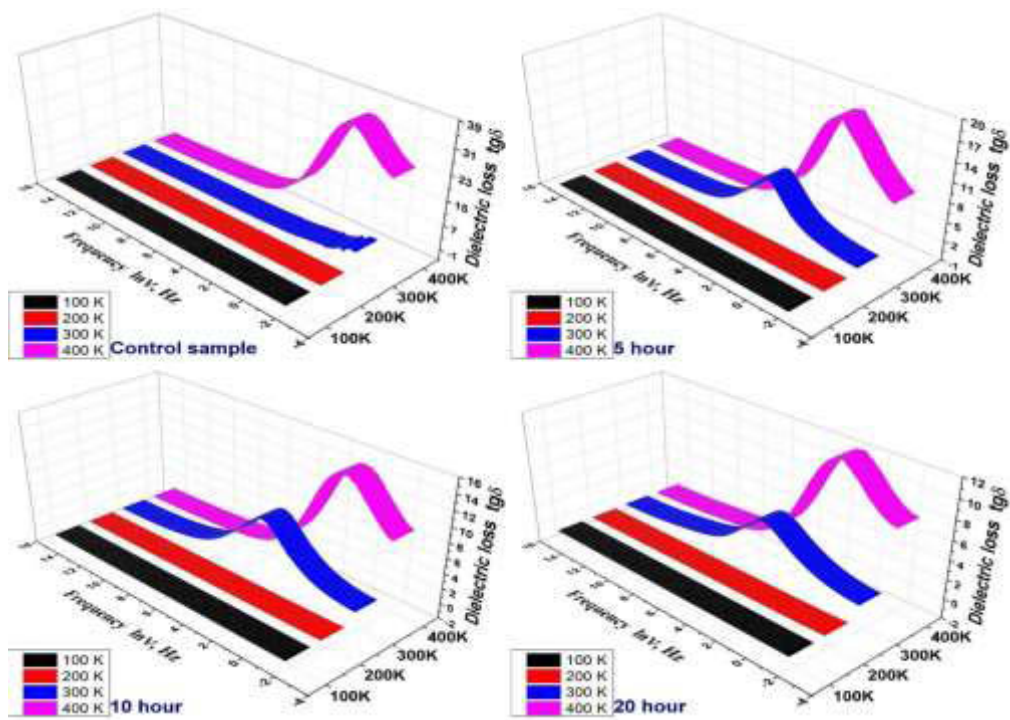
Müxtəlif temperaturalarda dielektrik itkilərinin tezlik asılılıqlarından məlum olmuşdur ki, nisbətən aşağı temperaturda (100K) nümunə daxilində yaranmış klasterlər dielektrik itkilərində xaosluqluq səbəb olur. Temperaturun 200K qiymətində mövcud klasterlər temperaturun təsiri ilə demək olar ki, yoxa çıxır və sistemdə xaosluqluq azalır. Ümumi tendensiyada tezliyin artması ilə dielektrik itkiləri azalır. Bütün temperaturlarda $f(\text{tg}\delta) = f(f)$ asılılıqlarında az və ya çox dərəcədə piklər aşkar edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperaturun artması ilə mövcud piklərin tezliyin azalmasına doğru sürüşməsi, nümunədə relaksasiya müddətinin artmasını göstərir. Aparılan təcrübələrdən məlum olmuşdur ki, neytron selinin təsir müddətinin artması ilə dielektrik itkilərinin ədədi qiymətləri azalır. Bu isə neytron selinin təsiri ilə nümunə daxilində yaranan əlavə yükdaşıyıcıların dielektrik itkilərinə təsiri kimi izah edilmişdir.



Şəkil 1.

Müxtəlif temperaturlarda ilkin halda və fərqli müddətlərdə şüalanmış SiO₂ nanohissəciklərinin dielektrik itkilərinin tezlik asılılıqları

Частотная зависимость тангенса угла потерь смеси наночастиц SiO₂ в различных температурах до и после облучения



Şəkil 2.

İlkin halda və müxtəlif müddətlərdə şüalanmış SiO₂ nanohissəciklərinin fərqli temperaturlarda tezlik asılılıqları.

Зависимость тангенса угла потерь смеси наночастиц SiO₂ от частоты в различных температурах до и после облучения

1. S.Holleis, T.Hoinkes, C.Wuttke, P.Schneeweiss, A.Rauschenbeutel, Ex-

perimental stress-strain analysis of tapered silica optical fibers with nanofiber waist, *Appl. Phys. Lett.*, **104** (2014)

- 163109,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4873339>
2. Hyun Woo Cho, Seungwoong Nam, Soonho Lim, Daeheum Kim, Heesuk Kim, Bong June Sung, *Effects of size and interparticle interaction of silica nanoparticles on dispersion and electrical conductivity of silver/epoxy nanocomposites*, *J. Appl. Phys.*, **115** (2014) 154307, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4871669>
3. Haihong Zhang, Yong Hang, Yi Qin, Jianfeng Yang, Bo Wang, *Synthesis and characterization of sol-gel derived continuous spinning alumina based fibers with silica nano-powders*, *Journal of the European Ceramic Society*, **34** (2014) 465–473.
4. D.V.Savchenko, B.D.Shanina, E.N.Kalabukhova, A.A.Sitnikov, V.S.Lysenko, V.A.Tertykh, *Electron paramagnetic resonance study of paramagnetic centers in carbon-fumed silica adsorbent*, *J. Appl. Phys.*, **115** (2014) 133704, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4870578>
5. Xianming Hou, Feng Li, Guofang He, Jianping Zhang, *A facile and green strategy for large-scale synthesis of silica nanotubes using ZnO nanorods as templates*, *Ceramics International*, **40** (2014) 5811–5815.
6. D.V.Guseva, P.V.Komarov, A.V.Lyulin, *Molecular-dynamics simulations of thin polyisoprene films confined between amorphous silica substrates*, *J. Chem. Phys.*, **140** (2014) 114903, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4868231>
7. Risako Marunaka, Masami Kawaguchi, *Rheological behavior of hydrophobic fumed silica suspensions in different alkanes*, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, **456** (2014) 75–82.
8. J.Gómez, M.L.A.Gil, N. de la Rosa-Fox, M.Alguacil, *Diatomite releases silica during spirit filtration*, *Food Chemistry*, **159** (2014) 381–387.
9. K.Inoue, H.Kataoka, Y.Nagai, M.Hasegawa, Y.Kobayashi, *Short and medium range order in two-component silica glasses by positron annihilation spectroscopy*, *J. Appl. Phys.*, **115** (2014) 204903, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4878457>
10. Lavanya Khanna, N.K.Verma, *Biocompatibility and superparamagnetism in novel silica/CaFe₂O₄ nanocomposite*, *Materials Letters*, **128** (2014) 376–379.
11. R.G.Digigow, Jean-François Dechézelles, Hervé Dietsch, Isabelle Geissbühler, Dimitri Vanhecke, Christoph Geers, Ann M. Hirt, Barbara Rothen-Rutishauser, Alke Petri-Fink, *Preparation and characterization of functional silica hybrid magnetic nanoparticles*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **362** (2014) 72–79.
12. Yang Yang, Junbai Li, *Lipid, protein and poly (NIPAM) coated mesoporous silica nanoparticles for biomedical applications*, *Advances in Colloid and Interface Science*, **207** (2014) 155–163.
13. Michał Moritz, Małgorzata Geszke-Moritz, *Application of nanoporous silicas as adsorbents for chlorinated aromatic compounds. A comparative study*, *Materials Science and Engineering: C*, **41** (2014) 42–51.
14. Ruhit Jyoti Konwar, Mahuya De, *Synthesis of high surface area silica gel templated carbon for hydrogen storage application*, *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*, **107** (2014) 224–232.
15. Maximiliano Brigante, Marcelo Avena, *Synthesis, characterization and application of a hexagonal mesoporous silica for pesticide removal from aqueous solution*, *Microporous and Mesoporous Materials*, **191** (2014) 1–9.

16. Nihal Elbially, Noha Mohamed, Ahmed Soltan Monem, *Synthesis, characterization and application of gold nanoshells using mesoporous silica core, Microporous and Mesoporous Materials*, **190** (2014) 197–207.
17. Yong-Kwang Jeong, Youngku Sohn, Jun-Gill Kang, *Synthesis and characterization of Eu(III)-incorporated silica nanoparticles for application to UV-LED, Journal of Colloid and Interface Science*, **423** (2014) 41–47.
18. Indresh Yadav, Sugam Kumar, V.K.Aswal, J.Kohlbrecher, *Small-angle neutron scattering study of differences in phase behavior of silica nanoparticles in the presence of lysozyme and bovine serum albumin proteins, Phys. Rev. E*, **89** (2014) 032304.
19. Joseph Chamieh, Yvan Zimmermann, Anne Boos, Agnès Hagège, *A simple cladding process to apply monolithic silica rods in high performance liquid chromatography, Journal of Chromatography A*, **1217** (2010) 7172–7176.
20. A.T.Abdul Rahman, R.P.Hugtenburg, Siti Fairus Abdul Sani, A.I.M.Alalawi, Fatma Issa, R.Thomas, M.A.Barry, A.Nisbet, D.A.Bradley, *An investigation of the thermoluminescence of Ge-doped SiO₂ optical fibres for application in interface radiation dosimetry, Applied Radiation and Isotopes*, **70** (2012) 1436–1441.
21. S.M.Jafari, D.A.Bradley, C.A.Gouldstone, P.H.G.Sharpe, A.Alalawi, T.J.Jordan, C.H.Clark, A.Nisbet, N.M.Spyrou, *Low-cost commercial glass beads as dosimeters in radiotherapy, Radiation Physics and Chemistry*, **97** (2014) 95–101.
22. B.Brichard, A.L.Tomashukb, H.Oomsa, V.A.Bogatyrvov, S.N.Klyamkin, A.F.Fernandez, F.Berghmansa, M.Decreton, *Radiation assessment of hydrogenloaded aluminium-coated pure silica core fibres for ITER plasma diagnostic applications, Fusion Engineering and Design*, **82** (2007) 2451–2455.
23. D.A.Bradley, R.P.Hugtenburg, A.Nisbet, Ahmad Taufek Abdul Rahman, FatmaIssa, Noramaliza Mohd Noor, Amani Alalawi, *Review of doped silica glass optical fibre: Their TL properties and potential applications in radiation therapy dosimetry, Applied Radiation and Isotopes*, **71** (2012) 2–11.
24. P.Miiller, M.Schvoerer, R.Berger, N.Jacquet-Francillon, *Coupled thermostimulated luminescence/electron spin resonance study in pure vitreous silica: application to alpha radiation damage study, Journal of Non-Crystalline Solids*, **159** (1993) 154-161.
25. E.M.Huseynov, A.A.Garibov, R.N.Mehdiyeva, *Activity analysis of SiO₂ nanocompound exposed to influence of neutron irradiation in TRIGA Mark II type research reactor, Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIV** №2 (2014) 102-110.
26. E.M.Huseynov, A.A.Garibov, R.N.Mehdiyeva, *Calculation of the specific surface area of SiO₂ nanopowder and getting nano-SiO₂-H₂O systems, Azerbaijan Journal of Physics*, **XIX** №1 (2013) 10-14
27. E.M.Huseynov, *Thermogravimetric and thermal differential analysis of nano SiO₂-H₂O systems, Proceedings of young scientists*, № 8 (2013) 13-20.
28. E.M.Huseynov, A.A.Garibov, R.N.Mehdiyeva, *Synthesis methods of nano SiO₂ powder, Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of*

- Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXXII* №5 (2012) 83-88.
29. E.M.Huseynov, A.A.Garibov, R.N.Mehdiyeva, *Temperature and frequency dependences of dielectric properties of nano SiO₂ compound*, *Journal of Qafqaz University–Physics*, **1** №2 (2013) 191-199.
 30. Elchin Huseynov, Lu Jin, *Theory of absorption of gamma rays on the surface and internal of SiO₂ nanopowder*, *Proceedings of young scientists*, № 8 (2014) 5-12.
 31. Luka Snoj, Gasper Zerovnik, Andrej Trkov, *Computational analysis of irradiation facilities at the JSI TRIGA reactor*, *Applied Radiation and Isotopes*, **70** (2012) 483–488.
 32. L.Snoj, A.Trkov, R.Jačimović, P.Rogan, G.Žerovnik, M.Ravnik, *Analysis of neutron flux distribution for the validation of computational methods for the optimization of research reactor utilization*, *Appl. Radiat. Isotopes*, **69** (2011) 136-141.
 33. L.Snoj, et al., *Calculation of kinetic parameters for mixed TRIGA cores with Monte Carlo*, *Ann. Nucl. Energy*, **37** (2010) 223–229.
 34. L.Snoj et al., *Testing of cross section libraries on zirconium benchmarks*, *Ann. Nucl. Energy*, **42** (2012) 71–79.
 35. Luka Snoj, Matjaž Ravnik, *Power peakings in mixed TRIGA cores*, *Nuclear Engineering and Design*, **238** (2008) 2473-2479.
 36. Jazbec Anže, Žerovnik Gašper, Snoj Luka, Trkov Andrej, *Analysis of tritium production in TRIGA Mark II reactor at JSI for the needs of fusion research reactors*, *Atw. Internationale Zeitschrift für Kernenergie*, **58** (2013) 701-705.
 37. Vladimir Radulović, Žiga Štancar, Luka Snoj, Andrej Trkov, *Validation of absolute axial neutron flux distribution calculations with MCNP with $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ reaction rate distribution measurements at the JSI TRIGA Mark II reactor*, *Applied Radiation and Isotopes*, **84** (2014) 57-65.
 38. G.Žerovnik et al., *On normalization of fluxes and reaction rates in MCNP criticality calculations*, *Ann. Nucl. Energy*, **63** (2014) 126–128.
 39. Y.Satoh, Y.Matsuda, T.Yoshiie, M.Kawai, H.Matsumura, H.Iwase, H.Abe, S.W.Kim, T.Matsunaga, *Defect clusters formed from large collision cascades in fcc metals irradiated with spallation neutrons*, *Journal of Nuclear Materials*, **442** (2013) 768–772.
 40. M.L.Gamez, M.Velarde, F.Mota, J.Manuel Perlado, M.Leon, A.Ibarra, *PKA energy spectra and primary damage identification in amorphous silica under different neutron energy spectra*, *Journal of Nuclear Materials, Spain*, **367–370** (2007) 282–285.
 41. R.Chakarova, I.Pazsit, *Fluctuations and correlations in sputtering and defect generation in collision cascades in Si*, *Nucl. Instrum. and Meth. B*, **164&165** (2000) 460 – 470.
 42. J.G.Mihaychuk, N.Shamir, H.M.van Driel, *Multiphoton photoemission and electricfield induced optical second-harmonic generation as probes of charge transfer across the Si/SiO₂ interface*, *Physical Review B*, **59** (1999) 2164-2173.
 43. C. Richard, Dieter M.Kolb, *Advances in Electrochemical Science and Engineering*, **8** (2003) 378, ISBNs: 3-527-30211-5 (Hardback), Book Printed in the Federal Republic of Germany
 44. Moussab Harb, Pierre Labéguerie, Isabelle Baraille, Michel Rérat, *Response of low quartz SiO₂ to the presence of an external static electric field: A density*

- functional theory study, Physical Review B*, **80** (2009) 235131.
45. Harry J. Whitlow, Sachiko T. Nakagawa, *Low-energy primary knock on atom damage distributions near MeV proton beams focused to nanometre dimensions, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **260** (2007) 468–473.
46. Q. Xu, T. Yoshiie, H. Watanabe, N. Yoshida, *Effects of oversized element Sn on diffusion of interstitial clusters in Ni irradiated by ions and neutrons, Journal of Nuclear Materials*, **367–370** (2007) 361–367.
47. H.J. Stein, *Energy Dependence of Neutron Damage in Silicon, Journal of Applied Physics*, **38** (1967) 204-210
48. M. Alurralde, *Method using the primary knock-on atom spectrum to characterize electrical degradation of monocrystalline silicon solar cells by space protons*, **95** (2004) 3391-3396.
49. Tian Hao, *Electrorheological Fluids: The Non-aqueous Suspensions*, (2005) 578, Elsevier Science, eBook ISBN :9780080455440, Print Book ISBN :9780444521804, Cambridge, MA, USA.

INFLUENCE OF NEUTRON IRRADIATION ON THE FREQUENCY AND TEMPERATURE DEPENDENCE OF DIELECTRIC LOSS OF NANO SiO₂ PARTICLES

E.M.HUSEYNOV, A.A.GARIBOV, R.N.MEHTIEVA

Nano SiO₂ particles have been irradiated by neutrons flux with density $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at different time intervals up to 20 hours. The frequency dependencies of dielectric loss of the nanomaterial exposed to neutron flux influence and initial state have been comparatively analyzed. It has been determined that the dielectric loss decreases with increasing time of exposure under the influence of neutrons flux on the nano SiO₂ particles. In all temperatures depending $f(\text{tg}\delta) = f(f)$ observed maxima. The mechanisms of the observed peaks and other effects have been established.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТНУЮ И ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ НАНО SiO₂

Э.М.ГУСЕЙНОВ, А.А.ГАРИБОВ, Р.Н.МЕХТИЕВА

В данной работе образцы nano SiO₂ облучались нейтронами с плотностью потока $2 \cdot 10^{13} \text{ н/см}^2 \text{ сек}$ при разных интервалах времени вплоть до 20 часов. Исследованы и сравнительно проанализированы частотные зависимости диэлектрических потерь исходных и облученных нейтронами наноматериалов SiO₂. На основе анализа установлено, что под влиянием нейтронов на nano SiO₂ уменьшаются диэлектрические потери с увеличением времени облучения. Во всех температурных зависимостях $f(\text{tg}\delta) = f(f)$ наблюдались максимумы. Выявлены механизмы наблюдаемых пиков и других эффектов

УДК 541.123.3

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ, ТЕМПЕРАТУРА ДЕБАЯ, ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ В КРИСТАЛЛАХ TlFeTe_2

Э.М.КЕРИМОВА, А.М.АБДУЛЛАЕВ, Г.М.АХМЕДОВА, П.Г.ИСМАИЛОВА,
А.Б.МАГЕРРАМОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида 131
ekerimova@physics.ab.az*

Получена: 02.06.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

В работе изучена теплоемкость TlFeTe_2 на основе прецизионных калориметрических измерений. Зависимость $C_p(T)$ обнаруживает две ярко выраженные аномалии, указывающие на наличие фазовых переходов. Максимальные значения аномалий находятся при температурах $T_{c1}=222,0\text{K}$; $T_{c2}=69,13\text{K}$. Определены изменения ΔQ энергии и ΔS энтропии фазового перехода, коэффициенты термодинамического потенциала при T_{c2} . Малая $\Delta S/R=0,22$ указывает на то, что этот переход относится к переходам типа смещения. Поведение аномальной теплоемкости вблизи T_{c1} удовлетворительно описывается теорией фазовых переходов Ландау.

Ключевые слова: теплоемкость; температура Дебая; фазовый переход; термодинамические параметры.

В последние годы всё большее внимание исследователей привлекают магнитные полупроводники, находящие применение в различных областях приборостроения. Одним из представителей магнитных полупроводников являются халькогениды Tl-Fe [1-3].

TlFeTe_2 кристаллизуется в моноклинной сингонии $C2/m$, является ферромагнетиком с температурой Кюри $T_c=222\text{K}$ [3]. Из температурной зависимости электропроводности и коэффициента Холла определена ширина запрещенной зоны TlFeTe_2 $E_g=0,42\text{эВ}$ [1]. При $T=162\text{K}$ в TlFeTe_2 тип проводимости изменялась с р-типа на n-тип.

В настоящей работе изучена теплоемкость TlFeTe_2 на основе прецизионных калориметрических измерений. Теплоемкость исследована в интервале $4,2\div 300\text{K}$ на адиабатической калориметрической установке, использованной ранее в [4]. Относительная погрешность в определении теплоемкости при $T>10\text{K}$ не превышала 0,3%, а при $T<10\text{K}$ – ~2% измеряемого значения. Поликристаллические образцы TlFeTe_2 были синтезированы

сплавлением соответствующих компонент в эвакуированных кварцевых ампулах [3].

На Рис. 1 представлены результаты исследований теплоемкости кристалла TlFeTe_2 . Как видно из рисунка, зависимость $C_p(T)$ обнаруживает две ярко выраженные аномалии, указывающие на наличие фазовых переходов. Максимальные значения аномалий находятся при температурах $T_{c1} = 222,0 \pm 0,2\text{K}$; $T_{c2} = 69,1 \pm 0,3\text{K}$. В области фазовых переходов проведены 5 серий измерений с температурным шагом от 2 до 0,2K.

Из Рис. 1 видно, что теплоемкость приближается асимптотически к $C_p \sim 100\text{Дж}\cdot\text{мол}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, подчиняясь закону Дюлонга и Пти [5]:

• линия 1 - теплоемкость модели Дебая $C_D = 3nR F_D \left(\frac{T}{\theta_D} \right)$,

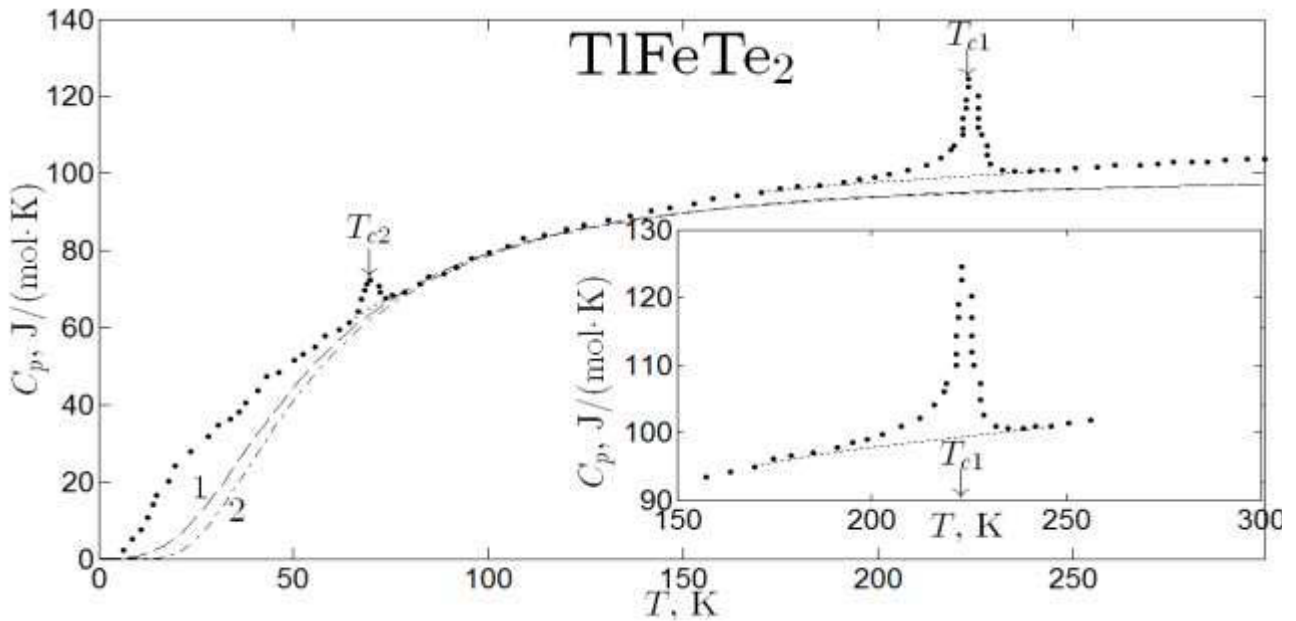


Рис.1.

Зависимость $C_p(T)$ для TiFeTe_2 : точки—эксперимент, 1—модель Дебая, 2—модель Эйнштейна.

где n – число атомов на формульную единицу (в случае TiFeTe_2 $n = 4$), R – газовая постоянная и $F_D(T/\theta_D)$ – функция Дебая [5]:

$$F_D = 3(T/\theta_D)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 dx}{(e^x - 1)^2},$$

рассчитанная для характеристической температуры Дебая $\theta_D \approx 220\text{K}$;

- линия 2 - это теплоемкость в модели Эйнштейна

$$C_E = 3nRF_E(T/\theta_E),$$

где $F_E(T/\theta_E)$ – функция Эйнштейна [5]:

$$F_E(T/\theta_E) = (T/\theta_E)^{-2} \frac{e^{\frac{\theta_E}{T}}}{\left(e^{\frac{\theta_E}{T}} - 1\right)^2},$$

рассчитанная для характеристической температуры Эйнштейна $\theta_E \approx 170\text{K}$. При температурах $T < 80\text{K}$ и $T > 150\text{K}$ экспериментальные значения лежат выше, чем модельные кривые, что обусловлено фазовыми переходами в кристаллах TiFeTe_2 . Ограниченность модели Дебая (или Эйнштейна) с одной характеристической температурой θ_D (или θ_E) вызвана, прежде всего, использованием изотропной плотности фононных состояний.

С помощью приближения кубическими сплайнами проведена экстраполяция $C_p(T)$

(на Рис. 1 пунктирная линия в области фазовых переходов) из области $T > T_{c1} + 18\text{K}$ в область ниже T_{c2} . Были разделены регулярные (C_{p0}) и аномальные (ΔC_p) вклады ($C_p = C_{p0} + \Delta C_p$) теплоемкости (Рис. 1), что позволило определить и проанализировать характеристики фазового перехода кристалла TiFeTe_2 . Величина аномалии в области T_{c1} составляет порядка 19% от ее регулярной части, а в окрестности T_{c2} эта величина порядка 13%.

Изменения энергии (ΔQ) и энтропии ΔS , связанные с фазовым переходом при T_{c1} , были определены путем интегрирования кубических интерполяционных сплайнов площадей под аномальной частью кривой $\Delta C_p(T)$ и $\Delta C_p(T)/T$ в пределах $188 \div 240\text{K}$, соответственно. Значения ΔQ и ΔS представлены в таблице. Малая величина $\Delta S/R = 0,12$ указывает на то, что данный переход относится к переходам типа смещения.

На температурной зависимости теплоемкости TiFeTe_2 вблизи T_{c1} обнаруживается ряд характерных особенностей: небольшой скачок при T_{c1} и аномалия, несимметричная относительно температуры перехода. Фазовый

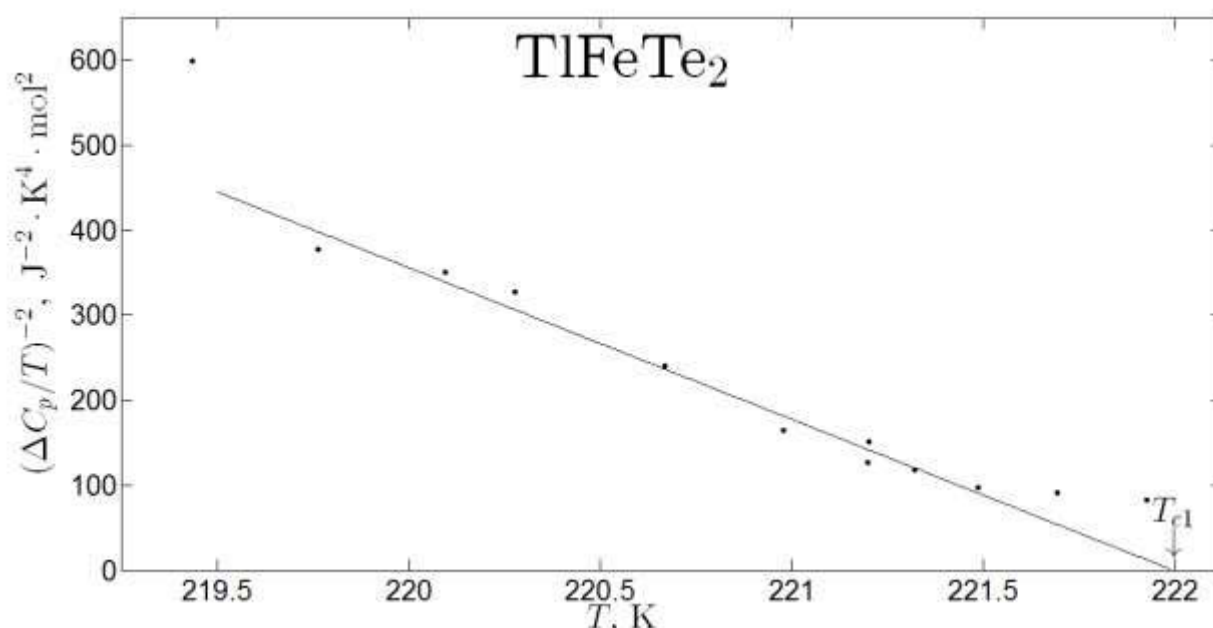


Рис.2.

Температурная зависимость $(\Delta C_p/T)^{-2}$ для TlFeTe_2 .

переход при T_{c1} можно рассматривать как переход второго рода.

В области точки перехода при T_{c1} , близкой к критической точке, термодинамический потенциал можно разложить по степеням параметра порядка по формуле [6]:

$$\Phi = \Phi_0 + A\eta^2 + B\eta^4 + D\eta^6, \quad (1)$$

где $A = a(T - T_K)$. Здесь для фазового перехода II рода $B > 0$. Температура перехода T_{c1} и граница устойчивости T_K в этом случае тождественны, т.е. $T_{c1} = T_K$ [6].

В низкосимметричной фазе минимизация термодинамического потенциала для избыточной теплоемкости дает:

$$\Delta C_p = \frac{a^2 T}{2\sqrt{B^2 - 3AD}}.$$

Преобразуя эту формулу, можно показать [7], что величина $(\Delta C_p/T)^{-2}$ ниже T_{c1} , является функцией температуры вида

$$\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2} = \frac{4B^2}{a^4} + \frac{12D}{a^3}(T_{ic} - T). \quad (2)$$

На Рис.2 представлена зависимость $(\Delta C_p/T)^{-2}$ от T , для TlFeTe_2 она линейна в интервале 219,7÷221,6К. Как видно из Рис.2, в непосредственной близости от температуры перехода T_{c1} ($T_{c1} - T \leq 0.4$) наблюдается отклонение $\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2}(T)$ от линейной зависимо-

сти. Этот факт и наличие избыточной теплоемкости при $T > T_{c1}$ обусловлены, по-видимому, наличием в образцах дефектов. Из равенства (2) нами определены два соотношения между коэффициентами уравнения (1), которые представлены в Таблице.

Таблица.

$\Delta Q, \frac{\text{J}}{\text{мол}}$	$\Delta S, \frac{\text{J}}{\text{мол} \cdot \text{K}}$	$\frac{\Delta S}{R}$	$\frac{a^2}{B}, \frac{\text{J}}{\text{мол} \cdot \text{K}^2}$	$\frac{a^3}{D}, \frac{\text{J}^2}{\text{мол}^3 \cdot \text{K}^3}$
230 ± 10	1.03 ± 0.01	0.12	0.781	0.071

Малая величина аномалии теплоемкости фазового перехода при температуре T_2 , не позволила провести количественный анализ избыточной теплоемкости в рамках термодинамической теории Ландау, как это было сделано вблизи фазового перехода при T_{c1} .

Таким образом, на основании анализа экспериментальных данных по теплоемкости TlFeTe_2 можно сделать следующие выводы:

- Впервые обнаружены фазовые переходы при 69.1К и 222.0К;
- Малое изменение энтропии характеризует их как переходы типа смещения;

- Поведение аномальной теплоемкости вблизи T_{c1} , удовлетворительно описывается теорией фазовых переходов Ландау.
- 1. E.M.Kerimova, S.N.Mustafaeva, A.I.Gasanov, R.N.Kerimov, *New magnetic semiconductors on the base of $\text{TlB}^{VI}\text{-MeB}^{VI}$ systems (Me-Fe, Co, Ni, Mn; B-S, Se, Te), Physics of Spin in Solids: Materials, Methods and Applications, Kluwer Academic Publishers. Printed in the Netherlands, (2004) 195-206.*
- 2. Z.Seidov, H.A.Krug von Nidda, J.Herberger, A.Loidl, G.Sultanov, E.M.Kerimova, A.Panfilov, *Magnetic susceptibility and ESR study of the covalent-chain antiferromagnets TlFeSe_2 , Phys. Rev. B, 65 (2001) 014433-1-7.*
- 3. М.Керимова, *Кристаллофизика низкоразмерных халкогенидов, Изд. Элм, Баку, (2012) 708.*
- 4. Э.М.Керимова, С.Н.Мустафаева, А.И.Джаббарлы, М.А.Алджанов, *Температурные зависимости проводимости, термоэдс и теплоемкости TlCoS_2 , Физика низких температур, 30 (2004) 395-397.*
- 5. Ч.Киттель, *Введение в физику твердого тела, М.: Наука, (1978) 791.*
- 6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теоретическая физика V, Статистическая физика., Ч. 1, М.: Наука, (1976) 583.*
- 7. К.С.Александров, И.Н.Флеров, *Области применимости термодинамической теории для структурных фазовых переходов, близких к трикритической точке, ФТТ, 21 (1979) 327-336.*

TiFeTe_2 KRİSTALINDA İSTİLİK TUTUMU, DEBAY TEMPERATURU, FAZA KEÇİDİ VƏ TERMODİNAMİK PARAMETRLƏR

E.M.KƏRİMOVA, A.M.ABDULLAYEV, G.M.ƏHMƏDOVA, P.H.İSMAİLOVA, A.B.MƏHƏRRƏMOV

İndiki işdə TlFeTe_2 kristalının istilik tutumu $4.2\div 300\text{K}$ intervalında tədqiq edilmişdir. $C_p(T)$ asılılığında faza keçidinin mövcud olmasını göstərən iki anomaliya aşkar olunur. Anomaliyaların maksimal qiymətləri $T_{c1}=222,0\text{K}$; $T_{c2}=69,13\text{K}$ temperaturalarında yerləşir. T_{c1} temperaturu ətrafındakı faza keçidində enerjinin ΔQ və entropiyanın ΔS dəyişmələri, termodinamik potensialın əmsalları təyin olunmuşdur. $\Delta S/R=0,22$ kiçik qiyməti T_{c1} temperaturu ətrafındakı bu keçidin yerini dəyişmə tipinə aid olduğunu göstərir. T_{c1} yaxınlığında istilik tutumunun anomaliyasının özünü aparması Landaunun faza keçidlər nəzəriyyəsi ilə qənaətbəxş təsvir edilir.

LOW-TEMPERATURE HEAT CAPACITY, DEBYE TEMPERATURE, PHASE TRANSITIONS AND THERMODYNAMIC PARAMETERS OF TiFeTe_2 CRYSTALS

E.M. KERIMOVA, A.M. ABDULLAYEV, G.M. AKHMEDOVA, P.H. İSMAİLOVA, A.B.MAGERRAMOV

The thermal capacity of TlFeTe_2 crystals within $4.2\div 300\text{K}$ has been investigated. $C_p(T)$ has revealed two strongly pronounced anomalies indicating presence of phase transitions. Maximum values of anomalies have been at temperatures $T_{c1}=222,0\text{K}$ and $T_{c2}=69,13\text{K}$. Changes energy ΔQ and entropy ΔS of phase transition, factors of thermodynamic potential close to have been T_{c1} defined. Small magnitude $\Delta S/R=0,22$ specifies that this transition concerns transitions of displacement type. The behaviour of anomalous thermal capacity close to T_{c1} is well described by Landau phase transitions theory.

PAKS 72.20.Pa

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$

С.С.РАГИМОВ, А.Э.БАБАЕВА, А.А.САДДИНОВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
sadiyar@mail.ru*

Получена: 02.06.2014

Принята к печати: 01.07.2014

Ключевые слова: термоэлектрический материал, кристаллическая структура, проводимость, термоэдс, теплопроводность, фононы.

РЕФЕРАТ

Исследованы термоэлектрические свойства $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$ в температурной области 80÷320К. Обнаружен металлический ход проводимости и низкое значение теплопроводности. Показано, что в интервале 80÷320К теплопроводность, в основном, обусловлена акустическими фононами.

ВВЕДЕНИЕ

Тройное соединение AgSbTe_2 относится к группе $\text{A}^1\text{B}^2\text{C}_2^6$ и кристаллизуется в гранецентрированной кубической структуре типа NaCl [1]. Это соединение получается на основе двух бинарных соединений типа Ag_2Te и Sb_2Te_3 и является перспективным термоэлектрическим материалом р-типа, работающим в области 600К [1-3]. Исследования показали, что стехиометрический состав AgSbTe_2 является двухфазным при комнатной температуре [2,4]. Согласно [2] монофазный состав системы Ag-Sb-Te получается с индексами компонентов $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$. Исследование свойств $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$ было проведено, в основном, выше комнатной температуры с целью выявления возможности применения в различных термоэлектрических преобразователях. Также представляет интерес проведение исследований термоэлектрических свойств этого материала и при низких температурах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованный состав $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$ был получен методом медленного охлаждения со скоростью 1К/мин., слиток имел серебристый цвет. Рентгеноструктурный анализ соединения $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$ показал, этот состав кристаллизуется в гранецентрированной кубической решетке с параметрами решетки $a=b=c=6,08\text{\AA}$ пространственной группы Fm-3m. В полученном

составе 99,3% AgSbTe_2 и лишь незначительное количество 0,7% Ag_2Te , кристаллизующегося в орторомбической структуре (п.г.Immm) с параметрами решетки, $a=16,27$; $b=26,68$; $c=7,55\text{\AA}$. Рентгенограмма представлена на Рис.1; как видно, пики, соответствующие другим фазам, не наблюдаются, что указывает на монофазность полученного образца.

Исследование термоэлектрических свойств проведено в температурной области 80÷320К. Полученные экспериментальные результаты представлены на Рис. 2-3.

На Рис.2 представлена температурная зависимость электропроводности и термоэдс исследованного образца. Как видно из рисунка, температурный ход электропроводности имеет металлический ход. На температурной зависимости термоэдс также наблюдается металлический ход, значение термоэдс при комнатной температуре не очень высоко (порядка 30мкВ/К), однако наблюдается резкая зависимость от температуры.

Знак термоэдс указывает на дырочный тип проводимости. Для определения концентрации носителей заряда был измерен коэффициент Холла. Концентрация дырок согласно Холловским измерениям равна $5 \cdot 10^{20}\text{см}^{-3}$.

Отметим, что ранее [5] из-за выпадения второй фазы р- Ag_2Te в составе AgSbTe_2 было обнаружено несоответствие знаков термоэдс и коэффициента Холла. В нашем случае знаки коэффициентов Зеебека и Холла одинаковы,

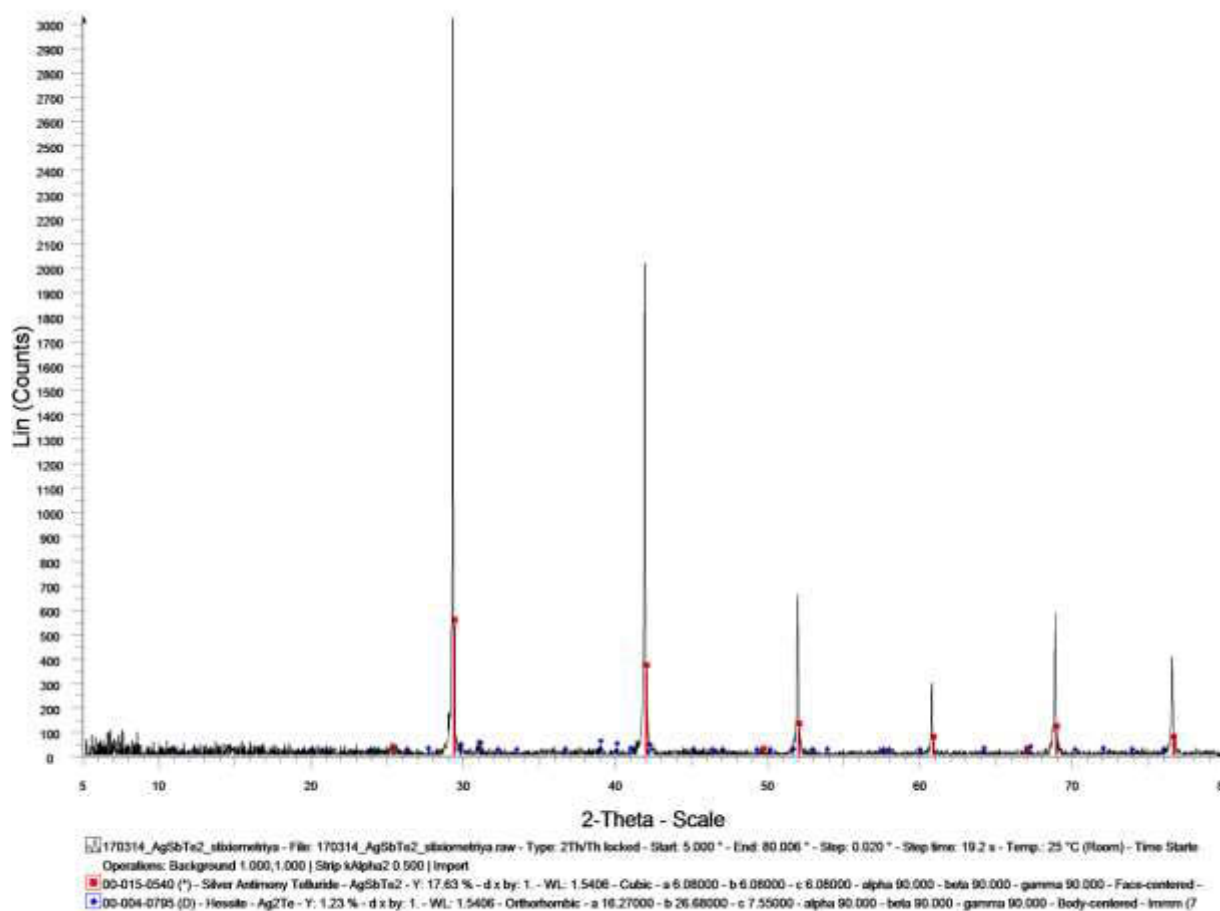


Рис.1.
Рентгенограмма $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$.

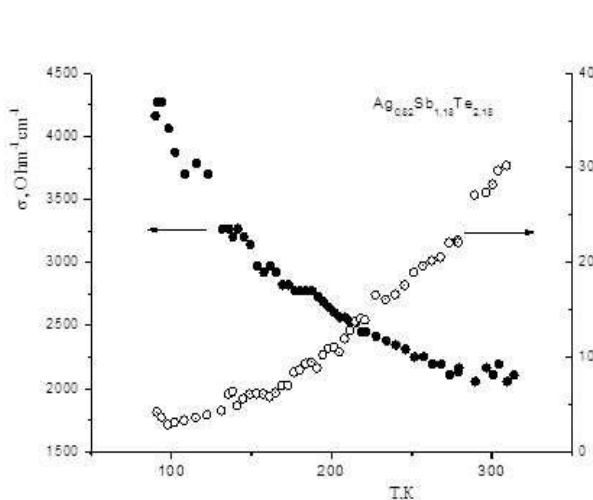


Рис.2.

Температурные зависимости электропроводности (σ) и термоэдс (S) $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$.

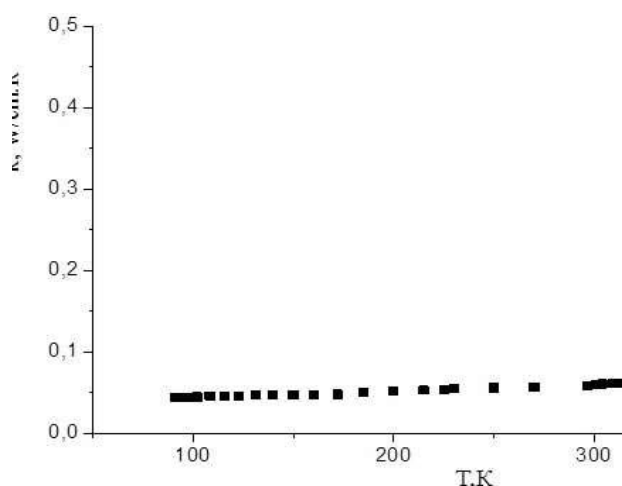


Рис.3.

Температурная зависимость коэффициента теплопроводности $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$.

что указывает на однофазность исследованного образца.

Следует отметить, что тройные составы на основе Ag-Sb-Te являются хорошими термо

электрическими материалами, работающими в средней температурной области 500÷600К, благодаря низкому значению удельной теплопроводности.

Известно, что эффективность термоэлектрических материалов определяется как

$$ZT = \frac{S^2 \sigma T}{k}, \quad (1)$$

где S -коэффициент Зеебека, σ и k коэффициенты электропроводности и теплопроводности, соответственно.

Как следует из (1), эффективность термоэлектрического материала зависит и от значения теплопроводности. Кроме этого, температурная зависимость теплопроводности дает возможность судить о механизмах рассеяния фононов. Поэтому нами была исследована и температурная зависимость теплопроводности $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2,18}$.

На Рис.3 приведена температурная зависимость теплопроводности исследованного образца. Теплопроводность в исследованном температурном интервале 80÷320К практически не меняется и имеет низкое значение. Известно, что решеточную теплопроводность можно представить в следующем виде

$$k_{\text{lat}} = k_{\text{total}} - k_{\text{el}} = k_{\text{total}} - L\sigma T, \quad (2)$$

где k_{total} - экспериментальное значение теплопроводности, k_{lat} - решеточная теплопроводность, k_{e} -электронная часть теплопроводности, L - число Лоренца. В работе [6] показано, что при 300К благодаря малой ширине запрещенной зоны порядка 7,6мэВ носители заряда как из валентной зоны, так и из зоны проводимости дают вклад в теплопроводность. Учитывая вырождение носителей заряда, согласно [7] можно принять, что число Лоренца отличается от Зоммерфельдовского значения $L_0=2.44 \times 10^{-8} \text{В}^2\text{К}^{-2}$. Учитывая превалирующую роль рассеяния на акустических фононах, при 300К было рассчитано число Лоренца с учетом двух типов носителей заряда согласно [8]

$$L = \left(\frac{k_B}{e}\right)^2 \left[r + \frac{5}{2} + \left\{ 2 \left(r + \frac{5}{2} \right) + \frac{E_g}{k_B T} \right\}^2 \frac{\sigma_n \sigma_p}{\sigma^2} \right], \quad (3)$$

где r - механизм рассеяния, k_B - коэффициент Больцмана, e - заряд электрона, E_g - ширина запрещенной зоны, T - температура, σ_n , σ_p и σ электронная, дырочная и полная проводимость, соответственно.

Получено, что число Лоренца отличается от L_0 и $L=2,15 \times 10^{-8} \text{В}^2\text{К}^{-2}$. Обнаруженную на эксперименте зависимость $k(T)$ в $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2,18}$ в исследованной области температур можно объяснить тем, что теплопроводность в основном

обусловлена акустическими фононами и электронами. Электронная доля теплопроводности, вычисленная по закону Видемана-Франца, составляет около 30%. Низкое значение теплопроводности исследованного образца $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2,18}$, на наш взгляд, обусловлено следующим: решеточная теплопроводность кубических полупроводников группы $A^1B^2C_2^6$ ограничивается фонон-фононными процессами переброса [6], в результате чего длина свободного пробега фононов становится равной межатомным расстояниям. С другой стороны, как было отмечено выше, AgSbTe_2 кристаллизуется в структуре NaCl, в которой места Na статистически заняты атомами серебра и сурьмы. В этом смысле, когда по одним и тем же узлам кристаллической решетки статистически распределены атомы двух сортов кристалл ведет себя как аморфное тело, и теплопроводность почти не зависит от температуры.

1. J.P.Mc.Hugh, W.A.Tiller, S.K.Haszko, J.H.Wernick, *Phase diagram for the pseudobinary system $\text{Ag}_2\text{Te-Sb}_2\text{Te}_3$* , *J. Appl. Phys.*, **32** (1961) 1785-1788.
2. A.Stegger, F.Wald and P.Eskerlin, *Über eine ternäre phase in system Ag-Sb-Te*, *Naturforsch*, №16a (1961) 130-131.
3. H.Wang, J.Li, M.Zou and T.Sui, *Synthesis and transport property of AgSbTe_2 as a promising thermoelectric compound*, *Applied Physics letters*, **93** (2008) 202106.
4. С.С.Рагимов, С.А.Алиев, *Характер $\alpha \rightarrow \beta$ - перехода Ag_2Te в сплаве системы Ag-Sb-Te, отвечающем составу AgSbTe_2* , *Неорганические материалы*, **43** (2007) 1321-1323.
5. E.Wolfe, J.H.Wernick, S.K.Haszko, *Anomalous Hall effect in AgSbTe_2* , *J.of Appl. Phys.*, **31** (1960) 1959-1964.
6. V.Jovovic, J.P.Heremans, *Doping effects on the thermoelectric properties of AgSbTe_2* , *J. of electronic materials*, **38** (2009) 1504-1509.
7. Y.Chen, T.J.Zhu, X.B.Zhao, *Thermoelectric properties of non-stoichiometric AgSbTe_2 based alloys with a small amount of GeTe addition*, *J.Phys. D: Appl.Phys.*, **45** (2012) 115302.
8. Дж.Драбл, Г.Голдсмит, *Теплопроводность полупроводников*, М.: Мир, (1963) 266.

$\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$ -in ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ

S.S.RƏHİMOV, A.E.BABAYEVA, A.A.SƏDDİNOVA

80÷320K temperatur intervalında $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$ -nin termoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Elektrik keçiriciliyinin metallik xarakterli və istilikkeçiriciliyinin aşağı qiymətli olması müşahidə edilmişdir. 80÷300K temperatur intervalında istilikkeçirmənin əsasən akustik fononlarla əlaqədar olması göstərilmişdir.

ELEKTROPHYSICAL PROPERTIES of $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$

S.S.RAGIMOV, A.E.BABAYEVA, A.A.SADDINOVA

It has been investigated the thermoelectric properties of $\text{Ag}_{0.82}\text{Sb}_{1.18}\text{Te}_{2.18}$ in the 80÷320K temperature interval. The metallic course of conductivity and low value of heat conductivity have been obtained. It has been shown in an interval 80÷300K heat conductivity basically has been caused by acoustic phonons.

Редактор: проф. Д.Г.Араслы

УДК (546.56+546.22). 539.24

ОБРАЗОВАНИЕ ФАЗ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СИСТЕМЫ $\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ga}_2\text{Se}_3-\text{In}_2\text{Se}_3$

А.Ч.МАМЕДОВА, Н.К.КЕРИМОВА, А.М.НУРИЕВА, Д.И.ИСМАИЛОВ

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида 131
amamedova@inbox.ru*

Получена: 02.06.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

Электроннографическим методом исследованы процессы фазообразования и фазовых переходов в нанотолщинных пленках системы $\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ga}_2\text{Se}_3-\text{In}_2\text{Se}_3$. Установлены условия образования и фазовые равновесия, распределенных на плоскости конденсации самостоятельных фаз в виде тройных соединений $\text{CuGa}_5(\text{In}_5)\text{Se}_8$ и твердых растворов составов $\text{Cu}(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)_5\text{Se}_8$ с различным соотношением компонентов. Методом кинематической электронографии установлено, что в результате рекристаллизации поликристаллических пленок происходит α - β превращение тройного соединения состава CuIn_5Se_8 .

Ключевые слова: фазообразование, аморфная пленка, нанотолщины

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к дефектоупорядоченным соединениям $\text{CuGa}_5(\text{In}_5)\text{Se}_8$, относящимся к системе $A^1 - B^3 - C^6[A - \text{Cu}, B - (\text{In}, \text{Ga}), C - (\text{S}, \text{Se}, \text{Te})]$, вызван шириной их запрещенных зон. Для CuGa_5Se_8 ширина запрещенной зоны (E_G) составляет 1,85эВ [1]. Согласно [2], (E_G) гексагонального CuIn_5Se_8 в зависимости от температуры (10÷300К) изменяется в диапазоне от 1,23 до 1,13эВ. Поскольку оптимальный диапазон преобразования солнечной энергии лежит в пределах 1,2÷1,4эВ, то установление условий получения и природы самостоятельных чистых фаз и образования четверных соединений типа $\text{Cu}(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)_5\text{Se}_8$ с различным соотношением компонентов и дальнейшего их роста представляет самостоятельный интерес и может привести к улучшению параметров гетеросолнечных элементов. В зависимости от технологии изготовления пленок вообще и, в частности таких факторов, как температурный профиль и время термообработки, одновременного и последовательного осаждения отдельных компонентов соединения, соотношения химических соединений, являющиеся соединениями двойных сечений,

соответствующих тройных систем, и ряда других факторов образование твердых растворов может быть обусловлено замещением или же преимущественным размещением галлия (индия) по междоузлиям кристаллической решетки.

Для изучения процессов фазообразования и фазовых превращений в нанотолщинных пленках $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})_5\text{Se}_8$ (CIGS), признанные в [3,4] перспективными материалами для создания высокоэффективных солнечных элементов нового поколения, использован метод дифракции высоких энергий. Электронография, как один из наиболее распространенных методов физико-химического анализа тонких пленок позволяет идентифицировать индивидуальные соединения в кристаллическом состоянии: элементы стехиометрии пленок соединений, образующихся на плоскости конденсации.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Тонкопленочные материалы систем $\text{Cu} - \text{In}(\text{Ga}) - \text{Se}$, пригодные для электронографических исследований, получали термическим напылением двойных соединений Cu_2Se и Ga_2Se_3 , In_2Se_3 в соотношении 1:5

одновременным и последовательным испарением. Следует указать, что более распространенными методами получения *CIGS* слоев, отличающихся друг от друга, в зависимости от способа доставки вещества в зону кристаллизации, являются методы двухступенчатого отжига базовых слоев $\text{Cu}-\text{In}-\text{Ga}$ в селеносодержащей атмосфере и согласованного испарения [5-6]. Однако, процесс получения *CIGS* пленок методом селенизации является сложной технологической задачей, обусловленной различными скоростями реакции формирования соединений систем $\text{Cu}-\text{In}(\text{Ga})-\text{Se}$. В связи высокой стоимостью второго метода он также мало пригоден.

При получении пленок, полностью структурно сформированных и строгих стехиометрических составов, для изучения процессов взаимодействия и образования фаз в системе $\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ga}_2\text{Se}_3-\text{In}_2\text{Se}_3$ нами использована принятая в работах [7-9] практика по созданию бинарного поля компонентов в системах $\text{П}-\text{Те}$, а также для изучения фазообразования в тройных системах $\text{Ag}-\text{In}(\text{Ga})-\text{S}(\text{Se})$.

Указанный метод позволяет при знании величины плотности вещества контролировать геометрическую толщину осаждаемых пленок с точностью ~5%. При использовании профилометрии и других оптических методов достигается точность не более ~10%. Количественный состав вещества по координатам на единицу поверхности плоскости конденсации при определенных условиях препарирования пленок определяли по формуле

$$q = \frac{Q}{4\pi h^2} \frac{1}{(1+\alpha)^{3/2}}, \quad (1)$$

здесь q – количество вещества на единицу поверхности коллектора-подложки, Q – количество испаряемого вещества, h – расстояние от источника испарения до любой точки плоскости распределенного конденсата, $\alpha=x/h$, где x – расстояние от точки, находящейся непосредственно под испарителем, до какой-либо точки осажденного материала по всей площади подложки. Толщина пленок вычислялась по формуле

$$H=q/S, \quad (2)$$

где S – плотность вещества в г/см^3 .

Для получения однородных пленок три источника испарения (вольфрамовые конически навитые спирали), устанавливаемые вдоль плоскости конденсации, располагались нижеследующим образом: крайние спирали, из которых производилось испарение Ga_2Se_3 и In_2Se_3 , находились на расстоянии 200мм при высоте 100мм относительно подложек, которыми служили свежие сколы NaCl . Третий источник, с которого производилась конденсация паров Cu_2Se , располагался точно по середине плоскости подложек, предварительно обезгаживаемых в вакууме в течении 1,5–2 часов при температуре 473К. Давление остаточных газов в вакууме составляло не более 10^{-5} Па. Количество испаряемых Cu_2Se , Ga_2Se_3 и In_2Se_3 составляло 3,4; 12,3 и 13,8мг, соответственно, скорость осаждения ~0,15нм/сек. Для определения концентрации соединений вдоль клиньев предварительно выясняли закон распределения препарированных веществ вдоль подложек. Это, в конечном итоге, помогало нам в получении равномерно распределенных на плоскости конденсации соединений, соответствующих соединениям системы $\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ga}_2\text{Se}_3-\text{In}_2\text{Se}_3$.

Экспериментальные исследования пленок соединений, содержащих легкоокисляемые (Cu, In) и легкоулетучиваемые элементы (Se), осложняются вероятностью окисления при контакте с воздухом и разложения, а также улетучиванием селена при длительном хранении, особенно при повышенных температурах в процессе последующих термообработок.

Для исключения подобных процессов исследуемые пленки с двух сторон покрывались защитным слоем аморфного углерода. С этой целью на поверхность монокристаллов NaCl методом вакуумного осаждения предварительно наносились пленки углерода. Далее осаждались пленки исследуемых объектов и сверху вновь углерод. Исследуемые образцы таким образом оказывались своеобразно капсулированными. Суммарная толщина исследуемых пленок с учетом углеродных не превышала 50нм. Наличие угольных пленок приводило к незначительному увеличению фона дифракционных картин.

Фазовый состав и структурные характеристики аморфных и кристаллических фаз от $Cu(Ga_{0,9}In_{0,1})_5Se_8$ до $Cu(Ga_{0,1}In_{0,9})_5Se_8$, сформировавшихся в условиях одновременного и последовательного осаждения $Cu_2Se, Ga_2Se_3, In_2Se_3$, изучали на электронографе ЭМР-102 в режиме прохождения электронного луча.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Схема распределения фаз, построенная на основе электронографического анализа пленок, образующихся вследствие одновременного испарения двойных соединений на подложках монокристаллических NaCl, расположенных друг от друга на расстоянии 5мм при общей длине 200мм представлена на Рис.1. Электронографическое исследование пленок показало, что в области подложек, где, исходя из расчета исходных соединений, с большой вероятностью следовало бы ожидать формирования тройных соединений систем $Cu_2Se - Ga_2Se_3$ и $Cu_2Se - In_2Se_3$, образуются аморфные фазы. Аморфные пленки, формирующиеся в очень узкой области плоскости конденсации непосредственно под источниками испарения In_2Se_3 и Ga_2Se_3 с $S = 4\pi \sin \theta / \lambda = 19,4; 32,4; 54,0; 65,0 \text{ нм}^{-1}$ и $20,30; 34,10; 54,30 \text{ нм}^{-1}$ кристаллизуются в гексагональной и кубической решетках с периодами $a=1,60; c=1,924 \text{ нм}$ α -модификации In_2Se_3 [10] и Ga_2Se_3 со структурой цинковой обманки [11], соответственно.

Аморфные пленки, образующиеся в достаточно широкой области коллектора и находящиеся между источниками Cu_2Se и In_2Se_3 (Ga_2Se_3) со значениями $S = 4\pi \sin \theta / \lambda = 30,52; 40,43; 60,85$ и $27,42; 35,87; 55,08 \text{ нм}^{-1}$ (Рис.2а,б) кристаллизуются со структурными характеристиками $a=0,572; c=1,162 \text{ нм}$ и $a=0,5483; c=1,094 \text{ нм}$, согласующимися с данными, приведенными в [1] для гексагонального $\alpha-CuIn_5Se_8$ и $CuGa_5Se_8$.

В области температур $408 \div 423 \text{ К}$ $CuIn_5Se_8$ претерпевает полиморфное превращение и переходит в высокотемпературную β -модификацию с периодами гексагональной решетки $a=0,403 \text{ нм}; c=1,637 \text{ нм}$ [2].

Приведенная на Рис.3 кинематическая электронограмма, полученная методом про-

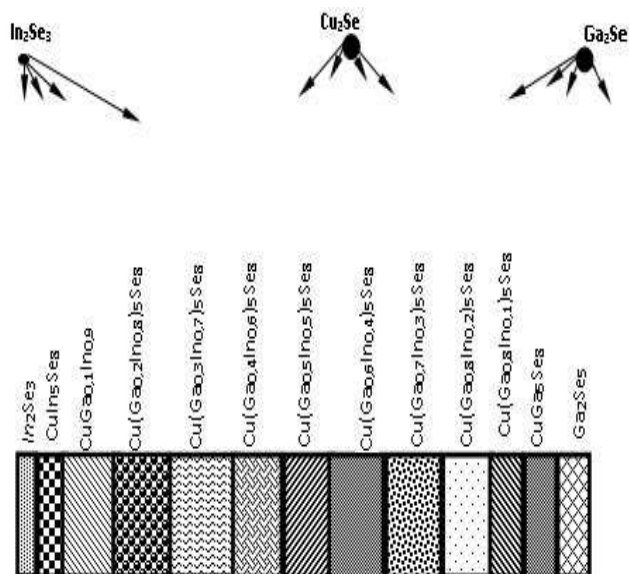


Рис.1.

Схема распределения твердых растворов составов от $Cu(Ga_{0,9}In_{0,1})_5Se_8$ до $Cu(Ga_{0,1}In_{0,9})_5Se_8$.

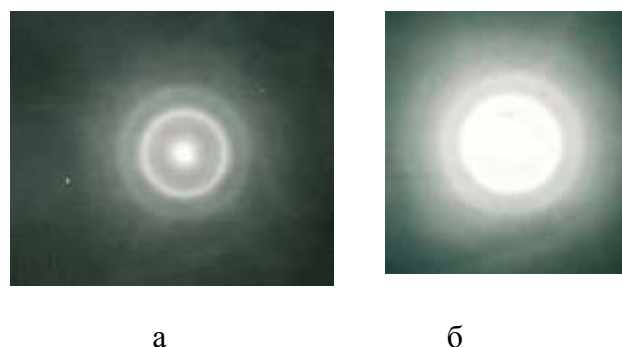


Рис.2.

Электронограммы от аморфных пленок $CuIn_5Se_8$ (а) и $CuGa_5Se_8$ (б).

тяжки фотопластинки с применением непрерывной регистрации на ней дифракционного поля, наглядно показывает, что при нагреве пленки $\alpha-CuIn_5Se_8$ со временем образуется $\beta-CuIn_5Se_8$: в единицу времени происходит уменьшение единицы объема α -модификации, сопровождающееся увеличением единицы объема β -фазы.

Таким образом, установлено, что в результате рекристаллизации поликристаллических пленок, формирующихся вследствие термообработки тонких слоев, образующихся

при комнатной температуре между источниками Cu_2Se и In_2Se_3 в аморфном состоянии, происходит α - β превращение тройного соединения состава CuIn_5Se_8 .

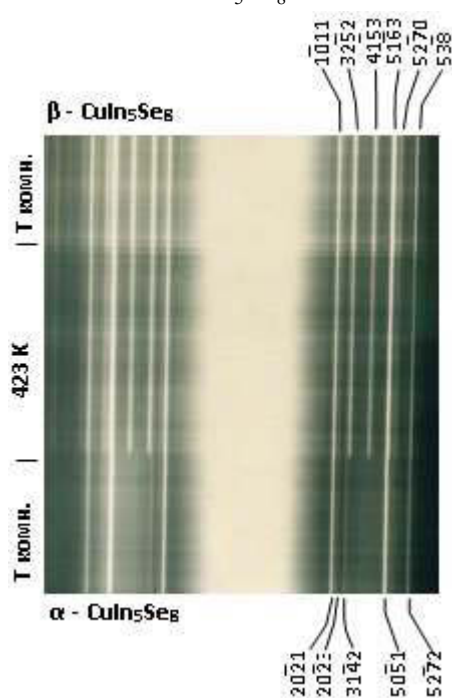


Рис.3.

Кинематическая электронограмма превращения $\alpha\text{-CuIn}_5\text{Se}_8 \rightarrow \beta\text{-CuIn}_5\text{Se}_8$ при 423 К

Завершение фазового перехода происходит в течение 35 сек, после чего вся участвовавшая в процессе фазового превращения пленка соединения CuIn_5Se_8 переходит из α -модификации в β -модификацию. Процесс фазового превращения необратимый. Расчет и анализ электронограмм, полученных в результате многократных повторений α - β превращений CuIn_5Se_8 при различных температурах показывает, что с увеличением скорости фазовых превращений периоды кристаллической решетки β -модификации не изменяются.

Электронограммы от поликристаллических конденсатов, полученных на подложках, расположенных на расстоянии 60 мм от испарителя Cu_2Se в сторону In_2Se_3 и 50 мм в сторону Ga_2Se_3 , содержали дифракционные линии с большими уширениями.

Рекристаллизационный отжиг поликристаллических пленок с гексагональной структурой не приводит к изменению симметрии и модификации образующихся пленок. Элек-

тронограммы, полученные от термически активируемых пленок при температурах 473–493 К показывают, что при этом происходит лишь увеличение интенсивности и резкости дифракционных линий. Рекристаллизация поликристаллических пленок CuGa_5Se_8 при температуре 533 К способствует формированию текстурированных пленок (Рис.4).

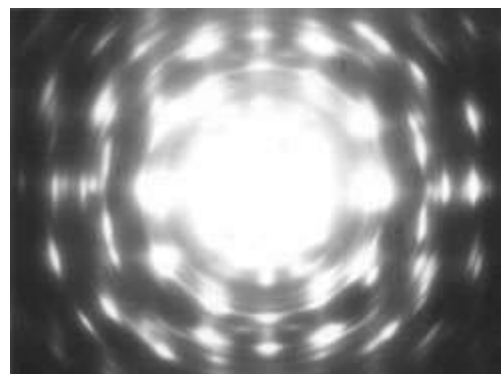


Рис.4.

Электронограмма от текстуры CuGa_5Se_8 .

Электронограммы от текстуры CuGa_5Se_8 индицируются на основе гексагональной решетки с периодами, указанными выше. Таким образом, электронографическим анализом системы сплавов, образующихся на плоскости конденсации с плавно изменяющимся составом, формировавшимся в процессе одновременного или последовательного испарения Cu_2Se , Ga_2Se_3 , In_2Se_3 , содержащие в себе от нуля до 100% Ga_2Se_3 , от 100% до 0% In_2Se_3 и от 100% Cu_2Se в центре до 0% на краях коллектора, установлена закономерность взаимодействия и образования фаз, а также особенности распределения твердых растворов, соответствующих составам от $\text{Cu}(\text{Ga}_{0,9}\text{In}_{0,1})_5\text{Se}_8$ до $\text{Cu}(\text{Ga}_{0,1}\text{In}_{0,9})_5\text{Se}_8$.

Периоды кристаллических решеток твердых растворов на основе $\text{CuGa}_5(\text{In}_5)\text{Se}_8$, характерной особенностью которых является сложное молекулярное строение структуры данных соединений, образующихся путем прямого обмена-замещения атомов местами, представлены в Таблице 1.

Таблица 1.

Структурные характеристики тройных соединений

$\text{Cu}_2\text{In}_5(\text{Ga}_5)\text{Se}_8$ и твердых растворов на их основе.

№	Твердые растворы различных составов	a, nm	c, nm
1	CuIn_5Se_8	0,572	1,162[2]
2	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,1}\text{In}_{0,9})_5\text{Se}_8$	0,569	1,151
3	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,8})_5\text{Se}_8$	0,567	1,141
4	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,3}\text{In}_{0,7})_5\text{Se}_8$	0,564	1,139
5	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,4}\text{In}_{0,6})_5\text{Se}_8$	0,562	1,134
6	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5})_5\text{Se}_8$	0,559	1,125
7	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,6}\text{In}_{0,4})_5\text{Se}_8$	0,557	1,121
8	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3})_5\text{Se}_8$	0,554	1,110
9	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2})_5\text{Se}_8$	0,552	1,101
10	$\text{Cu}(\text{Ga}_{0,9}\text{In}_{0,1})_5\text{Se}_8$	0,551	1,097
11	CuGa_5Se_8	0,5483	1,094[1]

Поскольку при замещении атомов в $\text{CuGa}_5(\text{In}_5)\text{Se}_8$ не требуется компенсации зарядов соответствующим количеством дырок – вакансий и трехвалентные ионы матрицы $\text{Ga}(3+)$ обмениваются с $\text{In}(3+)$ и наоборот, то это обстоятельство облегчает получение твердых растворов в широком интервале составов: реализация взаимозамещения в состоянии гомогенной валентности Ga, In ионов увеличивает интервал составов образующихся твердых растворов, что способствует образованию непрерывных рядов твердых растворов в пленочном виде.

Наблюдение на электронограммах дальних линий, располагающихся на дифракционном поле под большими углами, т.е. разрешение высокоугловых линий, свидетельствует о равновесности тройных соединений и гомогенности образующихся на их основе твердых растворов. При образовании твердых растворов замещения локальные искажения ячеек, создаваемых атомами Ga в CuIn_5Se_8 и In в CuGa_5Se_8 таковы, что атомы, статистически отклоняясь от занимаемых положений, сохраняют трехмерную периодичность с усредненными периодами. Это явление можно объяснить, тем что согласно [12], если структура имеет сложную химическую формулу или большую элементарную ячейку, то требования к замещающим друг друга атомам несколько смягчаются. Появляется больше возможностей сохранить равновесие в межатомных силах за счет небольших

смещений других атомов ячейки. В кристаллических решетках $\text{CuGa}_5(\text{In}_5)\text{Se}_8$ происходит явление растворимости Ga в CuIn_5Se_8 и In в CuGa_5Se_8 в твердом состоянии с образованием непрерывных рядов твердых растворов взаимозамещения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При одновременном, а также послойном осаждении Cu_2Se , Ga_2Se_3 и In_2Se_3 независимо от порядка напыления выделяющиеся соединения образуются в аморфном состоянии. Аморфные слои тройных соединений составов $\text{CuGa}_5(\text{In}_5)\text{Se}_8$ и твердые и растворы, образующиеся на их основе, стабильны при комнатной температуре и кристаллизуются в интервале температур 383÷393К. CuIn_5Se_8 при температуре 423К претерпевает полиморфное превращение.

1. L.Duran, S.M.Wasim, C.A.Durante Rincon, et al., *Growth, structural characterization, and optical band gap of $\text{Cu}(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)_5\text{Se}_8$ alloys*, *Phys.stat.sol.*, **199** (2003) 220-226.
2. C.A.Rincon, S.M.Wasim, G.Marin, et al., *Temperature dependence of the optical energy gap and Urbachs energy of CuIn_5Se_8* , *Journ. Appl. Phys.*, **90** (2001) 4423–4428.
3. K.Ramanathan, M.A.Conreras, C.L.Perkins, et al., *Properties of 19,2% efficiency $\text{ZnO/Cds/CuInGaSe}_2$ thin-film solar cells*, *Prog.Photovolt.: Res. Appl.*, **11** (2003) 225–227.
4. M.A.Kontreras, B.Egaas, K.Ramanathan, et al., *Progress toward 20% efficiency in $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$ polycrystalline thin-film solar cells*, *Progr. Photovoltaics*, **7** (1999), 311–315.
5. Е.П.Зарецкая, В.Ф.Гременок, В.Б.Залесский, Т.Р.Леонова, П.И.Романов, *Влияние условий синтеза на свойства пленок $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$* , *Материалы Международной научной конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела»*, Минск, **1** (2005) 452-455.
6. M.Marudachalam, R.W.Birkmire, H.Hichri, et al., *Phases, morphology, and diffusion in $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Se}_2$ thin films*, *J.Appl.Phys.*, **82** (1997) 2896.

7. Ф.И.Алиев, Д.И.Исмаилов, Р.Б.Шафизаде, *Фазообразование в тонких пленках системы $\text{Pb}-\text{Te}$* , Изв. АН СССР, сер. Неорг. материалы, **23** (1987) 1643–1645.
8. Д.И.Исмаилов, Н.К.Керимова, *Образование фаз в пленках системы $\text{Ag}-\text{In}-\text{Se}$* , ФТП, **43** (2009) 1134–1156.
9. Д.И.Исмаилов, А.Ч.Мамедова, *Фазовые равновесия в тонких пленках системы $\text{Ag}-\text{Ga}-\text{S}$, кинетические параметры кристаллизации AgGaS_2* , Неорганические материалы, **44** (2008) 911–914.
10. С.А.Семилетов, *Электронографическое исследование тонких пленок селенида индия In_2Se_3* , ФТТ, **3** (1961) 746–753.
11. Л.С.Палатник, Е.К.Белова, *Исследование полиморфизма селенида галлия Ga_2Se_3 переменного состава*, Изв. АН СССР, сер. Неорг. Материалы, **1** (1965) 1883–1888.
12. Д.И.Исмаилов, *Фазообразование, структура и кинетика кристаллизации в тонких пленках $\text{A}^3-\text{B}^3-\text{C}_2^6$, эпитаксиальный рост сверхструктурных фаз*. Баку (2007) 345.

$\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ga}_2\text{Se}_3-\text{In}_2\text{Se}_3$ SİSTEMİNİN NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNDƏ FAZALARIN YARANMASI

A.Ç.MƏMMƏDOVA, N.K.KƏRİMOVA, A. M. NURİYEVA, C.İ.İSMAYİLOV

$\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ga}_2\text{Se}_3-\text{In}_2\text{Se}_3$ sisteminin nanoqalınlıqlı təbəqələrində fazaəmələgəlmə prosesləri elektronografik analiz üsulu ilə tədqiq edilmişdir. Kondensasiya müstəvisi üzərində sərbəst fazalar qismində paylanan üçqat birləşmələrin $\text{CuGa}_5(\text{In}_5)\text{Se}_8$ və komponentlərin müxtəlif nisbətlərində təsbit olunan $\text{Cu}(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)_5\text{Se}_8$ tərkibli bərk məhlulların yaranma şəraitləri təyin olunmuşdur.

Kinematik elektronografiya üsulu ilə müəyyən olunmuşdur ki, polikristallik təbəqələrin təkrarən kristallaşmaları nəticəsində CuIn_5Se_8 tərkibli üçqat birləşmədə $\alpha-\beta$ çevrilməsi baş verir.

PHASE FORMATION IN THIN FILMS OF $\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ga}_2\text{Se}_3-\text{In}_2\text{Se}_3$ SYSTEM

A.Ch. MAMEDOVA, N.K. KERIMOVA, A.M. NURIYEVA, D.I.ISMAILOV

By method of electron diffractometry phase formation process of phase transitions in nanothicnk films of $\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ga}_2\text{Se}_3-\text{In}_2\text{Se}_3$ system have been investigated. There have been established conditions of formation and phase equilibriums distributed on the phase of condensation of independent phases in the form of ternary compounds and solid solutions of independent phases in the form of ternary compounds $\text{CuGa}_5(\text{In}_5)\text{Se}_8$ and solid solutions of $\text{Cu}(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)_5\text{Se}_8$ compositions with different ratio of components. By method of kinematics electron diffractometry it is established that as a result of recrystallization of polycrystalline films $\alpha-\beta$ transformations of CuIn_5Se_8 composition ternary compound has been taken place.

Редактор: проф. И.Р.Нуриев

UOT 541.15:539.2/.6:539/04

SİLİKATLARIN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNİN TEMPERATUR ASILILIĞINA URANİL QRUPU VƏ QAMMA ŞÜALANMANIN TƏSİRİ

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

*AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ 1143, Bakı, B.Vahabzadə 9,
matlab_mirzayev@yahoo.com*

Daxil olub: 02.04.2014
Çapa verilib: 01.07.2014

Açar sözlər: elektrik keçiriciliyi, qamma kvant, UO_2 - SiO_2 birləşməsi, U-O-Si rabitəsi, elektron-deşik cütü, aktivləşmə enerjisi.

REFERAT

$(UO_2)_x-(SiO_2)_y$ uranil-silikat birləşməsində UO_2 -in konsentrasiyasının ($x=3.97\%$; 6.83% ; 10.12%) dəyişməsindən asılı olaraq qamma kvantlarla şüalanmadan sonra elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılı olaraq dəyişmə xarakteristikası öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, şüalanmamış və qamma kvantların müxtəlif udulma dozaları ilə şüalanmış SiO_2 və $(UO_2)_x-(SiO_2)_y$ nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılıqlarında gedən proseslər eyni olub, bu sistemlərə xas keçiriciliyə uyğun olaraq qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcılar, anion və kation qəfəs fragmentlərində yaranan defektlərin iştirakı ilə baş verir. Yükdaşıyıcıların rekombinasiya proseslərində aktivləşmə enerjisi $15\div 30\%$ intervalında artmışdır.

GİRİŞ

Silisiyum və onun oksigenli birləşmələri unikal fiziki xassələrə malik və ekstremal mühit təsirlərinə davamlı materiallar kimi müxtəlif elmi-texniki sahələrdə geniş tətbiq tapıb. Silisiyum oksid birləşmələri radiasiya və temperatura davamlı, özünə məxsus fiziki və fiziki-kimyəvi xassələrə malik olduğuna görə elmi texnologiyada və perspektivli nüvə yanacağı daşıyıcı materialı kimi nüvə texnologiyasında böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu nöqtəyi nəzərdən uranil-silikatlar davamlı nüvə materialı saxlayan və nüvə materiallarının dayanıqlı utilizasiya sistemi kimi uzun müddətdir ki, tədqiqatçıların diqqət mərkəzindədir. Müxtəlif tərkibli uranil-silikatların sintezi, strukturu və neytronların təsiri altında tərkibində və fiziki xassələrində baş verən dəyişikliklər tədqiq olunub [1]. Lakin uranil-silikat tərkibli birləşmələr digər növ şüaların təsiri olan sahələrdə də geniş tətbiq tapıb. Nəzərə alsaq ki, bərk cisimlərdə defekt əmələ gəlmə prosesləri neytron və qamma şüaların təsiri altında fərqli xarakteristikalarda baş verir, əksər hallarda neytron şüaların əmələ gəlmə proseslərində müşahidə olunan qamma

şüaların uranil-silikatların elektrifikasiya xassələrinə təsiri elmi və praktiki nöqtəyi nəzərdən böyük əhəmiyyət kəsb edir. Tədqiq olunan məqalədə tərkibində müxtəlif miqdarda uranil qrupu olan uranil-silika-tın elektrik keçiriciliyinə temperatur, qamma-şüalanma dozası və uranil qrupunun miqdarının təsiri tədqiq olunub. Alınmış nəticələr və ədəbiyyat materialları əsasında uranil-silikat sisteminin elektrik keçiriciliyinin mexanizmi verilib. Elektrik keçiriciliyinin aktivləşmə enerjisinin müxtəlif temperatur oblastları üçün nümunənin tərkibindən və şüalanma dozasından asılılığı aşkar edilib.

TƏCRÜBƏLƏRİN METODİKASI

Tərkibində $U^{238}+U^{235}$ olan uran-silikat sintez olunub. Sistemin sintezi aşağıdakı kimyəvi reaksiyalar üzrə göstərilən ardıcılıqla aparılıb:

- $Si(OC_2H_5)_4+4H_2O\rightarrow Si(OH)_4+4C_2H_5OH$ (1)
- $Si(OH)_4+2UO_2SO_4\rightarrow SiO_4(UO_2)_2+2H_2SO_4$ (2)
- $C_2H_5OH+CH_3COOH\rightarrow CH_3COOC_2H_5+H_2O$ (3)

Alınmış birləşmələrin tərkibini ümumi olaraq $(UO_2)_x(SiO_2)_y$ kimi ifadə etmək olar. Əsasən üç tərkibli uranil-silikat sistemi alınıb:

I tərkibdə 3,97% (UO_2) olan $\text{UO}_2\text{-SiO}_2$

II tərkibdə 6,83 % (UO_2) olan $\text{UO}_2\text{-SiO}_2$

III tərkibdə 10,12 % (UO_2) olan $\text{UO}_2\text{-SiO}_2$

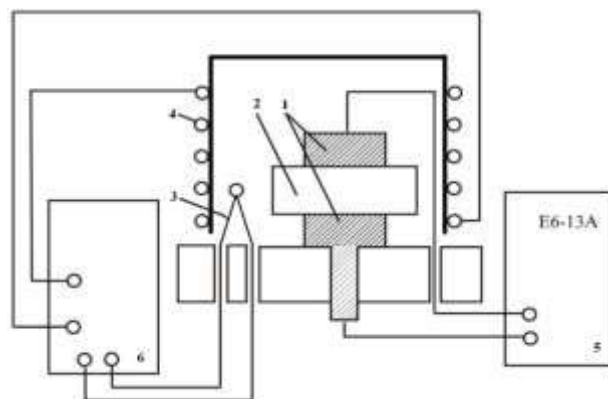
Alınmış nümunələrin xüsusi aktivlikləri gamma spektrometri (HPGe, CANBERRA, ABŞ) vasitəsi ilə təyin olunmuşdur [2].

Cədvəl 1.

Nö	Uranilsilikatın tərkibində UO_2 -in faizlə miqdarı, %	Birləşmələrin radioaktivliyi, Bk/kq
1	3.97	5900
2	6.83	7950
3	10.12	8270

Alınmış nümunə 720K-də hava mühitində 24 saat müddətində termiki işləməyə məruz qalıb. Sonra nümunələr qapalı sistemdə həmin temperaturda 36 saat müddətində termik işlənmişdir. Alınmış nümunələrin quruluşu rentgen difraksiya metodu ilə təyin olunub və sintez olunmuş nümunələrin amorf olduğu aşkar olunub. Sintez olunmuş uranil-silikat birləşməsinin “Retsch AS-200” ələyi vasitəsi ilə $d \leq 20 \text{ mkm}$ ölçülü fraksiyası ayrılıb və 2 kN/sm^2 təzyiq altında ölçüləri $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}$ olan paralelopiped formasında nümunələr hazırlanıb. Hazırlanmış nümunələr xüsusi şüşə ampulalarda $D=0.388 \text{ Qr/san}$ olan Co^{60} radioaktiv izotop mənbəli qurğuda qamma kvantları ilə şüalandırılıb. Mənbəyin ekspozisiya doza gücü Ferrosulfat tipli kimyəvi dozimetrlə vasitəsi ilə təyin edilib. Tədqiq olunan nümunələr tərəfindən udulan doza gücü isə elektron sıxlıqlarının müqayisəsi əsasında təyin edilib. Sistemin temperaturu $\pm 1 \text{ K}$ dəqiqliklə ölçülüb və $T=300 \div 500 \text{ K}$ temperatur intervalında elektrik keçiriciliyi tədqiq olunub. Elektrik keçiriciliyinin tədqiq metodikası aşağıdakı kimidir [2].

Elektrik xassələrinin tədqiqi zamanı nümunənin xüsusi müqavimətinin ölçülməsi aparılmışdır. Xüsusi müqavimətin temperaturdan asılılığının ölçülməsi məqsədi ilə aşağıdakı şəkildə göstərilən sxematik qurğudan istifadə edilmişdir.



Şəkil 1.

Elektrofiziki parametrlərin ölçülməsi üçün hazırlanmış qurğunun sxematik təsviri. 1-elektrodlar, 2-nümunə, 3-termocüt, 4-qızdırıcısı, 5-teraohmmetr (E6-13A), 6 – cərəyan mənbəyi və temperatur dəyişməsi

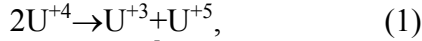
Nümunə sxemdə göstərilən (1) elektrodları arasında (2) hissəsində yerləşdirilir və elektrodlar arasında yerləşdirilmiş (4) köməkçi qızdırıcı vasitəsi ilə 2.5 K/dəq sürəti ilə qızdırılır. Birləşmənin temperaturu (3) termocüt vasitəsi ilə qeyd olunur və (6) qurğusunda göstərilir. Nümunənin müqaviməti (5) E6-13A teraohmmetri vasitəsi ilə ölçülür. Qızdırıcı peçin temperaturunun sabit sürətlə artmasını təmin etmək məqsədi ilə “LATR” qurğusundan istifadə edilmişdir.

Sahənin 10 V gərginliyində temperaturun $300 \div 500 \text{ K}$ intervalında 2.5 K/dəq sürəti ilə qızdırılmaqla $\rho=f(T)$ asılılığı ölçülmüş və qurulmuşdur. Ölçmə xətası xüsusi müqavimət üçün 5% -dir.

NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN MÜZAKİRƏSİ

Uranilsilikat sistemlərinin kation və anion tərkib hissəsi oksigenli qruplardan ibarət olduğundan bu birləşmədə anion və kation arası rabitə, onların mütəhərrikliyi, yük xarakteristikası fiziki xassələrə əsas təsir göstərən faktorlardandır. Bu birləşmə elektrofiziki xassələrinə görə dielektrikdir. Yükdəşmə proseslərində $\text{U-O}_2\text{-Si-O}$ əlaqələrini təşkil edən və yaxud da hidrat özlüyü olduğu halda $-\text{OH}-$ funksional qruplarına məxsus sərbəst olan valent elektronları və tərkibi təşkil edən ionlar (U^{+4} , O^{2-} , Si^{+4}) iştirak edə bilər. Uranilsilikatın elektron sıxlığına ən çox təsir edən element təbii tarazlı

izotop tərkibinə malik olan uran elementidir və daha çox ion rabitəsi U-O-ə məxsusdur. Həm də uranın müxtəlif yüklü ion halları (U^{+4} , U^{+3} , U^{+5} , U^{+6}) arasında nisbətən daha asan keçidlər mümkündür [3]. Bu keçidlər temperatur, ionlaşdırıcı şüalar, elektrik sahəsi və işıq kvantlarının təsiri altında da baş verə bilər. UO_2 -nin məxsusi elektrik keçiriciliyində uran kationun disproportionalaşma prosesinin rolu aşkar olunub [3]



burada U^{+3} elektron, U^{+5} dəşik mərkəzi rolu oynayır.

Uranilsilikatda oksigen vakansiyaları həm UO_2 kation qrupunda, həm də SiO_2 silikat qrupunda mövcud ola bilər. Uranil qrupunda oksigen mühitində oksidləşmə prosesi $T \geq 473K$ -də, UO_2-SiO_2 -də isə $T \geq 673K$ -də başlayır və hər iki proses nəticəsində uran yüksək valent halına keçir [4].

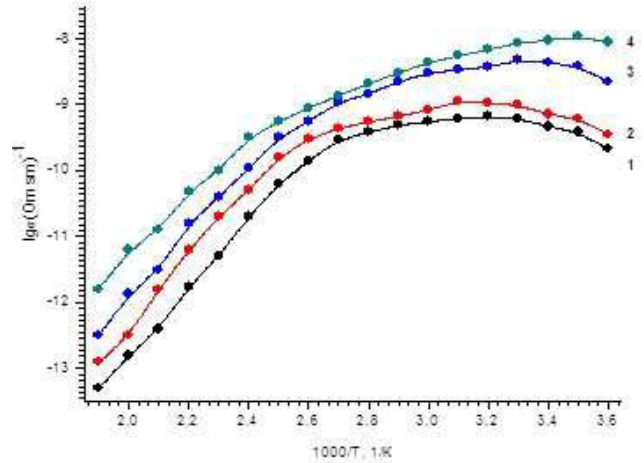
Beləliklə, uranilsilikat sistemində sərbəst yük daşıyıcıları kimi elektron-dəşik və anion-vakansiyası olan cütlərin iştirak etməsi gözlənilir. Bu yükdaşıyıcıların diffuziyası və onların iştirakı ilə elektrik keçiriciliyi proseslərinin aktivləşmə enerjiləri də təyin edilib. Uranilsilikat sisteminin elektrik keçiriciliyi yükdaşıyıcıların energetik baryerləri termiki yolla aşması proseslərini nəzərə almaqla elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı ümumi olaraq Arrhenius koordinatlarında ifadə oluna bilər və (2) düsturu ilə təyin edilə bilər [5,6].

$$\sigma = (n_0 q^2 \delta^2 v) / (6kT) \cdot e^{-U/kT}, \quad (2)$$

burada $\sigma = Ae^{-U/kT}$.

Bu düsturdan SiO_2 və müxtəlif tərkibli uranil-silikatın elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığının ifadə edilməsində istifadə olunub.

Aparılmış tədqiqatın əsas məqsədi silikat sistemlərinin məxsusi elektrik keçiriciliyinin aşağı temperatur oblastında $T = 280 \div 500K$ öyrənilməsi və uranil qrupunun, temperaturun və qamma şüalanmanın uranilsilikatın elektrik keçiriciliyinə təsiri qanunauyğunluqlarını tədqiq etməkdir. SiO_2 -ə müxtəlif miqdarda uranil qrupu daxil etməklə alınmış uranilsilikatın elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılıqları öyrənilmişdir. Şəkil 2-də eyni metodika üzrə alınmış və termik işlənmiş SiO_2 -nin elektrik keçiriciliyinin $\ln \sigma = f(1/T)$ koordinatlarında

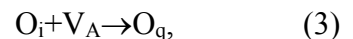


Şəkil 2.

Şüalanmamış və müxtəlif udulma dozalarında şüalanmış SiO_2 -in elektrik keçiriciliyinin $\ln \sigma = f(1/T)$ koordinatlarında temperatur asılılığı:
1-ilk, 2 - 9kQr, 3 - 27 kQr, 4 -50kQr.

$T = 300 \div 500K$ temperatur oblastında temperatur asılılığı verilib.

Tədqiqat aparılmış temperatur oblastı anion vakansiyalarının diffuziyası və uran kationun yük halının dəyişmə temperaturları [7-8] $T \leq 500K$ ilə məhdudlaşıb. Bu temperatur oblastı qadağan olunmuş zonasının eni $E_g \geq 10eV$ tərtibində olan təmiz SiO_2 -də valent zonadan keçiricilik zonasına keçid əsasında elektrik keçiriciliyinin tədqiq olunmasında istifadə olunur. Silikat tərkibli birləşmələr üçün adətən $T \geq 1000K$ -dən yüksək temperatur oblastını əhatə edir və bu oblastda elektrik keçiriciliyi temperatur artdıqca artır. Bizim tədqiq etdiyimiz temperatur oblastında adətən bioqrafik və yaxud da radiasion defektləri elektrik keçiriciliyində iştirak edir. Uranilsilikat və silikat quruluşunda daha sərbəst və kiçik energetik baryerə (U) malik olan anion strukturunda defektlər mövcuddur [9]. Temperatur artdıqca vakansiya və qəfəsin düyünləri arasında yerləşən atomlar diffuziya edir və son nəticədə onların məhvi və (1)-in əks prosesi baş verir

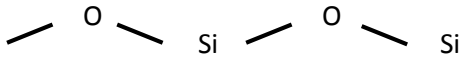


harada ki, O_i - düyünlər arası oksigen, V_A -onların vakansiyası, O_q - qəfəsdə oturan oksigendir.

Göstərilən temperatur oblastı həm də texniki və texnoloji proseslərdə ən çox müşahidə olunan işçi temperatur oblastları ilə uzlaşır. Elektrik keçiriciliyi tədqiq olunacaq tabletkalar qamma-şüalarla müxtəlif udulma dozalarında şüalandırılmışdır. Həmin nümunələrin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı $\ln \sigma = f(1/T)$

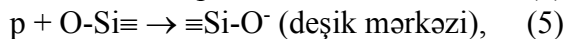
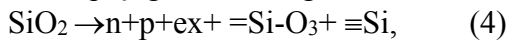
koordinatlarında Şəkil 1-də verilib. Nümunələrin şüalanması və ilkin tədqiqatı $T=280\text{K}$ temperaturda aparılıb. Temperatur artdıqca yükdaşıyıcı rolu oynayan defektlər məhv olduğundan keçiricilik aşağı düşür. Qamma şüalanmanın təsiri altında udulma dozasının $0\div 50\text{ kQr}$ oblastında SiO_2 -nin defekt keçiriciliyi şüalanmamış nümunələrə nisbətən artır.

Qamma-şüaların təsiri altında SiO_2 -də qeyri-tarazlı yük daşıyıcıları



rabitələrinin qırılması nəticəsində isə kation ($=\text{Si}-\text{O}$) və anion vakansiyaları $d(=\text{Si})$, eləcə də həyə-canlanmış hallar əmələ gəlir [9-10].

Təqdim olunan metodika ilə alınmış silikat sistemində kation və anion vakansiyalarının $T\geq 240-300\text{ K}$ temperatur intervalında sürətli məhv olması prosesləri baş verir [11]. Aşağı temperaturalarda qamma-şüalanma zamanı əmələ gələn qeyri-tarazlı yükdaşıyıcılar silikat qəfəsində mövcud olan anion və kation vakansiyalarında lokallaşma bilər. Bu prosesləri sxematik olaraq aşağıdakı kimi göstərmək olar



Əmələ gəlmiş qeyri-tarazlı yük daşıyıcılarının stabil lokallaşmış hallarından çıxaraq elektrik keçiriciliyində iştirakı üçün həmin mərkəzlərin energetik baryerini aşmalıdır.

Tədqiq olunmuş SiO_2 -nin bütün nümunələrində ölçmələrin başlanğıc oblastında temperaturun artması ilə ($T=270-300\text{K}$) elektrik keçiriciliyinin artması müşahidə olunub.

Şüalanmış nümunələrdə də bu temperatur oblastının müşahidə olunması göstərir ki, SiO_2 -nin eyni xarakterli bioqrafik defektləri də mövcuddur. Bu oblastda $\ln\sigma=f(1/T)$ asılılığından elektrik keçiriciliyinin aktivləşmə enerjisi təyin edilib (Cədvəl 1).

Bu oblastda aktivləşmə enerjisi əsasında lokallaşma mərkəzlərinin energetik baryeri haqqında da fikir yürütmək olar. Göründüyü kimi SiO_2 -nin şüalanma dozası artdıqca aktivləşmə enerjisi azalır, buna səbəb isə radiation yolla yaranmış yükdaşıyıcılarının nisbətən yüksək enerjiyə malik olmasıdır.

Cədvəl 1.

Qamma şüalanmanın SiO_2 -nin $T\approx 270\div 500\text{K}$ temperatur oblastında ayrı-ayrı əmsallarda elektrik keçiriciliyinin aktivləşmə enerjisinə təsiri.

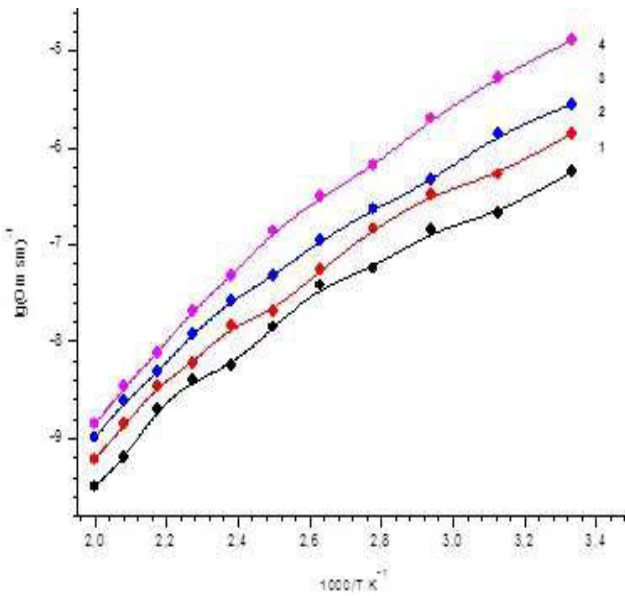
Nümunələr və şüalanma dozaları	Aktivləşmə enerjisi, eV		
	I oblast $T=270\div 300\text{K}$	II oblast $T=300\div 380\text{K}$	III oblast $T=380\div 500\text{K}$
SiO_2 (ilkin şüalanmamış)	1,25	4,28	6,49
SiO_2 ($d=9\text{ kQr}$)	1,12	4,19	6,25
SiO_2 ($d=27\text{ kQr}$)	1,08	4,13	5,98
SiO_2 ($d=50\text{ kQr}$)	1,02	4,10	5,68

SiO_2 nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin $T=300\div 500\text{K}$ temperatur oblastında aktivləşmə enerjisi ilə fərqlənən daha iki $T=300\div 380\text{K}$ və $T=380\div 500\text{K}$ temperatur oblastlarını ayırmaq olar. Hər iki oblast üçün aktivləşmə enerjiləri təyin edilib (cədvəl 1) və göründüyü kimi temperatur artdıqca daha dərin energetik baryerli mərkəzlər aktivləşirlər. Bütün temperatur oblastlarında şüalanmanın udulma dozası artdıqca aktivləşmə enerjisinin azalması müşahidə edilir. Müşahidə edilmiş aktivləşmə enerjilərinin qiymətləri şüalanmamış nümunələr üçün 1,25, 4,28 və 6,49 eV tərtibindədir ki, bu qiymətlər də SiO_2 -də müşahidə edilmiş kation, anion vakansiyalar və düynlərarası oksigenin diffuziya proseslərinin aktivləşmə enerjiləri ilə uyğunlaşırlar [9-11].

Tərkibində müxtəlif miqdarda uranil qrupu olan uranilsilikat nümunələri sintez edilib. Sintez olunmuş nümunələr ilkin SiO_2 -də müvafiq termik və termovakuum işləməyə məruz qalıb, sonra tərkibində uranil qrupu 3,97, 6,83, 10,0 çəki faizi miqdarında olan eyni ölçülü tabletkalar götürülüb və bu birləşmələrin elektrik keçiriciliyinin $280\div 500\text{K}$ temperatur intervalında müxtəlif dozalarda qamma-şüalanmadan asılılığı tədqiq olunub.

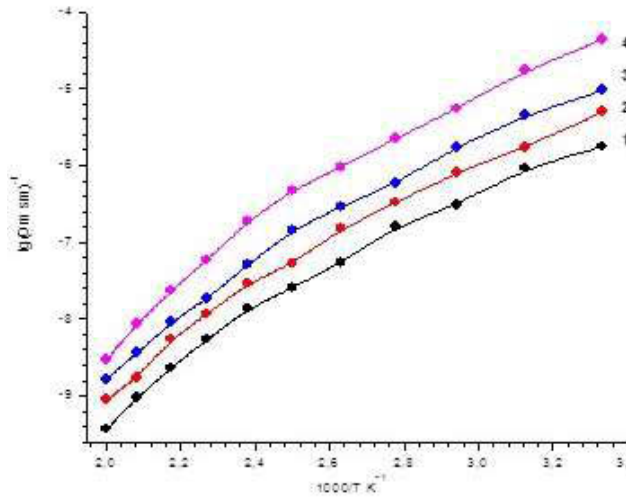
Uranil qrupunun silikatın tərkibinə daxil olması ilə silikatda uran kationun (U^{+4}) (1) disproporsionallaşması nəticəsində əmələ gələndeşik-elektron cütləri, oksigen vakansiyası və qəfəs düynəarası oksigenlərin miqdarının və mütəhərrikliyinin artması nəticəsində [3] başlanğıc $T=280\text{K}$ -də elektrik keçiriciliyi $\approx 10^{-10}\div 10^{-5}\text{ Om}^{-1}\text{ sm}^{-1}$ intervalında dəyişir, yəni

SiO₂ -yə nisbətən elektrik keçiriciliyinin təqribən 4-5 tərtib artmasına səbəb olub (Şəkil 3-5).



Şəkil 3.

Tərkibində 3.97%UO₂ olan uranil-silikat birləşməsinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı: 1-ilkin , 2-9kQr, 3-27kQr, 4-50kQr.



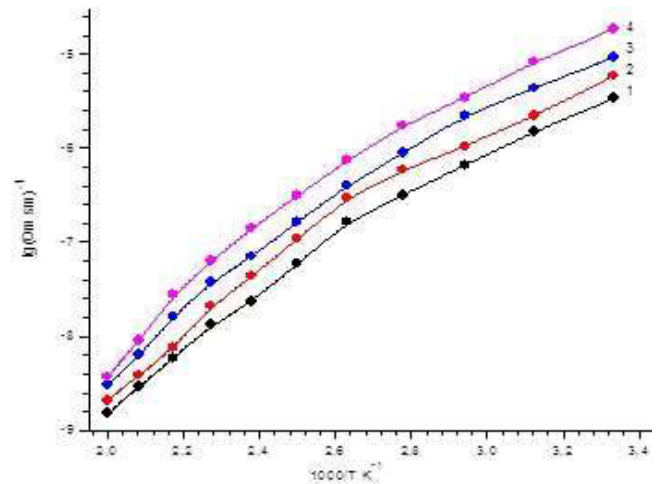
Şəkil 4.

Tərkibində 6.83%UO₂ olan uranil-silikat birləşməsinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı: 1-ilkin , 2-9kQr, 3-27kQr, 4-50kQr.

Uranil silikat qəfəsində olan oksigen vakansiyası və düyünlərarası oksigen atomları daha mütəhərrik olduğundan, temperaturun artması ilə yükdaşıyıcılarının məhv prosesləri üstünlük təşkil edir. Odur ki, temperaturun $T=280\div500\text{K}$ intervalında uranilsilikatların elektrik keçiriciliyi ~ 3 tərtib azalır. Digər tərəfdən də uranil silikatın tərkibində uranil qrupunun miqdarının

$3,97\div10,0$ çəki faizi intervalında artması uranilsilikatın elektrik keçiriciliyinin təqribən 10 dəfəyədək yüksəlməsinə səbəb olur.

Şüalanmış uranilsilikatın elektrik keçiriciliyinin $\ln\sigma=f(1/T)$ koordinatlarında temperatur asılılığında əsasən iki tərkib hissəsini ayırmaq olar. Birinci hissə $280\div380\text{K}$ aktivləşmə enerjisi $U_1=1,47\div1,87\text{eV}$, ikinci hissə isə $380\div500\text{K}$ $U_2=2,76\div3,33\text{eV}$ intervalında dəyişir (Cədvəl 2). Birinci aşağı aktivləşmə enerjili elektrik keçiriciliyi daha mütəhərrik olan anion vakansiyası, düyünlərarası oksigenin diffuziyası və defektlərin sağlması ilə izah oluna bilər [5].

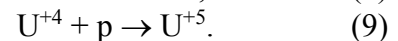
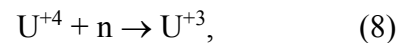


Şəkil 5.

Tərkibində 10%UO₂ olan uranil-silikat birləşməsinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı: 1-ilkin , 2-9kQr, 3-27kQr, 4-50kQr.

İkinci daha yüksək aktivləşmə enerjili hissə isə uranilsilikat strukturunun kation tərkib hissəsi ilə əlaqədar olaraq kation diffuziyası, (1) prose-sinin əks istiqaməti ilə əlaqədar elektron-deşik cütlərinin məhvi ilə izah oluna bilər [4].

Uranilsilikat qamma kvantlarla şüalandıqda SiO₂ sistemində gedən proseslərlə bərabər UO₂ qrupunda əmələ gələn radiasiya defektləri də elektrik keçiriciliyinə təsir edəcəkdir. Məlum olduğu kimi SiO₂-də Si-O rabitəsində kovalent rabitə üstünlük təşkil etdiyi halda U-O rabitəsində ion rabitəsi daha üstündür [6]. Qamma şüaların təsiri altında əmələ gələn elektron və deşiklər polivalent uran kationları vasitəsi ilə tutularaq daxili oksidləşmə-reduksiya prosesləri gedir



Cədvəl 2.

Uranilsilikatın $T=280\div 500\text{K}$ temperatur oblastında elektrik keçiriciliyinin aktivləşmə enerjisinə uranil qrupunun miqdarı və qamma şüalanmanın təsiri.

Uranil qrupunun miqdarı ilə fərqlənən uranilsilikat nümunələri	$\ln\sigma=f(1/T)$ asililiğində oblastlar	Aktivləşmə enerjiləri, E_a , eV			
		Şüalanmamış uranilsilikat nümunələri	Qamma şüalanmış $D=9\text{ kQr}$	Qamma şüalanmış $D=27\text{ kQr}$	Qamma şüalanmış $D=50\text{ kQr}$
Uranilsilikat $\text{CuO}_2-3,97\%$	I hissə $T=280-380\text{ K}$	1,47	1,80	1,79	2,35
	II hissə $T=380-500\text{ K}$	2,76	3,19	3,38	3,63
Uranilsilikat $\text{CuO}_2-6,83\%$	I hissə $T=280-380\text{ K}$	1,59	1,93	2,13	2,05
	II hissə $T=380-500\text{ K}$	2,91	3,25	3,53	3,91
Uranilsilikat $\text{CuO}_2-10,0\%$	I hissə $T=280-380\text{ K}$	1,87	1,83	1,89	2,01
	II hissə $T=380-500\text{ K}$	3,33	3,46	3,48	3,66

Əmələ gəlmiş lokallaşmış elektron U^{+3} və dəşik U^{+5} mərkəzləri uranilsilikat qəfəsində daha yaxın məsafələrdə olub, asanlıqla elektron mübadiləsinə, yəni rekombinasıya proseslərinə uğrayır.

Buna uranilsilikat sistemlərində SiO_2 -də müşahidə olunan ilkin elektrik keçiriciliyinin temperaturun artması ilə artma oblatının olmaması və sonrakı elektrik keçiriciliyinin azalmasına səbəb olan prosesləri aktivləşmə enerjilərinin SiO_2 -yə nisbətən $1,65\div 2,25$ dəfə aşağı olması bir daha sübutdur (Cədvəl 2).

Şüalanmamış uranilsilikat birləşməsində uranil qrupunun miqdarı artdıqca elektrik keçiriciliyi dəyişmə proseslərinin aktivləşmə enerjilərinin artması müşahidə olunur.

Uranilsilikat sistemlərində qamma-şüalanma dozası artdıqca elektroaktiv radiasion defektlərin miqdarı da artır (Şəkil 6).

Elektrik keçiriciliyinin dozadan asılılığından görünür ki, başlanğıc $D\leq 10\text{ kQr}$ oblastında xətti, sonrakı $D>10\div 50\text{ kQr}$ dozalarda isə stasionara meyllilik hiss olunur. Uranil qrupu, görünür, yaranmış defektlərin stabilləşmə mərkəzi rolunu oynayır, odur ki, uranil qrupunun miqdarı artdıqca elektroaktiv defektlərin əmələgəlmə sürəti və stasionar qatılığı artır. Uranilsilikatda qamma-şüalanmanın udulma dozası artdıqca elektrik keçiriciliyinin aktivləşmə enerjisi artır.

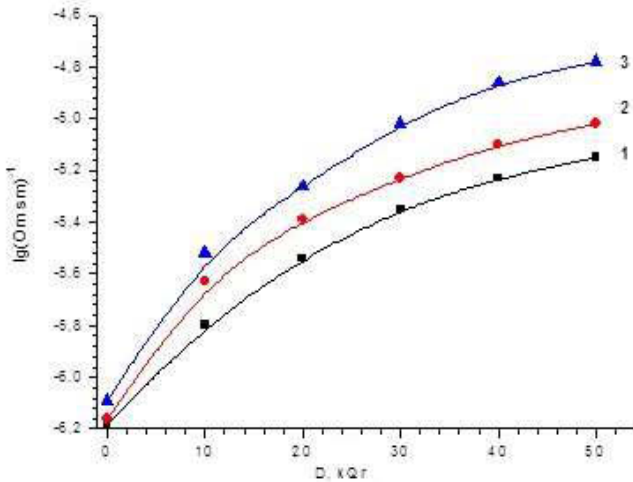
Bu isə udulma dozasının $9\div 50\text{ Qr}$ intervalında artması ilə daha dərin səviyyələrdə

lokallaşmış radiasion defektlərin əmələ gəlməsini göstərir.

Bioqrafik və radiasion defektlərin silikat və uranilsilikatda $T=280\div 500\text{K}$ aşağı temperatur intervalında elektrik keçiriciliyinə təsiri tədqiq olunub. Müəyyən olunmuşdur ki, şüalanmamış və müxtəlif udulma dozalarında qamma kvantları ilə şüalanmış SiO_2 və $(\text{UO}_2)_x(\text{SiO})_y$ nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılıqlarında gedən proseslər eyni olub, keçiricilik bu sistemlərə xas olan qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcılar, anion və kation qəfəs fraqmentlərində yaranan defektlərin iştirakı ilə həyata keçirilir. Təmiz SiO_2 -nin məxsusi elektrik keçiriciliyinin müşahidə olunduğu temperatur ($T\geq 1000\text{K}$) oblastından çox aşağı olan temperatur intervalında $T\approx 280\div 500\text{K}$ tədqiq olunmuş elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığının üç tərkib hissəsini ayırmaq olar. Aşağı temperatur oblastında $T\leq 300\text{K}$ bioqrafik və radiasion defektlərin lokallaşma baryerlərini aşması və son nəticədə keçiriciliyin temperaturla artması müşahidə olunur. Temperaturun $T=300\div 500\text{K}$ intervalında əsasən iki müxtəlif səviyyəli mərkəzlərdə bu yükdaşıyıcıların elektroaktiv olmayan hala çevrilmə prosesləri gedir.

Sərbəst yükdaşıyıcıların əmələgəlmə və məhvi proseslərinin aktivləşmə enerjiləri SiO_2 strukturuna xas anion vakansiyası və dünyəarası anionların diffuziya enerjilərinə uyğundur. Silikatın tərkibinə uranil qrupunun $3,97\div 10,12\%$

miqdarda daxil olunması onun elektrik keçiriciliyinin 3-4 tərtib artmasına səbəb olur. SiO₂-dən fərqli olaraq, T=280÷500K temperatur oblastında tədqiq olunmuş uranilsilikatın elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığında yükdaşıyıcıların aktiv hala keçmə oblastı müşahidə olunmayıb.



Şəkil 6.

300K temperaturda uranil-silikat birləşməsinin elektrik keçiriciliyinin udulma dozəsindən asılılığı: 1-3,97%UO₂, 2-6,83%UO₂, 3-10,12%UO₂.

Uranilsilikatın elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığında iki etapda yükdaşıyıcılarının elektropassiv hala keçməsi müşahidə olunub. Müşahidə olunmuş etapların aktivləşmə enerjilərini uranilsilikat qəfəsində oksigen vakansiyası, düyünlərarası oksigen atomlarının diffuziyası və uranın kationun müxtəlif yüklü hallarının arasında keçid enerjilərinə aid etmək olar. Uranilsilikat tərkibində uranil qrupunun 3,97÷10,12% intervalında artırılması elektrik keçiriciliyinin 10 dəfə və yükdaşıyıcıların məhvi proseslərinin aktivləşmə enerjisinin isə 15÷30% artmasına səbəb olur. Silikat və uranilsilikat sistemlərinin qamma-şüalanması onlarda əlavə elektroaktiv radiasion defektlərin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Qamma şüalanmanın udulma dozasının 9÷50kQr intervalında artırılması SiO₂ və (UO₂)_x(SiO)_y sistemində yükdaşıyıcıların miqdarını təqribən 2 tərtibə qədər artırır. SiO₂ və uranil-silikat sistemlərində qamma-şüalanmanın təsiri altında əmələ gəlmiş yükdaşıyıcıların qeyri elektroaktiv hala keçmə prosesləri xaraktercə eyni olub, yalnız aktivləşmə enerjiləri ilə azacıq fərqlənir. SiO₂ və uranilsilikat əsaslı birləşmə və

materialların texnoloji daha çox rast gəlinən termoreaktorlarda (T≤500K) tətbiqi zamanı müşahidə olunmuş elektrofiziki xassələrin dəyişmələri əhəmiyyətlidir.

1. L.N.Cojocar, *Defect-annealing in fission-fragment-damaged UO₂-SiO₂ system*, *Journal of Nuclear Materials*, **34** (1970) 135-141.
2. M.N.Mirzəyev, A.A.Qəribov, R.N.Mehdiyeva, Uranil-silikatın elektrik keçiriciliyinə daxili şüalanmanın təsiri, *Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIII** №2 (2013) 66-74.
3. P.W.Winter, *The electronic transport of properties of UO₂*, *Journal of Nuclear Materials*, **161** (1989) 38-43.
4. A.Prodan, L.N.Cojocar, *Thermogravimetric studies of UO₂-SiO₂*, *Journal of Nuclear Materials*, **52** (1974) 333-335.
5. A.S.Cukrowskia, M.A.Telkab, *The role of nonequilibrium effects on negative Arrhenius activation energy in a Lorentz gas*, *Chemical Physics Letters*, **297** (1998) 402-408.
6. Ю.М.Поплавко, Л.П.Переверзева, И.П.Раевский, *Физика активных диэлектриков*, Ростов, Издательство Южного Федерального университета, (2009) 480.
8. C.R.A.Catlow, *Point Defect and Electronic Properties of Uranium Dioxide*, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **353** (1977) 533-561.
9. А.Р.Силинь, А.Н.Трухин, *Точечные дефекты и элементарные возбуждения в кристаллическом и стеклообразном SiO₂*, *Зинатне*, (1985) 241.
10. L.N.Cojocar, *Influence of nuclear radiation on the electrical conductivity and Thermoelectric power of the UO₂-SiO₂ system*, *Journal of Nuclear Materials*, **32** (1969) 346-35.
11. A.A.Qaribov, G.Z.Velibekova, T.N.Ağayev, *Effect of degree of order of silicon dioxide on localization processes of non-equilibrium charge carriers under the influence of gamma-radiation*, *Journal Radiation Physics and Chemistry*, **54** (1999) 131-134.

**INFLUENCE GAMMA RADIATION AND URANYL GROUP OF THE TEMPERATURE
DEPENDENCE OF THE ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF SILICATE**

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

It has been studied the change characteristics of electric conductivity depending on temperature in $(\text{UO}_2)_x(\text{SiO}_2)_y$ uranyl-silicate compound depending on UO_2 concentration change ($x=3.97\%$; 6.83% ; 10.12%). It was determined, temperature dependences of electrical conductivity of samples were identical in nature for initial and different doses of gamma irradiated SiO_2 and $(\text{UO}_2)_x(\text{SiO}_2)_y$, inherent in these systems non - equilibrium cargo carriers, the presence of anionic and cationic in lattice fragments defects is carried out. The destruction of the carrier leads to activation energy an increase of $15\div 30\%$.

**ВЛИЯНИЕ ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ И ГРУППЫ УРАНИЛА НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЗАВИСИ-
МОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ СИЛИКАТОВ**

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

Были изучены характеристики электропроводности уранил-силикатных соединений $(\text{UO}_2)_x(\text{SiO}_2)_y$ в зависимости от температуры, UO_2 концентрации ($x=3,97\%$, $6,83\%$; $10,12\%$) и от дозы облучения. Было установлено, что температурные зависимости электропроводности образцов SiO_2 и $(\text{UO}_2)_x(\text{SiO}_2)_y$ были идентичны по своей природе для исходных и облученных различными дозами гамма-излучения. Наблюдаются присущие этим системам неравновесные каргоперевозки, наличие анионов и катионов во фрагментах решетки дефектов. Уничтожение носителя приводит к увеличению энергии активации на $15\div 30\%$.

ZnO-POLIVINILIDENFTORID KOMPOZİT VARİSTORLARINDA KİNETİK PARAMETRLƏRİN TƏYİNİ

Ş.M.ƏHƏDZADƏ

*Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı, H.Cavid, 131
shafag79@rambler.ru*

Daxil olub: 02.06.2014
Çapa verilib: 01.07.2014

REFERAT

İşdə elektrik qaz boşalması şəraitində modifikasiya olunmamış və elektrik qazboşalmasında modifikasiya olunduqdan sonra ZnO-polivinilidenftorid kompozit varistorlarının kinetik parametrləri yəni, yükdaşıyıcıların (n_0), boş tələlərin ($N_{\text{boş tələ}}$) və ümumi tələlərin ($N_{\text{tələ}}$) konsentrasiyası, elektronların sərbəst uçuş yolu (λ) və yükdaşıyıcıların yürüklüyü (μ) təcrübi yolla təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, qaz boşalma prosesindən əvvəl yükdaşıyıcıların yürüklüyü və elektronların sərbəst uçuş yolu azalır, ümumi və boş tələlərin konsentrasiyası artır, qaz boşalma prosesindən sonra isə yükdaşıyıcıların yürüklüyü və elektronların sərbəst uçuş yolunun qiyməti artır.

Açar sözlər: polivinilidenftor, kompozit, varistor, qaz boşalması

GİRİŞ

Məlumdur ki, qeyri-xətti keçiriciliyə malik olduğu üçün polyar və qeyri-polyar polimerlər və keramika əsaslı kompozit materiallar energetika sahəsi üçün mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Belə materialların tətbiqi ilə yüksək gərginlik xətlərində və yarımstansiyalarda sıçrayışla arta bilən zərərli gərginlik dalğalarının zəifləməsi təmin olunur. Qeyd edək ki, elektrik keçiriciliyinin tədqiqli materialların, əsasən də metal və yarımkeçiricilərin təmizliyini müəyyən etmək üçün istifadə olunan əsas üsullardan biridir. Bundan başqa elektrik keçiriciliyi makroskopik cisimdə cərəyan yükdaşıyıcılarının dinamikasını, onların bir-biri ilə və cisimlə başqa obyektlərlə qarşılıqlı təsirinin xarakteristikasını aydınlaşdırmağa imkan verir. Elektrik keçiriciliyi mexanizmi dielektrik materiallarda yarımkeçirici materiallara nisbətən mürəkkəbdir. Bu onunla əlaqədardır ki, bu materiallarda elektrik yükdaşıyıcılarının (elektron, deşik) hərəkətinə mane olan müxtəlif amillər məsələn, kristalın qəfəsindəki defektlər, o cümlədən onun qadağan zonasındakı dərin və dayaz energetik səviyyəli tələlər, kristal qəfəsinin istilik rəqsindən səpilməsi və s. mövcuddur. Qeyd edək ki, kompozitin qadağan zonasındakı boş tələlər (lokal səviyyələr), kompozitə injek-

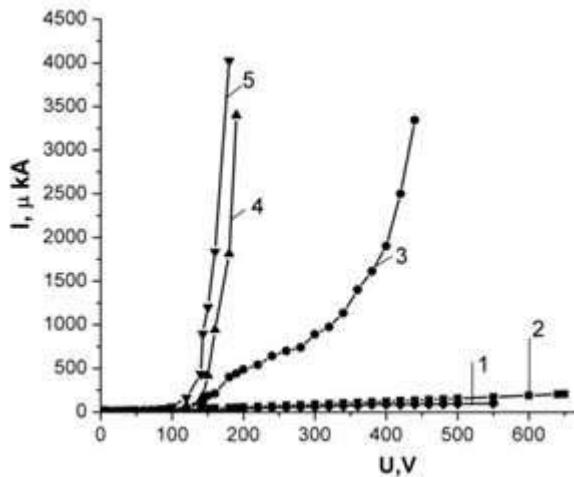
siya olunmuş yükləri tuturlar və həmin yüklər kompozitdə cərəyan keçiriciliyində iştirak etmirlər. Nəticədə tələlər tərəfindən tutulmuş elektronlar kompozitin daxilində həcmi yük yadırlar. Beləliklə, demək olar ki, kompozitin qadağan zonasında mövcud olan lokal səviyyələr ondan keçən elektrik cərəyanının qiymətini və voltamper xarakteristikasının qeyrixəttiliyini təyin edir [2;3;8;9].

Kompozit materiallarda elektrik keçiriciliyi mexanizminin və onların qadağan zonasındakı lokal səviyyələr haqqında məlumat almaq üçün həcmi yüklər tərəfindən məhdudlaşdırılan cərəyan nəzəriyyəsindən istifadə edilir. Bu modelə əsasən gərginliyin kiçik qiymətinə qədər cərəyanın dəyişməsi Om qanununa tabedir. Gərginliyin bu qiymətində termiki generasiya olunmuş sərbəst yüklərin sayı kompozitə injeksiya olunmuş yüklərin sayına bərabərdir [1;4;5].

İşdə qarşıya qoyulan məqsəd kompozit nümunələrin kinetik parametrlərinin yəni, yükdaşıyıcıların (n_0), boş tələlərin ($N_{\text{boş tələ}}$) və ümumi tələlərin ($N_{\text{tələ}}$) konsentrasiyasının, həmçinin, elektronların sərbəst uçuş yolunun (λ) və yükdaşıyıcıların yürüklüyünün (μ) təyin olunmasıdır.

TƏCRÜBİ HİSSƏ VƏ NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

Təcrübələr nəticəsində alınmış ZnO-poli-vinilidenftorid(F2M) əsaslı kompozitlərdə yükdaşıyıcıların (n_0), boş tələlərin ($N_{\text{boş tələ}}$) və ümumi tələlərin ($N_{\text{tələ}}$) konsentrasiyasının, həmçinin, elektronların sərbəst uçuş yolunun (λ) və yükdaşıyıcıların yürüklüyünün (μ) təyin olunması üçün ilk növbədə otaq temperaturunda kompozitlərin volt-ampere xarakteristikaları ölçülmüşdür.



Şəkil 1.

Aşqarlı ZnO-polivinilidenftorid (F2M) əsaslı kompozit varistorların volt-ampere xarakteristikası: 1 - C=0%, F2M=100%; 2 - C=10%, F2M=90%; 3 - C=30%, F2M=70%; 4 - C=50%, F2M=50%; 5 - C=60%, F2M=40%.

Şəkil 1-dən görünür ki, kompozitlərdən keçən cərəyanın gərginlikdən asılılığı 2 oblasta ayrılabilir: xətti və kvadratik ($C \geq 30\%$ olduqda). Bundan əlavə xətti asılılıqdan kvadratik asılılığa keçid nümunələrdə doldurucunun həcmi faizindən asılı olaraq müxtəlif gərginliklərdə baş verir.

Kompozitlərin volt-ampere xarakteristikasının Om qanunu ilə izah olunan xətti hissəsində açılma gərginliyinə yaxın olan qiymətlərdə elektrik yükdaşıyıcılarının konsentrasiyası kompozitə injeksiya olunmuş termiki generasiya prosesində yaranan sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasına təqribən bərabər olur. Volt-ampere xarakteristikasının Om qanununa tabe olan düzxətli hissəsində elektrik cərəyanının qiyməti ilə kompozitə tətbiq edilən gərginlik arasındakı əlaqə [2]

$$I = en_0 \mu SU / H \quad (1)$$

düsturu ilə ifadə olunur. e -elektronun yükü, n_0 - sərbəst taraz elektronların konsentrasiyası, μ - elektrik yükdaşıyıcılarının yürüklüyü, S - elektrodun sahəsi, H -nümunənin qalınlığıdır. Ədəbiyyata əsasən [2] tətbiq olunmuş gərginliyin qiyməti artdıqca və $U > U_{a\phi}$ olduqda kompozitin volt-ampere xarakteristikası aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$I = en_0 \mu SU^2 / H^3. \quad (2)$$

Hesab etmək olar ki, $U > U_{a\phi}$ olduqda kompozitdə mövcud olan tələlərin əksər hissəsi ionlaşır. (2) düsturundan görünür ki, nümunənin qalınlığı artdıqca ondan axan cərəyanın qiyməti kəskin azalır. Beləliklə deyilənləri nəzərə alsaq Voltamper xarakteristikasının izahı üçün injeksiya modelini tətbiq etmək olar [1,5,6] və aşağıdakı düsturlardan istifadə edərək kompozitlərdə termiki generasiya olunmuş elektrik yükdaşıyıcılarının konsentrasiyası (n_0) yükdaşıyıcıların yürüklüyü (μ), lokal səviyyələrin boş və ümumi tələlərin ($N_{\text{boş tələ}}, N_{\text{ümumi tələ}}$) konsentrasiyaları hesablanmışdır:

$$n_0 = \frac{\theta \varepsilon \varepsilon_0 U_{kr}}{e H^2}, \quad (3)$$

$$\mu = H^3 I / \theta \varepsilon \varepsilon_0 U_{kr}^2, \quad (4)$$

$$N_{\text{boş tələ}} = \varepsilon \varepsilon_0 U_1 / e H^2, \quad (5)$$

$$M_{\text{üm tələ}} = 7,8 \cdot 10^{15} (\sqrt{U_{kr}} \cdot \varepsilon)^3 \quad (6)$$

burada θ -tələlərin dolma əmsalı, ε -kompozitin dielektrok nüfuzluğu, ε_0 -elektrik sabiti, U_1 -voltamper xarakteristikasında kvadratik oblasta keçid gərginliyidir. Qeyd edək ki, volt-ampere xarakteristikasının düz xətti hissəsindəki xüsusi keçiricilik qiymətcə təqribən

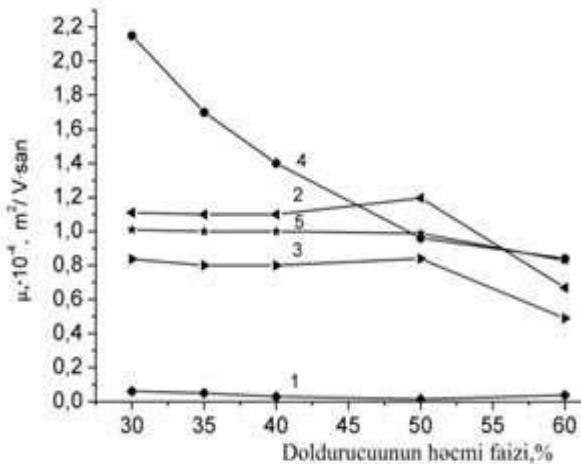
$$\sigma = en_0 \mu \quad (7)$$

düsturu ilə hesablanmış keçiriciliyə bərabərdir.

İşdə polimerin strukturunun modifikasiyasının kompozit varistorların xassələrinə təsirini öyrənmək məqsədilə sintez olunan nümunələr müxtəlif zamanlarda elektrik qaz boşalmasında modifikasiya olunmuşdur. Bu məqsədlə sınaq özəyinə tətbiq edilmiş gərginliyin amplitudunun sabitliyi şəraitində ($U=2\text{kV}$), modifikasiya müddətinin ($3 \div 10$ dəqiqə) müxtəlif həcmi faizə malik olan kompozitlərin voltamper xarakteristikasına, dielektrik nüfuz-

luğuna, strukturuna və digər xassələrinə təsiri geniş öyrənilmişdir.

Təcrübənin nəticələri Şəkil 2-4 və Cədvəl.1-2-də verilmişdir.



Şəkil 2.

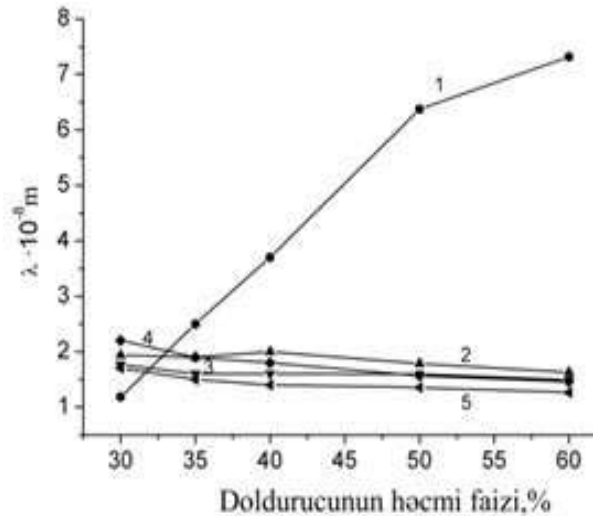
Elektrik qaz boşalmasından əvvəl və 3-10 dəqiqə qaz boşalması zamanı modifikasiya olunmuş aşqarlı ZnO-F2M kompozitlərinin yükdaşıyıcıların yüklüyünün (μ) doldurucunun həcmi faizindən asılılığı: 1- boşalmadan əvvəlki nümunə; 2-3-dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (1-ci gün); 3-3-dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (30-cu gün); 4-10 dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (1-ci gün); 5-10dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (30-cu gün).

Qeyd etmək lazımdır ki, polimerlərdə həcmi yüklərin yaranması elektrik qaz boşalması zonasından elektronların nüfuz etməsi, elektrik sahəsinin təsiri ilə elektrodlardan elektronların injeksiyası, sonra isə yüklü hissəciklərin həcmdə toqquşaraq enerjisini itirməsi və makromolekullararası tələlərdə stabiləşməsi ilə formalaşır. Bu elektrik yükdaşıyıcıları əvvəlcə nümunənin səthinə yaxın olan bir neçə zonada yerləşirlər və bu zonadakı tələlər dolduqdan sonra həcmi yüklərin yaratdığı sahənin təsiri ilə yükdaşıyıcılar nümunənin içərisinə diffuzuya edirlər.

Nümunənin keçiriciliyindən asılı olaraq qalan tələlərin dolması isə bütün tələlərin ionlaşması hesabına baş verir.

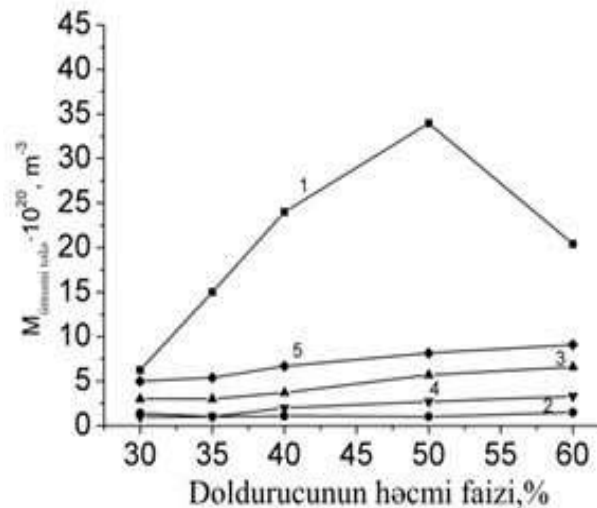
Həmçinin həcmi yüklərin yaranması ilə nümunədəki elektrik sahəsinin paylanması baş verir və nəticədə polimerin elektrik xassələri dəyişir. Elektrofiziki xassələrin dəyişmə dərəcəsi nümunəyə tətbiq edilmiş elektrik sahəsinin formasından, elektrik yüklərinin relaksasiya müddətindən asılıdır. Ümumiyyətlə, demək olar ki, nümunələrin elektrik qaz boşalması zamanı modifikasiya olunmasından sonra elektrofiziki

xassələrinin dəyişməsində başqa səbəblərlə yanaşı yükdaşıyıcıların injeksiyası daha böyük rol oynayır.



Şəkil 3.

Aşqarlı ZnO-F2M kompozitində elektrik qaz boşalması zamanı modifikasiya olunmuş kompozitlərdə yükdaşıyıcıların sərbəst uçuş yolunun (λ) doldurucunun həcmi faizindən asılılığı. 1- boşalmadan əvvəlki nümunə; 2-3-dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (1-ci gün); 3-3-dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (30-cu gün); 4-10 dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (1-ci gün); 5-10dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (30-cu gün).



Şəkil 4.

Aşqarlı ZnO-F2M kompozitində elektrik qaz boşalması zamanı modifikasiya olunmuş kompozitlərdə ümumi tələlərin konsentrasiyasının (N) doldurucunun həcmi faizindən asılılığı. 1-boşalmadan əvvəlki nümunə; 2-3dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (1-ci gün); 3-3dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (30-cu gün); 4-dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (1-ci gün); 5-10dəqiqə modifikasiya olunmuş nümunə (30-cu gün).

Cədvəl 1.

Boşalmadan əvvəl və 3;10 dəqiqə qaz boşalmasıda modifikasiya olunmuş aşqarlı ZnO-F2M kompozitində yükdaşıyıcıların konsentrasiyası(n_0).

Kompozit nümunələr	n_0 , 3 dəq (İgün)	n_0 , 3dəq 30-cu gün	n_0 , 10 dəq (İgün)	n_0 , 10 dəq 30-cu gün	n_0 , boşal- madan əvvəl
$n_0 \times 10^{17}, m^{-3}$					
30%C+70%F2M	11,8	14,2	9,1	15,2	31,7
35%C+65% F2M	12	15,4	12,2	18,5	40,4
40%C+60% F2M	13,2	16,3	16	22,1	66
50% C+50% F2M	13,9	17,4	18,1	24,2	71,2
60%C+40% F2M	16,7	20	2,05	2,7	83

Cədvəl 2.

Boşalmadan əvvəl və 3, 10 dəqiqə boşalmada modifikasiya olunmuş aşqarlı ZnO-F2M kompozitində boş tələlərin konsentrasiyası($N_{boş\ tələ}$).

Kompozit nümunələr	$N_{boş\ tələ}$, 3dəq boşalmadan əvvəl	$N_{boş\ tələ}$, 10dəq boşalmada odifikasiya olunmuş	$N_{boş\ tələ}$, boşalmadan əvvəl
$N_{boş\ tələ}, \times 10^{19}, m^{-3}$			
30%C+70%FM	0,19	0,18	0,31
35%C+65%FM	0,21	0,23	0,5
40%C+60%FM	0,22	0,3	0,68
50%C+50%FM	0,24	0,42	0,8
60%C+40%FM	0,25	0,49	1,1

Qeyd edək ki, sintez olunmuş nümunələrin volt-ampere xarakteristikaları ölçülərək onların 1 ay müddətində enerji saxlama vəziyyətləri müəyyənləşdirilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, həm 3 dəqiqə, həm də 10 dəqiqə elektrik qaz boşalmasıda modifikasiya olunmuş kompozitlərdə ilk günlərdə nümunədən keçən cərəyan şiddətinin qiyməti 30-cu günə nisbətən daha çoxdur.

Şəkil 2-4-dən görünür ki, qaz boşalma müddətindən asılı olmayaraq kompozitdə doldurucunun həcmi faizi artıqca:

- Qaz boşalma prosesindən əvvəl yükdaşıyıcıların yürüklüyü və onların sərbəst uçuş yolu azalır, ümumi və boş tələlərin konsentrasiyası artır;
- Qaz boşalma prosesindən sonra yükdaşıyıcıların yürüklüyünün qiyməti təqribən ~10-20 dəfə artır.
- Qaz boşalma prosesindən sonra yükdaşıyıcıların sərbəst uçuş yolunun qiyməti təq-

ribən 2-3 dəfə artır.

Müxtəlif ədəbiyyat məlumatlarına əsasən [3;6;7;8;9] kompozitlərin sintezi prosesində doldurucunun dənəcikləri əsasən amorf fazada yerləşirlər. Onda demək olar ki, doldurucunun həcmi faizi artıqca kompozitdə amorf fazanın sıxlığı dəyişir.

Nəzərə alsaq ki, aşqarlı ZnO keramikasının özü polikristallik maddədir və onun kristallaşma dərəcəsi çox kiçikdir onda demək olar ki, doldurucunun həcmi faizi artıqca kompozitdə amorf fazanın sıxlığı artır, başqa sözlə kompozitdə defektlərin sayı artır. Bu isə öz növbəsində kompozitin qadağan olunmuş zonasında mövcud olan ümumi tələlərin konsentrasiyasının artmasına səbəb olur. Ədəbiyyata [6] əsasən kiçik temperaturalarda yükdaşıyıcıların yürüklüyünün qiyməti ilə tələlərin konsentrasiyası arasındakı əlaqə aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{N_{boş\ tələ}}{M_{ümumi\ tələ}} \right) \exp \left(- \frac{U}{kT} \right), \quad (8)$$

burada $N_{boş\ tələ}$ - boş tələlərin, ümumi tələlərin konsentrasiyası, U -aktivləşmə enerjisi, k -Bolsman sabiti, T -mütləq temperatur, μ_0 - cox yüksək temperaturalarda yürüklüyün qiymətidir ($\mu < \mu_0$).

(8) düsturundan görünür ki, sabit temperaturda yükdaşıyıcıların yürüklüyünün qiyməti əsasən N/M nisbətindən asılıdır.

1. Под ред. В.Хейванга. *Аморфные и полукристаллические полупроводники*. Москва, Мир (1987) 160.
2. М.А.Ламперт, *Инжекционные токи в твердых телах*. Москва, Мир, (1973) 385.
3. А.М.Hashimov, Sh.M.Hasanli, R.N.Meh-tizadeh, Kh.B.Bayramov, Sh.M.Azizova (Ahadzadeh), *Zinc Oxide and Polymer Based Composite Varistors, Physica status solidi (PSS)*, 3(c) (2006) 2871-2875.
4. Под ред. Харбека, *Поликристаллические полупроводники. Физические свойства и применения*, Москва, Мир (1989) 341.
5. Под общей редакцией Г.Хасса, М.Франкомба, Р.Гофтана, *Физика тонких пленок*, Москва, Мир, (1979) 359.
6. Под ред. Г.Сесслера, *Электреты*, Москва, Мир, (1983) 474.
7. Под ред. Б.И.Сажина, *Электрические свойства полимеров*, Ленинград, Химия, (1986), 223.
8. М.А.Kurbanov, G.M.Geydarov, I.S.Sultana-hmedova, G.G.Aliyev, *Piezoelectric proper-*

ties of composites polymer-ceramic piezoelectric crystallized under the action of an electric discharge plasma, Journal of Technical Physics, 79 (2009) 63-69.

9. M.A Kurbanov, S.Musaeva, E.A.Kerimov, *The role of disorder in the polymer phase in the formation of the piezoelectric effect in the composite polymer-piezoceramics, VMS, Series A., 46 № 11 (2004) 1-4.*

DETERMINATION KINETIC PARAMETERS OF THE COMPOSITE VARISTORS BASED ON ZnO-POLYVINYLIDENFLUORIDE

SH.M.AHADZADEH

The kinetic parameters of the varistor composite before and after the modification under the action of electric discharge have been defined. The composite varistor voltage characteristics have changed significantly: reduced operation voltage varistor voltage characteristic nonlinearity grew and increased its nonlinearity coefficient.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОМПОЗИТНЫХ ВАРИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ZnO–ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА

Ш.М.АХАДЗАДЕ

Определены кинетические параметры композитного варистора до и после его модификации в условиях действия электрического разряда. Установлено, что вольтамперные характеристики композитного варистора существенно изменяются: уменьшается напряжение срабатывания варистора, растет нелинейность вольтамперной характеристики и увеличивается его коэффициент нелинейности.

Редактор: проф. М.А.Курбанов

УДК: 537.61.45

СПЕКТР МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ТРИАНГУЛЯРНОМ СЛОИСТОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ С ФЕРРОМАГНИТНЫМ ОКРУЖЕНИЕМ

М.Н.АБДУЛЛАЕВ, Г.Г.КЕРИМОВА, В.С.ТАГИЕВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ-1143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 131
v_tagiyev@yahoo.com*

Получена: 07.04.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

Рассмотрена задача нахождения спектра магнитных возбуждений в слоистых триангулярных антиферромагнетиках в ферромагнитном окружении. В связи с тем, что энергетический спектр имеет сложный вид, используется приближение, когда $k_x=0$. В этом приближении энергетический спектр системы состоит из трёх основных частей. Первая часть соответствует чисто антиферромагнитному типу возбуждений, вторая часть - также антиферромагнитному состоянию, но со слабым отклонением от антиферромагнетизма и третья часть - смешанному состоянию антиферромагнетик-ферромагнетик.

Ключевые слова: магнон, ферромагнетики, антиферромагнетики,

ВВЕДЕНИЕ

Из литературы известно, что существуют некоторые магнитные материалы, в которых ниже температуры магнитного фазового перехода в условной плоскости (xz) проявляется антиферромагнитный характер упорядочения ионов, а вдоль вертикальной оси (oz)-ферромагнитный [1-4]. Представителями таких классов кристаллов является двухкомпонентные системы, например (VCl_2 ; VBr_2 ; VJ_2), в которых в плоскости (xz), каждый магнитный ион окружён магнитными ионами, образующими два равнобедренных треугольника, направления спинов в которых образуют углы (120° и 240°) с направлением “центрального” спина.

Нестандартные свойства таких и подобных им систем вызывает большой интерес исследователей, занимающихся твердотельными и магнитными системами. В частности, в работе [5-6] методом функции Грина был вычислен энергетический спектр магнитных возбуждений в подобной гексагональной магнитной подрешетке. С учетом данных возбуждений были исследованы магнитные, оптические и др. свойства подобных систем

При замещении примесным атомом [7], аналогично “идеальной системе”, этот атом окружён двумя равнобедренными треугольными кристаллическими матрицами, в узлах которых находятся магнитные ионы Рис1. Как можно видеть из рисунка, в результате этого возникают две треугольные матрицы, отличающиеся направлениями спинов от направления “центрального” замещенного атома на 120° и 240° .

На основе этой модели были построены матрицы возмущения, и вычислены локальные уровни для триангулярной системы [7]. Перечисленные исследования различных свойств таких систем относятся к температурам $T=0$, но есть подобные исследования для диапазонов температур отличных от нуля с учётом поверхностных спиновых возбуждений [8]. Но в данных работах учитываются только взаимодействия примесного атома с ближайшими соседями, находящимися в первой координационной сфере, в которой между магнитными ионами существует только антиферромагнитная связь.

Целью настоящей работы является расчет спектра системы с учетом взаимодействия с

атомами, находящимися во второй координационной сфере. В данной системе связь центрального спина с ближайшим окружением является антиферромагнитной, а с атомами второй координационной сферы – ферромагнитной, т.е. появляется необходимость учёта наряду с антиферромагнитными взаимодействиями также ферромагнитных связей.

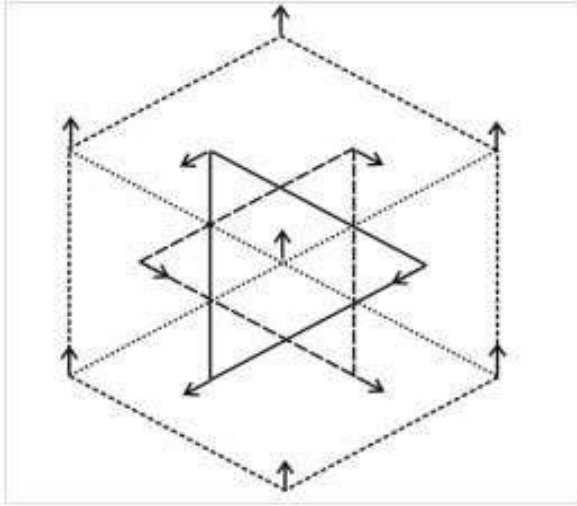


Рис.1.

Магнитная элементарная ячейка двутриангулярного антиферромагнетика с центрированным спином в ферромагнитном окружении.

ДУТРИАНГУЛЯРНЫЙ АНТИФЕРРОМАГNETИК С ЦЕНТРИРОВАННЫМ СПИНОМ В ФЕРРОМАГНИТНОМ ОКРУЖЕНИИ.

Независимо от типа магнитных взаимодействий, “центральный” магнитный ион в двутриангулярной системе окружён двумя гексагональными элементарными магнитными ячейками [5].

При учёте первых ближайших соседей соответствующий шестиугольник можно разделить на два равносторонних треугольника, направления спинов, которых составляют с центральным спином 120° и 240° , соответственно.

Направление спинов вторых ближайших соседей, которые также окружают шестиугольником центральный атом, совпадает с направлением центрального спина, что можно видеть на Рис.1

Гамильтониан такой системы можно представить в следующем виде:

$$H = J \sum_{j,\Delta_1} \vec{S}_j \vec{S}_{j+\Delta_1} + J \sum_{j,\Delta_2} \vec{S}_j \vec{S}_{j+\Delta_2} - D \sum_j (S_j^z)^2 - J_\phi \sum_{j,\Delta} \vec{S}_j \vec{S}_{j+\Delta}, \quad (1)$$

где первые два члена описывают антиферромагнитные взаимодействия, третий член анизотропию, а последний ферромагнитное взаимодействие центрального спина со вторыми ближайшими соседями.

Для того чтобы выразить гамильтониан (1) через операторы спиновых отклонений, необходим переход от общей координатной системы к узловой. Согласно Рис.1, на котором изображено расположение спинов атомов, связь между ними имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} S_{l+\Delta_1}^x &= S_{l+\Delta_1}^\xi \cos \theta - S_{l+\Delta_1}^\zeta \sin \theta, \\ S_{l+\Delta_2}^x &= S_{l+\Delta_2}^\xi \cos \varphi - S_{l+\Delta_2}^\zeta \sin \varphi, \\ S_{l+\Delta_1}^z &= S_{l+\Delta_1}^\zeta \cos \theta + S_{l+\Delta_1}^\xi \sin \theta, \\ S_{l+\Delta_2}^z &= S_{l+\Delta_2}^\zeta \cos \varphi + S_{l+\Delta_2}^\xi \sin \varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

здесь углы θ и φ – отклонение намагниченности подрешеток второй и третьей от первой, соответственно.

Направление координатной оси (Oy) выбрано перпендикулярно плоскости Рис.1, на которой изображена магнитная ячейка системы. После этого преобразования гамильтониан H будет выражен через операторы спиновых отклонений, для которых необходимо будет составить уравнения движения.

Используя преобразования Гольштейна-Примакова [6], можно выразить спиновые операторы для каждого узла через операторы вторичного квантования:

$$\begin{aligned} S_l^\zeta &= S - a_l^+ a_l; S_{l+\Delta_1}^\zeta = S - b_{l+\Delta_1}^+ b_{l+\Delta_1}, \\ S_{l+\Delta_2}^\zeta &= S - c_{l+\Delta_2}^+ c_{l+\Delta_2}; S_l^\xi = \sqrt{s/2} (a_l + a_l^+), \\ S_{l+\Delta_1}^\xi &= \sqrt{s/2} (b_{l+\Delta_1} + b_{l+\Delta_1}^+), \\ S_{l+\Delta_2}^\xi &= \sqrt{s/2} (c_{l+\Delta_2} + c_{l+\Delta_2}^+), \\ S_l^\eta &= -i\sqrt{s/2} (a_l - a_l^+), \\ S_{l+\Delta_1}^\eta &= -i\sqrt{s/2} (b_{l+\Delta_1} - b_{l+\Delta_1}^+), \\ S_{l+\Delta_2}^\eta &= -i\sqrt{s/2} (c_{l+\Delta_2} - c_{l+\Delta_2}^+). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Сложность решения системы уравнений в аналитическом виде требует рассмотрения данной задачи в матричном форме. Матричная форма уравнений движений, записанная для операторов a_k , b_k , c_k и им комплексно сопряженных имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} E & 0 & 0 \\ 0 & E & 0 \\ 0 & 0 & E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_k + a_{-k}^+ \\ b_k + b_{-k}^+ \\ c_k + c_{-k}^+ \end{pmatrix} = \\
 = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & 0 \\ a_{31} & 0 & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_k - a_{-k}^+ \\ b_k - b_{-k}^+ \\ c_k - c_{-k}^+ \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} E & 0 & 0 \\ 0 & E & 0 \\ 0 & 0 & E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_k - a_{-k}^+ \\ b_k - b_{-k}^+ \\ c_k - c_{-k}^+ \end{pmatrix} = \\
 = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & 0 \\ b_{31} & 0 & b_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_k + a_{-k}^+ \\ b_k + b_{-k}^+ \\ c_k + c_{-k}^+ \end{pmatrix},$$

где

$$\begin{aligned}
 a_{11} &= -2Sz(\cos \theta + \cos \varphi) + 2DS \\
 &\quad - 2J'S \sum_{\Delta} (e^{i\vec{k}\vec{\Delta}} - 1) \\
 a_{12} &= 2JS \sum_{\Delta_1} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_1}; \quad a_{13} = 2JS \sum_{\Delta_2} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_2}, \\
 a_{21} &= 2JS \sum_{\Delta_1} e^{-i\vec{k}\vec{\Delta}_1}; \quad a_{22} = 2JSz \cos \theta + \\
 &\quad + 2DS \cos^2 \theta, \\
 a_{31} &= 2JS \sum_{\Delta_2} e^{-i\vec{k}\vec{\Delta}_2}; \quad a_{33} = 2JSz \cos \varphi + \\
 &\quad + 2DS \cos^2 \varphi, \\
 b_{11} &= \{-2JSz(\cos \theta + \cos \varphi) + 2DS - \\
 &\quad - 2J'S \sum_{\Delta} (e^{i\vec{k}\vec{\Delta}} - 1)\}, \\
 b_{12} &= 2JS \sum_{\Delta_1} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_1} \cos \theta, \\
 b_{13} &= 2JS \sum_{\Delta_2} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_2} \cos \varphi, \\
 b_{21} &= 2JS \sum_{\Delta_1} e^{-i\vec{k}\vec{\Delta}_1} \cos \theta, \\
 b_{22} &= 2JSz \cos \theta + 2DS \cos 2\theta, \\
 b_{31} &= 2JS \sum_{\Delta_2} e^{-i\vec{k}\vec{\Delta}_2} \cos \varphi, \\
 b_{33} &= 2JSz \cos \varphi + 2DS \cos 2\varphi, \\
 a_{12} &= a_{31}, \quad a_{13} = a_{21}, \quad b_{12} = b_{31}, \quad b_{13} = b_{21}.
 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Последние равенства вытекают из явных выражений $\sum_{\Delta_1} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_1}$ и $\sum_{\Delta_2} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_2}$, и их комплексных сопряжений.

Как можно видеть из вышеприведённой записи, каждое уравнение движения для операторов и их комплексных сопряжений содержит указанные типы сумм и разностей оставшихся других операторов систем.

Как было отмечено выше, центральный спин окружён двумя треугольными система-

ми спинов, ориентированными по отношению к “центральному” под углом 120° и 240° соответственно (наиближайшие соседи). Следующее, “вторичное” окружение имеет гексагональную форму построения спинов, в которой они имеют одинаковую направленность с центральным спином. Соответственно этому суммы из (3.1), соответствующие первому (антиферромагнитному) окружению будут представимы в виде:

$$\sum_{\Delta_1} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_1} = 2e^{ik_x a/2} \cos k_z \frac{\sqrt{3}}{2} a + e^{-ia}, \quad (3.3)$$

$$\sum_{\Delta_2} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_2} = 2e^{-ik_x a/2} \cos k_z \frac{\sqrt{3}}{2} a + e^{ik_x a}, \quad (3.4)$$

а сумма, соответствующая второму – ферромагнитному окружению, имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \sum_{\Delta} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}} &= 2e^{-ik_x \frac{\sqrt{3}}{2} a} \cos k_z \frac{\sqrt{3}}{2} a + \\
 &\quad 2e^{ik_x \frac{\sqrt{3}}{2} a} \cos k_z \frac{\sqrt{3}}{2} a + 2 \cos \sqrt{3} a k_z.
 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Суммы по первым ближайшим соседям содержатся в недиагональных членах матриц “а” и “b”, а суммы как по первым, так и по вторым в ближайшим соседям содержатся в диагональных членах. Из совместной записи матричных уравнений (3) можно получить матричное уравнение, из детерминанта которого находится спектр магнитных возбуждений системы

$$\begin{pmatrix} E^2 & 0 & 0 \\ 0 & E^2 & 0 \\ 0 & 0 & E^2 \end{pmatrix} - \\
 \begin{pmatrix} L_{11} & L_{12} & L_{13} \\ L_{21} & L_{22} & L_{23} \\ L_{31} & L_{32} & L_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_k + a_{-k}^+ \\ b_k + b_{-k}^+ \\ c_k + c_{-k}^+ \end{pmatrix} = 0, \quad (4)$$

где

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & 0 \\ a_{31} & 0 & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & 0 \\ b_{31} & 0 & b_{33} \end{pmatrix} = \\
 \begin{pmatrix} L_{11} & L_{12} & L_{13} \\ L_{21} & L_{22} & L_{23} \\ L_{31} & L_{32} & L_{33} \end{pmatrix}.$$

Элементы первого столбца и первой строки матрицы L_{ij} описывают смещенные ферро-антиферромагнитное состояния.

Решение данного матричного уравнения является довольно громоздкой и сложной задачей. Поэтому в целях упрощения задачи рассмотрим случай, когда $k_x = 0$. При этом некоторые элементы матрицы совпадут друг с другом:

$$L_{23} = L_{32}; L_{22} = L_{33}; \sum_{\Delta_1} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_1} = \sum_{\Delta_2} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_2}.$$

В результате этого, спектр рассматриваемой системы будет описываться двумя уравнениями, одно из которых связано с первыми ближайшими соседями, а второе - как с первыми, так и со вторыми:

$$\{E^2 - L_{22} + L_{23}\}\{E^4 - (L_{11} + L_{22} + L_{23})E^2 + L_{11}(L_{22} + L_{23}) - 2L_{12}L_{21}\} = 0. \quad (5)$$

Как можно видеть из (5) данный спектр системы двукратно вырожден. При условии, что $L_{12}L_{21} \ll (L_{11} - L_{22} - L_{33})$, т.е. $\left(\frac{J'}{J}\right) \ll 1$, можно получить спектр для смешанного состояния системы в упрощённой форме:

$$E_1^2 = L_{22} - L_{23}, \quad E_2^2 = L_{22} + L_{23} - \frac{2L_{12}L_{21}}{L_{11} - L_{22} - L_{23}}, \quad E_3^2 = L_{11} + \frac{2L_{12}L_{21}}{L_{11} - L_{22} - L_{23}}. \quad (5.1)$$

Из выражении (5) и (5.1) видно, что спектр состоит из трёх частей, одно из которых описывает “чисто” антиферромагнитное состояние, второе - антиферромагнитное состояние с малыми отклонениями от антиферромагнетизма и третье - смешанное ферро-антиферромагнитное состояние.

Дисперсионное уравнение (5) приводит к сложностям графической интерпретации, поэтому рассмотрим только лишь диагональные элементы матрицы «энергии»:

$$E_1^2 = (2JSz)^2 \left\{ \left[1 + \frac{D}{Jz} \sum_{\Delta} (e^{i\vec{k}\vec{\Delta}} - 1) \right]^2 - \frac{1}{2} \left(\sum_{\Delta_1} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_1} \right)^2 \right\} \quad (6)$$

$$E_2^2 = E_3^2 = (JSz)^2 \left\{ \left(1 - \frac{D}{2Jz} \right) \left(1 + \frac{D}{Jz} \right) - \frac{2}{z^2} \left(\sum_{\Delta_1} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_1} \right)^2 \right\}.$$

Из выражений (6) видно, что $E_2^2 = E_3^2$ описывают антиферромагнитные возбуждения, а E_1^2 - смешанные возбуждения.

Полученные соотношения позволяют интерпретировать графически полученные результаты, что можно видеть на Рис.2.

При $J' = 0$ отличие первого члена в (6) от остальных связано с направлениями спинов. Суммы, содержащиеся во множителях (5), определяются простыми алгебраическими преобразованиями согласно Рис.1:

$$J' \neq 0, \quad \sum_{\Delta} (e^{i\vec{k}\vec{\Delta}} - 1) = -12 \sin^2 k_z \frac{\sqrt{3}}{4} a$$

$$J' = 0, \quad \sum_{\Delta_1} e^{i\vec{k}\vec{\Delta}_1} = 1 + 2 \cos k_z \frac{\sqrt{3}}{2} a.$$

При получении уравнений (5), (6), описывающих спектр системы, за основное состоя-

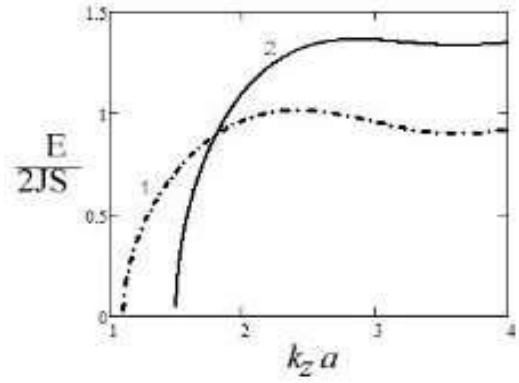


Рис.2.

Дисперсионные кривые зависимости энергии магнов от z компоненты волнового вектора: 1- кривая с учётом чисто антиферромагнитного вклада, 2- кривая с учётом вклада смешанных возбуждений (антиферромагнит- ферромагнит).

яние было выбрано состояние Нееля.

Как видно из Рис.2 “чисто” антиферромагнитные состояния (1) возбуждаются уже при малых значениях волновых векторов в отличие от смешанных состояний (2), но с увеличением значений k_z наблюдается значительный рост энергии магнов, соответствующий смешанным состояниям, т.е. роль “вторичных соседей” возрастает.

1. R.S.Gekht, N.V.Fedoseeva, V.A.Dolina, A.D.Balaev, *Incommensurate Magnetic Structures in Triangular Antiferromagnet CsCuCl₃* *Physica Status Solidi (b)*, 2 (1989) 639–646.
2. Kinshiro Hirakawa, Hideki Yoshizawa, Koji Ubukoshi, *Neutron Scattering Study of the Phase Transition in Two-Dimensional Planar Ferromagnet K₂CuF₄* *J. Phys. Soc. Jpn.*, **51** (1982) 2151-2158.
3. T.Ono, H.Tanaka, T.Kato, K.Iio, *Magnetic phase transitions in the triangular antiferromagnetic system CsMn.Br_xII-x/3*, *J. Phys.: Condens. Matter*, **10** (1998) 7209–7218.
4. H.Horai, H.Tanaka, *A new ordered phase in the spin -1/2 triangular antiferromagnetic system Cu_{1-x}Co_x Cl₃*, *J. Phys.: Condens. Matter*, **12** (2000) 975–984.
5. F.S.Takengny, S.S.Zékeng, Youmbi B.Sitamtze, F.Tchoffo, E.Maga, *Frustration in 2D Antiferromagnetic Triangular Ising Spin Lattice*, *The African Review of Physics*, (2012) 7:0006.

- | | |
|--|---|
| 6. С.В.Тябликов, <i>Методы квантовой теории магнетизма</i> , Наука, М, (1965). | 8. E.Meloche, G.M.Pinciuc, M.L.Plumer, <i>Theory of surface spin waves in a stacked triangular antiferromagnet with ferromagnetic inter-layer coupling</i> , <i>Phys. Rev. B</i> , 74 (2006) 094424. |
| 7. М.Н.Абдуллаев, <i>Примесные состояния в треугольных двумерных гейзенберговских антиферромагнетиках</i> , <i>ФНТ</i> , 27 (2001) 865. | |

FERROMAGNET ӨHATƏLİ TRIANGULAR LAYLI ANTIFERROMAGNETİKLƏRDƏ MAQNİT HƏYƏCANLAŞMANIN SPEKTRİ

M.N.ABDULLAYEV, G.Q.KƏRİMOVA, V.S.TAĞIYEV

Bu işdə ferromagnet əhatəli trianqulyar laylı antiferromagnetiklərdə maqnit həyəcanlaşması tədqiq edilmişdir. Enerji spektri mürəkkəb şəkildə olduğundan $k_x=0$ yaxınlaşmasından istifadə edilib. Bu yaxınlaşmadan istifadə etdikdə baxılan sistemin enerji spektri üç vuruğun hasili şəklində özünü biruzə verir. Onlardan birincisi antiferromagnet tipli, ikincisi antiferromagnet tiplidən cüzi kənaraçıxma, üçüncüsü isə ferromagnet- antiferromagnet spektrin qarışığıdır.

THE SPECTRUM MAGNETIC EXCITATION OF TRIANGULAR LAYERED ANTIFERROMAGNETS WITH FERROMAGNETIC AROUNDING

M.N.ABDULLAYEV, G.Q. KERİMOVA, V.S. TAGIYEV

The magnetic excitation of triangular layered antiferromagnets with ferromagnetic surrounding has been investigated. The approximation $k_x=0$ has been used in connection with the energy spectrum complex form. It has been shown that in this approximation the energy spectrum consisted of three main parts. The first part corresponds to antiferromagnetic type. The second part has corresponded to antiferromagnetic type with weak abnormality. The third part has corresponded to mixed ferromagnetic- antiferromagnetic type.

Редактор: д. н. по физике М.М.Бабаев

УДК: 536.77:547.442

ДАВЛЕНИЕ НАСЫЩЕННЫХ ПАРОВ ТЕРМАЛЬНЫХ ВОД ГАХСКОГО И ГАБАЛИНСКОГО РАЙОНОВ АЗЕРБАЙДЖАНА

А.АХМЕДОВ¹, Д.САФАРОВ^{1,2}, М.БАШИРОВ¹, Е.ХАССЕЛ²

Азербайджанский Технический Университет¹

AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавид, 25

Ulmehstrabe 69, Bulding 318057, Rostok

Ростокский Университет²

anar-ehmedov1976@mail.ru

Поступила: 02.06.2014

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

Приводятся экспериментальные исследования давления насыщенных паров термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана. Проведен сравнительный анализ полученных результатов с давлением насыщенных паров чистой воды, данные обобщены с помощью уравнения Антуана. Опыты были проведены в лабораториях кафедры «Техническая Термодинамика» Ростокского Университета Германии с использованием абсолютного и дифференциального статического метода в области температур 274÷413 К.

Ключевые слова: давление, насыщение, термальные воды, уравнение Антуана, растворенные газы.

Азербайджан богат термальными источниками, грязевыми вулканами, соляными пещерами и залежами уникального нафталана, исцеляющего от многих недугов. На северо-западе Азербайджана в 12 км от города Гах на высоте 1500 метров над уровнем моря расположено высокогорное село Илису, которое окружают сернистые термальные источники. Их воду используют для питья и для ванн, которые принимают в специальных купальнях и бассейнах при заболеваниях опорно-двигательного аппарата, кожных проблемах и аллергии.

Еще один термальный регион Азербайджана – Габалинский район. Здесь находятся различные термальные источники, среди которых по температуре и химическому составу особо выделяются воды Енгиджа и Гамарван. Вода Енгиджа находится около одноименного села. Химический состав воды богат такими элементами как Ca, Na, Mg, S и т.д. Термальная вода Гамарван находится 5 км к северу одноименной деревни на высоте 1388 м и температура воды при выходе составляет $T=312,35\text{K}$.

В рамках «Государственной Программы по использованию альтернативных и возобновляемых источников энергии в Азербайджанской Республике», утвержденной распоряжением Президента Азербайджанской Республики от 21 октября 2004 года под номером 462 [1], в Азербайджане проводятся широкомасштабные работы по строительству ветряных, малых и больших гидротермальных, солнечных электростанций, использующих энергию биомассы, геотермальных вод и т.д.

Запасы термальных вод на территории Азербайджана оцениваются примерно в объеме четырехсот тысяч кубических метров в день. Температура вод колеблется между 35 и 140°C, что является достаточно высоким показателем. Благодаря такой высокой температуре термальные воды позволят значительно сэкономить на использовании традиционных видов топлива. В Азербайджане имеется достаточно мощная гидроминеральная база для развертывания санаторно-курортного строительства, отвечающего современным требованиям. Их можно использовать также в химической и пищевой промыш-

ленности, в сельском и коммунальном хозяйстве: углекислые - для разлива вод и получения жидкой углекислоты; высокоминерализованные и специфические - для добычи ряда химических элементов и минеральных солей; термальные - в качестве источника тепловой энергии и т.д. [2].

В течение нескольких лет между кафедрами «Тепло- и хладотехника» Азербайджанского Технического Университета и «Техническая Термодинамика» Ростокского Университета Германии развиваются всесторонние научные связи, одной из которых являются исследования теплофизических свойств геотермальных и минеральных ресурсов различных стран. Эта работа является частью этих исследований, где приводятся результаты давления насыщенных паров термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана.

Исследования для определения давления насыщенных паров термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана проводилась в лабораториях кафедры «Техническая Термодинамика» Ростокского Университета Германии с использованием двух отдельных установок абсолютного метода при $T=274.15\div 323.15\text{K}$ показанной на Рис.1 и при $T=323.15\div 413.15\text{K}$, показанной на Рис.2. Подробное описание установок приведены в работе [3].

Основную часть установки для измерения давления насыщенных паров при температурах $T=274.15\div 323.15\text{K}$ на Рис.1 составляют стеклянные ячейки (3,4,27), температура в которых регулируется с помощью термостата Lauda Gold R-415, Германия (21) с точностью $\pm 0.01\text{K}$ и измеряется платиновыми термометрами PT-100 (6,35) с точностью $\pm 0.01\text{K}$. Измерительные ячейки имеют объем примерно 80cm^3 каждая. Давление насыщенных паров в измерительных ячейках измеряется с помощью высокоточных измерителей давлений (10) MKS Baratron, типа 616A (США) в дифференциальной части с точностью $p = \pm 1\div 3\text{Па}$ и MKS Baratron, типа 615A (США) в статической части (23) с точностью $p = \pm 10\div 30\text{Па}$.

Эти измерители давления термостатируются при температуре $T=333.15\pm 0.01\text{K}$ в спе-

циальных резервуарах для поддержания постоянной температуры (11, 22) с помощью термостата Haaki, Германия (16).

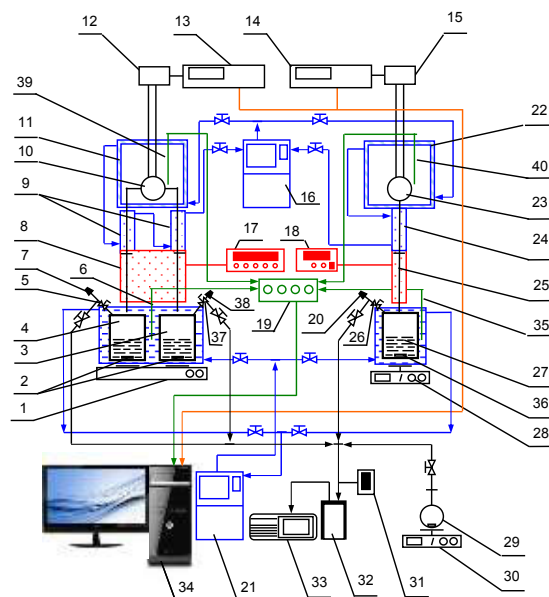


Рис.1.

Экспериментальная установка для определения давления насыщенных паров геотермальных и минеральных вод: (1), (28), (30) - магнитная мешалка; (2), (36) - магнит, (3) - ячейка дифференциального метода для чистой воды; (4) - ячейка дифференциального метода для образца; (5), (37) - клапаны для закрывания ячейки дифференциального метода для образца и (26) - статического метода для образца; (6), (35), (39), (40) - платиновые термометры сопротивления с 4-х канальным входным модулем получения и накопления данных Омега РТ-104А (19); (7), (20), (38) - соединения для заполнения образца; (8) - электрическое нагревание соединений ячейки с измерителями давления MKS Baratron 616A и (25) - MKS Baratron 615 A; (9) - водяное нагревание соединений ячейки с измерителями давления MKS Baratron 616A и (24) - MKS Baratron 615 A; (10) - измеритель давления MKS Baratron 616A в дифференциальном методе и (23) - MKS Baratron 615A в статическом методе; (11) - резервуар для поддержания постоянной температуры для измерителя давления в дифференциальном методе и (22) - в статическом методе; (12) - соединитель сигнала давления с индикатором давления дифференциального метода и (15) - статического метода; (13) - индикатор сигнала давления дифференциального метода и (14) - статического метода; (16) - термостат HAAKE F5; (17) - системы управления электронагревателя для дифференциального метода и (18) - для статического метода; (21) - Термостат Lauda Gold R-415; (27) - ячейка статического метода; (29) - колба для заполнения образца; (31) - вакуумный индикатор TTR100; (32) - ловушка с жидким азотом; (33) - вакуумный насос; (34) - компьютер для управления установкой.

Эти измерители давления термостатируются при температуре $T=333.15\pm0.01\text{K}$ в специальных резервуарах для поддержания постоянной температуры (11, 22) с помощью термостата Нааки, Германия (16).

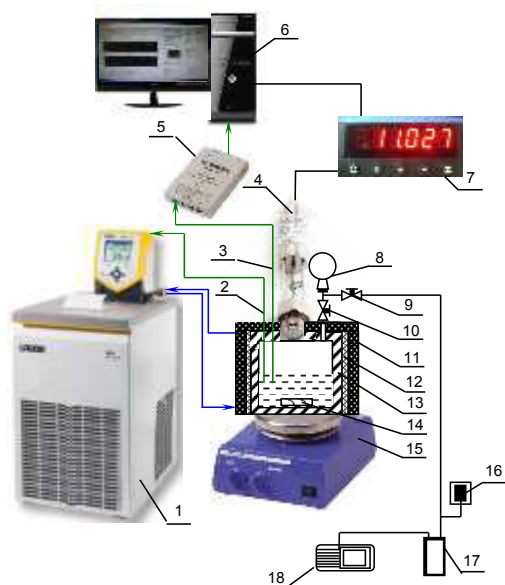


Рис.2.

Экспериментальная установка для измерения давления насыщенных паров при температурах $T=(328.15 \text{ до } 473.15) \text{ K}$: (1) - термостат LAUDA ECO RE 415 G; (2), (3) - платиновые термометры сопротивления; (4) - измерители давления SERIE 35 X HTC; (5) - 4-х канальный входной модуль получения и накопления данных температуры Omega PT-104A; (6) - компьютер для управления установкой; (7) - индикатор давления; (8) - колба для заполнения установки измеряемой жидкостью; (9), (10) - вентили; (11) - изоляция измерительной ячейки; (12) - резервуар для поддержания постоянной температуры в измерительной ячейке; (13) - измерительная ячейка; (14) - магнит; (15) - магнитная мешалка; (16) - вакуумный индикатор TTR100; (17) - ловушка с жидким азотом; (18) - вакуумный насос.

Для измерения давления насыщенных паров при высоких температурах, когда измеряемое давление становится выше атмосферного, используется другая ячейка из нержавеющей стали (Рис.2). В этой установке экспериментальные работы проводятся при температурах $T=328.15\div473.15\text{K}$. Внутренний объем ячейки составляет примерно 140см^3 . Температура внутри измерительной ячейки создается с помощью термостата (1) LAUDA ECO RE 415 G (Германия) с точностью $\Delta T=\pm0.01\text{K}$ и измеряется с помощью двух платиновых термометров сопротивления (2,3) PT-100, которые присоединены к 4-х канальному входному модулю получения и накопления значений

температуры (5) Омега PT-104A (Omega Engineering, inc., США). Давление насыщенных паров измерялось с помощью измерителя давления (4) (SERIE 35 X HTC, Omega GmbH&Co., Германия) с точностью $\Delta P=\pm2000\text{Pa}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Полученные результаты давлений насыщенных паров термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана приведены в Таблице 1 и для наглядности приведены на Рис. 3.

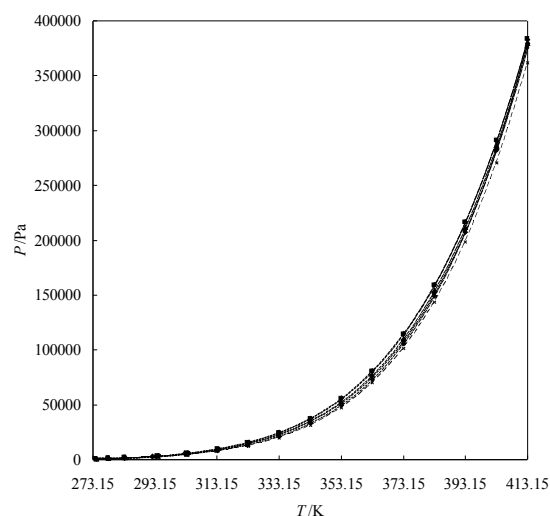


Рис.3.

Зависимость давления насыщенных паров p термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана от температуры: ◆“Моксу”; ■, “Илису Сенгар”; ▲, “Илису Бешбулаг Верхняя”; ●, “Енгиджа”; □, “Гамарван”; -- х --, Вода [4].

Как видно из Рис. 3, давление насыщенных паров термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана выше, чем давление насыщенных паров чистой воды. Этот факт можно объяснить тем, что в природной воде имеются растворимые газы, которые также создают давление паров. Для эксперимента использовались термальные воды Гахского и Габалинского районов Азербайджана в том состоянии, в котором они выходят на поверхность земли, т.е. без извлечения растворенных в них газов. Поэтому растворенные газы оставались в образцах во время проведения экспериментов. В результате этих экспериментов измерено абсолютное давление насыщенных паров заполненного образца.

Таблица 1.

Давления насыщенных паров термальных вод Гахского и
Габалинского районов Азербайджана.

Термальные воды Гахского района						Термальные воды Габалинского района			
Моксу		Илису Сенгар		Илису Бешбулаг Верняя		Енгиджа		Гамарван	
Т, К	р, Па	Т, К	р, Па	Т, К	р, Па	Т, К	р, Па	Т, К	р, Па
274.17	799	274.15	936	274.18	862	274.19	916	274.19	950
278.15	1045	278.17	1231	278.17	1132	278.15	1189	278.15	1245
283.38	1469	283.29	1722	283.43	1599	283.44	1665	283.57	1777
292.28	2543	293.92	3306	292.02	3072	294.55	3238	292.26	3042
303.73	4902	303.28	5620	303.36	5235	303.93	5452	303.69	5527
313.25	8137	313.27	9459	313.11	8788	313.69	9049	313.72	9879
322.99	13227	322.95	15267	322.91	14274	323.55	14604	323.51	15911
333.15	21261	333.15	24305	333.16	22909	333.15	22608	333.15	24644
343.17	32979	343.15	37184	343.15	35238	343.15	34668	343.15	37649
353.15	49746	353.16	55372	353.16	52792	353.15	51810	353.15	55948
363.16	73352	363.15	80374	363.15	77098	363.15	75628	363.15	81084
373.15	105734	373.15	114104	373.17	110206	373.15	108048	373.15	114873
383.15	149430	383.18	158842	383.18	154259	383.15	151348	383.15	159407
393.18	207505	393.15	216582	393.15	211623	393.15	208188	393.15	217060
403.15	282731	403.16	290621	403.16	285700	403.15	281624	403.15	290489
413.25	379557	413.15	383616	413.25	379391	413.15	375126	413.55	382624

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вследствие того, что эксперименты проводились в определенном интервале температур, для вычисления давления насыщенных паров каждого образца в индивидуальной форме использовано уравнение Антуана:

$$\ln p = A - B/(T + C), \quad (1)$$

здесь p – давление пара в Па, T – абсолютная температура в К, A , B и C – коэффициенты, которые приведены в Таблице 2 вместе с погрешностью описания экспериментальных данных давлении насыщенных паров термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана, которые были рассчитаны по формуле

$$\delta p/p = 100/n \cdot \sum_{i=1}^n [(p_{\text{экс.}} - p_{\text{рас.}})/p_{\text{экс.}}], \quad (2)$$

где $p_{\text{экс}}$ – экспериментальное давление насыщения, $p_{\text{рас}}$ – рассчитанное давление насыщения с помощью уравнения (1).

Анализируя химические свойства этих образцов [5], можно сказать, что эти источники не так сильно отличаются друг от друга по своим свойствам и составляют основной потенциал термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана.

Таблица 2.

Коэффициенты A , B , C уравнения (1) для термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана.

Термальные воды	A	B	C	$\delta p/p, \%$
Моксу	24.1750	4467.78	-18.7471	0.0153
Илису Сенгар	22.8743	3710.90	-42.6878	0.0055
Илису Бешбулаг Верняя	23.2574	3921.32	-36.4976	0.0057
Енгиджа	23.7985	4299.81	-20.9472	0.0157
Гамарван	22.6749	3598.53	-46.7019	0.0057

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые было исследовано давление насыщенных паров термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана. Полученные данные были проанализированы с помощью давления насыщенных паров чистой воды, а также обобщены с помощью уравнения Антуана. Растворенные газы играют значительную роль для исследования давления насыщенных паров образцов.

Сегодня термальные воды Гахского и Габалинского районов Азербайджана используются, в основном, в лечебных и питьевых целях. Но, используя природные богатства района и отличный натуральный климат, здесь можно развивать туристические, лечебные и др. объекты.

Около этих термальных источников функционируют различные лечебно-профилактические санатории и зоны отдыха. Воды

этих источников подходят для лечения ревматизма, остеохондроза, радикулита, различных кожных заболеваний.

1. Azərbaycan Respublikasında alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrindən istifadə olunması üzrə Dövlət Proqramı, (2004).
2. И.Ш.Ибрагимов, *Гидрогеологические условия формирования минеральных вод Азербайджана*, Санкт-Петербург, (2004) 317.

3. N.D.Nəbiyev, M.M.Bəşirov, C.T.Səfərov, A.N.Şahverdiyev, *Azərbaycanın Xaçmaz rayonunun geotermal sularının buxar təzyiqi*, Qafqaz Universiteti jurnalı, **1** № 29 (2010) 82-85.
4. A.Əhmədov, *Azərbaycanın Qax və Qəbələ rayonlarının geotermal sularının kimyəvi analizi*, Azərbaycan Texniki Universiteti, Elmi Əsərlər, №4 (2013) 125.
5. W.Wagner, A.Pruß, *The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use*, Journal of Physical Chemistry, **31** (2002) 387-535.

AZƏRBAYCANIN QAX VƏ QƏBƏLƏ RAYONLARININ TERMAL SULARININ DOYMUŞ BUXARININ TƏZYİQİ

A.ƏHMƏDOV, C.SƏFƏROV, M.BƏŞİROV, E.HASSEL

Azərbaycanın Qax və Qəbələ rayonlarının termal sularının doymuş buxarının təzyiqi təcrübi tədqiq olunur. Təmiz suyun doymuş buxarının təzyiqi ilə bağlı alınmış nəticələrin müqayisəli təhlili aparılmış, məlumatlar Antuan tənliyinin köməyi ilə ümumiləşdirilmişdir. Təcrübələr $T=274\div 413\text{K}$ temperatur oblastında mütləq və differensial statik metoddan istifadə etməklə Almaniyanın Rostok Universitetinin "Texniki Termodinamika" kafedrasının laboratoriyalarında yerinə yetirilmişdir.

SATURATED VAPOR PRESSURE THERMAL WATERS GAX AND GABALA REGION OF AZERBAIJAN

A.AHMEDOV, J.SAFAROV, M.BASHIROV, E.HASSEL

Investigation of the vapor pressure of thermal water resources of the Gakh and Gabala regions of Azerbaijan have been presented. Results related to saturated vapor pressure of pure water have been comparably analyzed and summarized with the equation Antoine. Experiments conducted by using absolute and differential static method in the temperature range of $T = 274\div 413\text{K}$ have been carried out in the laboratories of the Institute of Technical Thermodynamics of the University of Rostock located at Germany.

Редактор: акад. А.А.Гарибов

УДК 537.311.33

УСЛОВИЯ РОСТА ОДНОРОДНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ InAs-AlAs ИЗ РАСПЛАВА, ПОДПИТЫВАЕМОГО ВТОРЫМ КОМПОНЕНТОМ

В.К.КЯЗИМОВА, З.М.ЗАХРАБЕКОВА, Г.Х.АЖДАРОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131
zangi@physics.ab.az*

Поступила: 02.06.20

Принята к печати: 01.07.2014

РЕФЕРАТ

В пфанновском приближении решена задача по определению условий выращивания полностью однородных монокристаллов твёрдых растворов системы InAs-AlAs модифицированным методом Чохральского, с подпиткой расплава стержнем из AlAs. Полученные математические соотношения и результаты определяют оптимальные технологические параметры и режимы для получения однородных кристаллов InAs-AlAs с заданным составом во всём непрерывном ряду твёрдых растворов этих соединений.

Ключевые слова: InAs, AlAs, твёрдые растворы, подпитка расплава, сегрегация компонентов, пфанновское приближение, однородный кристалл.

Многие полупроводниковые материалы типа AIII-BV, полностью растворяясь друг в друге, образуют непрерывный ряд твёрдых растворов, тройных и более сложных, также являющихся полупроводниковыми материалами. Одними из твёрдых растворов данного типа, представляющих как научный, так и практический интерес, являются кристаллы InAs-AlAs. InAs и AlAs полностью растворяются друг в друге при любых соотношениях как в твёрдом, так и жидком состояниях [1]. Это обстоятельство позволяет прецизионно управлять параметрами решётки и шириной запрещённой зоны твёрдого раствора InAs-AlAs путём изменения состава матрицы. Значительное различие в ширинах запрещённых зон составных компонентов этой системы (0.355эВ в InAs и 2.16эВ в AlAs) открывает возможность создания на основе этих твёрдых растворов материалов с заданными свойствами в широком диапазоне.

Известно, что для получения крупных и совершенных монокристаллов полупроводниковых материалов наиболее часто используемым является метод Чохральского. Однако, использование традиционного варианта этого метода в случае твёрдых растворов бинарных систем приводит к росту кристалла с

переменным составом, обусловленным существенной сегрегацией компонентов в процессе кристаллизации расплава [2]. Существуют различные методы, ведущие к компенсации влияния сегрегации, как на состав расплава, так и растущего кристалла [2-7]. Суть этих методов сводится к непрерывной подпитке расплава одним или обоими его компонентами, которая приводит к поддержанию состава кристалла постоянным в процессе всего цикла кристаллизации. С точки зрения практического осуществления и прецизионного управления скоростью подпитки расплава наиболее простым является метод подпитки расплава вторым компонентом, коэффициент сегрегации которого превышает единицу. В частности, этот метод был успешно применён для выращивания однородных кристаллов твёрдых растворов Ge-Si [4,5]. Подпитывающим слитком для этой системы был кремний, равновесный коэффициент сегрегации которого изменяется от 5.5 до 1 в зависимости от состава расплава [2].

Настоящая работа посвящена теоретическому определению режимов кристаллизации и подпитки расплава InAs-AlAs вторым компонентом (AlAs), обеспечивающих рост однородных монокристаллов твёрдых рас-

творов при выращивании модифицированным методом Чохральского. Цель – установление операционных технологических параметров и режимов для роста полностью однородных монокристаллов системы InAs-AlAs во всём интервале концентраций компонентов.

На Рис.1 приведена концептуальная схема выращивания однородных кристаллов твёрдых растворов $(\text{InAs})_{1-x}(\text{AlAs})_x$ модифицированным методом Чохральского с использованием непрерывной подпитки расплава вторым компонентом.

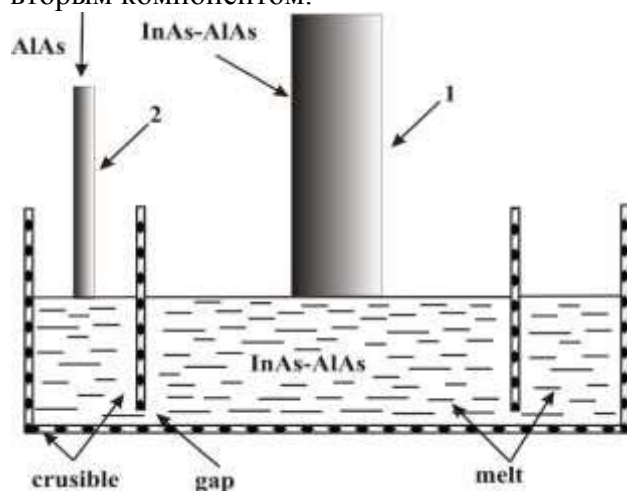


Рис.1.

Концептуальная схема выращивания монокристаллов твёрдых растворов InAs-AlAs методом подпитки расплава вторым компонентом:

1 – растущий монокристалл,
2 – подпитывающий стержень второго компонента.

В данном случае, вторым компонентом принято соединение AlAs, равновесный коэффициент сегрегации которого составляет 30 при $x \rightarrow 0$ и достигает значения равного 1 при $x \rightarrow 1$. В стартовый момент роста монокристалла (1), в расплав InAs-AlAs (3) заданного состава вводится подпитывающий стержень из AlAs (2). Скорости кристаллизации и подпитки расплава являются операционными технологическими параметрами. Задача сводится к определению такого режима кристаллизации и подпитки расплава, который обеспечит постоянство состава расплава в процессе всего цикла роста монокристалла.

Задачу решали в пфанновском приближении [2,4]: скорости диффузии компонентов в расплаве достаточно высоки и обеспечивают равномерность его состава по всему объёму; диффузия компонентов в растущем

монокристалле пренебрежимо мала; на фронте кристаллизации существует равновесие между твёрдой и жидкой фазами, определяемое диаграммой фазового состояния системы; фронт кристаллизации плоский; в расплаве отсутствует испарение компонентов.

Введём следующие обозначения: V_m^0 и V_m – объёмы расплава в тигле в стартовый и текущий моменты; V_c – объём кристаллизующегося расплава в единицу времени; V_f – объём подпитки из AlAs, вводимый в расплав в единицу времени; C – общее количество второго компонента в расплаве; C_m^0 – молярная доля второго компонента в расплаве в стартовый момент; C_m , C_c – молярные доли второго компонента в расплаве и кристалле соответственно; $K = C_c/C_m$ – равновесный коэффициент сегрегации AlAs; t – время.

По условию задачи считаем, что V_c и V_f не зависят от t и тогда, в вышепринятых обозначениях, имеем

$$V_m = V_m^0 - (V_c - V_f)t, \dot{V}_m = -V_c + V_f, \dot{C} = -V_c C_m K + V_f. \quad (1)$$

Учитывая, что $C_m = C/V_m$ имеем

$$C_m = \frac{C}{V_m} \text{ и } \frac{dC_m}{dt} = \frac{\dot{C}V_m - \dot{V}_m C}{V_m^2} = \frac{\dot{C} - \dot{V}_m C_m}{V_m}. \quad (2)$$

Согласно диаграмме фазового состояния системы InAs-AlAs, условием роста твёрдых растворов с однородным составом является неизменность состава расплава в процессе всего цикла кристаллизации. В этом случае $dC_m/dt = 0$ и введя обозначение $\alpha = V_f/V_c$ из (1) и (2) имеем

$$\dot{C} - \dot{V}_m C_m = 0, C_m^* = C_m^0 = \frac{\alpha}{K - 1 + \alpha},$$

$$C_c^* = C_m^0 \cdot K = \frac{K\alpha}{K - 1 + \alpha}. \quad (3)$$

Уравнения (3) демонстрируют возможность роста однородных кристаллов при любых значениях $K \geq 1$. Условием роста полностью однородного по составу кристалла является удовлетворение значения концентрации второго компонента в расплаве C_m уравнениям (3) как в стартовый момент, так и в процессе всего цикла кристаллизации. Согласно (3), определение условий роста однородных

кристаллов с заданным составом во всём непрерывном ряду твёрдых растворов требует знания зависимости коэффициента сегрегации AlAs от состава расплава во всём интервале концентраций компонентов. Используя данные диаграммы равновесного фазового состояния системы InAs-AlAs [1], были найдены зависимости K от C_m и C_c во всём непрерывном ряду твёрдых растворов путём определения сопряжённых значений концентраций AlAs в солидусе и ликвидусе системы. Подставляя полученные значения в уравнений (3) нетрудно рассчитать зависимости $\alpha = V_f/V_c$ от значений C_m^* и C_c^* во всём интервале концентраций компонентов.

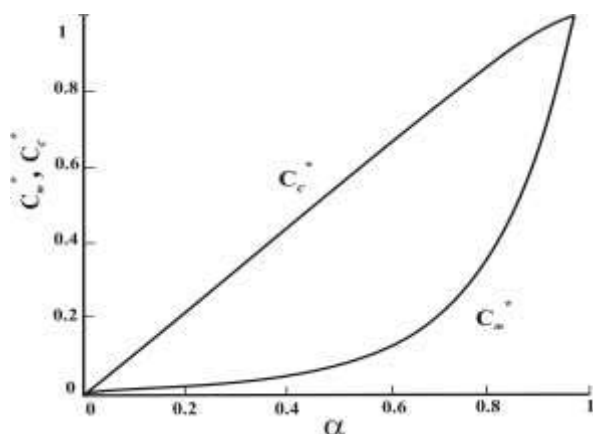


Рис.2.

Зависимости состава расплава – C_m^* и однородного кристалла $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ – C_c^* от α , построенные по уравнениям (3).

На Рис.2 представлены эти зависимости, которые показывают возможность выращивания полностью однородных монокристаллов системы InAs-AlAs при любом соотношении компонентов путём подпитки расплава стержнем из AlAs. Построенные графики определяют такие технологические параметры, как соотношение скоростей подпитки и кристаллизации расплава, а также начальный состав расплава для выращивания однородных кристаллов $(\text{InAs})_{1-x}(\text{AlAs})_x$ с заданным x .

Резюмируя вышеизложенные данные можно сделать следующее заключение.

Непрерывная подпитки расплава вторым компонентом в процессе роста кристалла InAs-AlAs модифицированным методом Чохраль-

ского обеспечивает рост полностью однородного твёрдого раствора с любым заданным соотношением компонентов. Установленные теоретические графики зависимости C_m^* и C_c^* от $\alpha = V_f/V_c$ определяют стартовый состав расплава и соответствующие значения скоростей его подпитки и кристаллизации для обеспечения однородности кристалла InAs-AlAs заданного состава.

1. В.С.Земсков, В.Б.Лазарев, *Твёрдые растворы в полупроводниковых системах*, «Наука», Москва, (1978)197.
2. В.М.Глазов, В.С.Земсков, *Физико-химические основы легирования полупроводников*. «Наука», Москва, (1967) 371.
3. T.A.Campbell, M.Schweizer, P.Dold et al., *Float zone growth and characterization of Ge1-xSix (x<10at%)single crystals*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 231-237.
4. G.Kh.Azhdarov, T.Kucukomeroglu, A.Varilci et al., *Distribution of components in Ge-Si bulk single crystals grown under continuous feeding of the melt with the second component (Si)*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 437-442.
5. N.V.Abrosimov, S.N.Rossolenko, W.Thieme et al., *Czochralski growth of Si- and Ge-rich SiGe single crystals*, *J. Crystal Growth*, **174** (1997) 182-186.
6. G.Kh.Azhdarov, R.Z.Kyazimzade, *Growth of homogeneous single crystals of Ge-Si solid solutions by the modified Bridgman method*, *Crystallography Reports*, **50** (2005) S149-S153.
7. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, Z.A.Agamaliyev, A.I.Kyazimova, *Growth of single crystals of semiconductor solid solutions by double feeding of the melt method*, *Crystallography Reports*, **55** (2010)763-767.
8. П.Г.Аждаров, М.А.Акперов, А.И.Алекперов, В.В.Мир-Багиров, *Аксиальное распределение компонентов в кристаллах InAs-GaAs, выращенных методом зонной плавки*, *Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXII** №5 (2012) 71-75.

**İKİNCİ KOMPONENTLƏ QİDALANDIRILAN ƏRİNTİDƏN
BİRCİNSLİ InAs-AlAs MONOKRİSTALLARIN ALINMA ŞƏRTLƏRİ**

V.K.KAZIMOVA, Z.M.ZÖHRABBƏYOVA, H.X.ƏJDƏROV

Pfann yaxınlaşmasında InAs-AlAs sisteminin tam bircinsli bərk məhlul monokristalların ikinci komponentlə qidalandırılan ərintidən modifikasiyalasdırmış Çoxpalski üsulu ilə alınma şərtləri təyyin edilib. Alınan rıyyazi tənliklər və nəticələr verilən tərkıbdə bircinsli InAs-AlAs bərk məhlullarının alınması üçün optimal texnoloji parametrləri və rejımləri müəyyən edir.

**CONDITIONS FOR GROWING OF HOMOGENEOUS InAs-AlAs
SINGLE CRYSTALS FROM THE MELT FED BY THE SECOND COMPONENT**

V.K.KAZIMOVA, Z.M.ZAKHRABEKOVA, G.Kh.AZH DAROV

A problem for determination of the conditions for growing of entirely homogeneous single crystals of InAs-AlAs alloys from the melt fed by the second component has been solved in Pfann approximation. The obtained mathematical equations has been determined the optimum technology parameters and regimes for growing of entirely homogeneous crystals of InAs-AlAs alloys with desired composition.

Редактор: акад. Т.Дж.Джафаров

UOT 621. 315. 592

GeSe KRİSTALINDA YÜKSƏK TƏZYİQ ALTINDA İKİNCİ TƏRTİBLİ FAZA KEÇİDİ

F.M.HAŞIMZADƏ¹, D.Ə.HÜSEYNOVA¹, Z.A.CAHANGİRLİ^{1,2}, B.H.MEHDİYEV¹

*AMEA Fizika İnstitutu¹
AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr., 131
Azərbaycan Texniki Universiteti²
AZ 1073, Bakı, H.Cavid pr., 125
cahanzakir@yahoo.com*

Daxil olub: 02.06.2014
Çapa verilib: 01.07.2014

REFERAT

Məqalədə GeSe kristalında hidrostatik təzyiqin 28.5QPa qiymətində ikinci tərtibli faza keçidinin baş verdiyini nəzəri olaraq göstərilmişdir. Hesablamalarda psevdopotensial yanaşmada, sıxlıq funksionalı nəzəriyyəsinin local sıxlıq yaxınlaşması istifadə olunmuşdur. Göstərilən təzyiqdə kristalın həcmnin kəsilməz, elastiklik modulunun isə sıçrayışla dəyişməsi faza keçidinin ikinci tərtibli olmasına dəlalət edir. Göstərilmişdir ki, faza keçidi, laylar arası, alçaqtezlikli tam-simmetrik rəqs tezliyinin yumşalmasıyla əlaqədardır. Bunun nəticəsində, tranlyasiya simmetriyasını sadə ortotorombik qəfəsdən bazamərkəzləşmiş ortotorombik qəfəsə çevirən, yerdəyişmə növlü faza keçidi baş verir ($P_{nma} (D_{2h}^{16}) \rightarrow C_{mcm} (D_{2h}^{17})$).

Açar sözlər: DFT, A^4B^6 , fonon spektri, faza keçidi, ABİNİT.

GİRİŞ

Müasir mikroelektronikada, müxtəlif döşəneylər üzərində alınmış nazik təbəqələrdən istifadə olunur. Döşəneyin və təbəqənin qəfəs sabitlərinin uyğunlaşdırılması təbəqədə gərginliklər əmələ gətirir. Digər tərəfdən, döşəneyin və təbəqənin istilikdən genişlənmə əmsallarının fərqli olması biaksial deformasiyalar yaradır. Kristalın qəfəs quruluş parametrləri və onunla birlikdə electron xassələri əmələ gələn gərginliklər nəticəsində kəskin dəyişir və əlbəttə bu dəyişiklər müxtəlif cihazlar hazırlayanda mütləq nəzərə alınmalıdır. Beləliklə, cihazlarda istifadə olunan maddələrin quruluş, elastik və electron xassələrinə təzyiqin təsirini öyrənmək son dərəcə əhəmiyyətlidir.

Son zamanlar, laylı quruluşa malik A^4B^6 birləşmələrin quruluş parametrlərinə və fonon spektrlərinə hidrostatik təzyiqin təsirinin öyrənilməsinə həsr edilmiş bir neçə nəzəri tədqiqat aparılmışdır. Hsueh həmmüəlliflərlə birlikdə [1,2] təzyiq altında GeSe birləşməsinin quruluş xassələrini və fonon spektrini ilkin prinsiplərdən, müstəvi dalğalar bazisində psevdopotensial

yanaşmada, sıxlıq funksionalı nəzəriyyəsinin local sıxlıq yaxınlaşmasında hesablamışdır. Müəlliflər hesablamaların nəticəsində belə qənaətlə gəlmişlər ki, yuxarıda adı çəkilən nəzəriyyə güclü anizotropik quruluşa malik GeSe birləşməsinin həm tarazlıq vəziyyətində quruluş parametrlərini və həm də fonon spektrini kifayət dəqiqliklə təsvir etməkdən başqa, həm də təzyiq altında quruluş parametrlərinin dəyişməsinə incəliklərinə qədər izah edir. Bu müəlliflərin hesablamaları və eksperimental tədqiqatları göstərir ki təzyiqin 9.4QPa qiymətinə qədər GeSe birləşməsində faza keçidi baş vermir. Bundan əvvəlki başqa eksperimental işdə də faza keçidi müşahidə edilməmişdi [3].

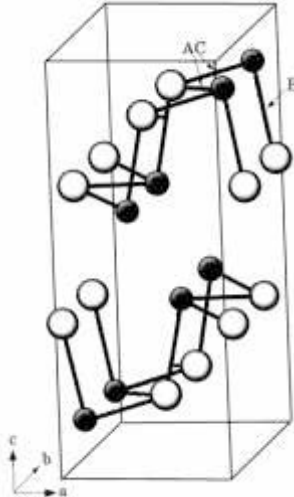
Bizim təqdim etdiyimiz işdə nəzəri olaraq GeSe kristalında yüksək təzyiq altında faza keçidinin mümkünlüyü göstərilir.

GeSe KRİSTALININ QURULUŞU

GeSe laylı quruluşa malik A^4B^6 birləşmələrin sinfinə daxildir. Bu birləşmələr yaxın infraqırmızı oblastda işləyən fotoqəbuledicilər və lazerlər üçün əlverişli materiallardır və

qeyritoksik fotovoltaiq cihazlarda bir uducu material kimi istifadə olunur [4-6].

Fəza qrupunun simmetriyası ($P_{nma}(D_{2h}^{16})$) [4]. Bütün atomlar ($4c$) vəziyyətində yerləşir: $\pm(x; 1/4, z)$ и $\pm(1/2-x, 3/4, 1/2+z)$, harada ki x və z elementar özəkdə atomların, uyğun qəfəs sabitləriylə ifadə olunan, vəziyyətləridir. Elementar özəyə, iki lay təşkil edən 8 atom daxildir. Hər lay, Ge–Se–Se–Ge sıra qaydasıyla yerləşmiş 4 atom müstəvisindən ibarətdir. Şəkil 1-də GeSe kristalının fraqmenti göstərilmişdir. Atmosfer təzyiqində və otaq temperaturunda GeSe kristalının nəzəriyyənin verdiyi quruluş parametrləri: $a=4.305$, $b=3.76$, $c=10.568$, $x_{Ge}=0.1109$, $z_{Ge}=0.1173$, $x_{Se}=0.4942$, $z_{Se}=0.8550$. Nəzərə alsaq ki, istifadə etdiyimiz, sıxlıq funksionalı metodu adətən qəfəs parameterlərinin bir az azaldılmasına gətirib çıxarır, optimizə edilmiş və eksperimental qəfəs parametrləri [1,4,9] bir-birinə yaxın hesab etmək olar.



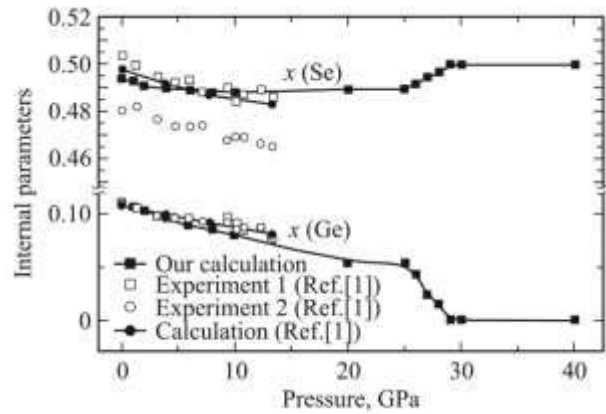
Şəkil 1.

GeSe kristalının quruluşu.

A, B, C - atomları ən yaxın əlaqələri göstərir.

Hesablamalar, psevdopotensial yanaşmada, müstəvi dalğalar bazisində, sıxlıq funksionalı nəzəriyyəsinin lokal sıxlıq yaxınlaşması əsasında, ABINIT proqramlar paketi [5,6] vasitəsilə aparılmışdır. Norma qoruyan Hartvigsen–Goedekker–Hutter [7] pseudopotensiallarından istifadə edilmişdir. Tam enerjini kifayət dəqiqliklə hesablanmasını təmin etmək üçün, dalğa funksiyası, maksimal kinetik enerjisi 80Ry olan müstəvi dalğalar bazisində sıraya ayrılmışdır. Brüllien zonasının (BZ) üzərində inteqrallama Monkhorst-Pak sxemi [8] vasitəsilə $4 \times 4 \times 4$ bölümlə aparılmışdır. Qəfəs parametrləri və elementar özəkdə atomların tarazlıq vəziyyətindəki

mövqeləri Hellmann-Feynman qüvvələrinin minimumlaşdırılması şərtindən müəyyən edilmişdir. Minimisasiya əməliyyatı, qüvvələrin qiymətlərinin 10^{-7} Ry/Bohr qədər azaldana qədər davam etdirilmişdir. Daha sonra, ABINIT proqram paketinin ANADDDB proqramından istifadə edərək, Furze çevirməklə konfigurasiya fəzasında atomlararası qüvvə sabitləri təyin olunub. Əldə edilən qüvvə sabitləri, sonralar Brillüen zonasının ixtiyarı nöqtəsində fonon tezliklərini hesablamaq üçün istifadə edilmişdir. Eyni prosedur hər müəyyən təzyiq üçün təkrar aparılıb.



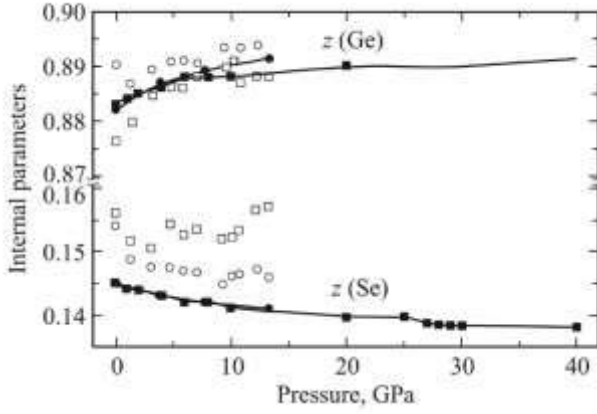
Şəkil 2.

GeSe kristalının elementar özəyində "a" oxu istiqamətində Ge və Se atomlarının vəziyyətinin təzyiqdən asılılığı.

Nəticələr Şəkil 2 və 3-də göstərilir. Müqayisə üçün, məlum eksperimental nəticələr [1] də həmin şəkillərdə göstərilir. Hesablamaların nəticələri, Şəkil 2-dən göründüyü kimi, təzyiqin 28.5GPa qiyməti yaxınlığında sadə ortorombik qəfəsdən baza mərkəzləşmiş ortorombik qəfəsə faza keçidinin: $P_{nma}(D_{2h}^{16}) \rightarrow C_{mcm}(D_{2h}^{17})$ baş verdiyini göstərir. Sonuncuda bütün atomlar ($4c$): $\pm(0, 1/4, z)$ vəziyyətində yerləşir. Yeni translyasiyalar: $T=(1,0,0)$; $(0,1,0)$; $(1/2,0,1/2)$.

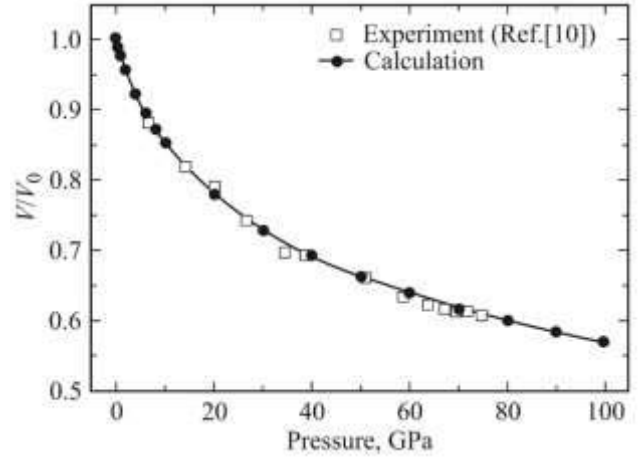
Şəkil 4-də GeSe kristalının elastik modullarının təzyiqdən asılılıqları verilmişdir.

Elastiklik sabitlərini hesablamaq üçün ABINIT proqramı çərçivəsində sıxlıq funksionalının həyəcanlaşma nəzəriyyəsinə (Density Functional Perturbation Theory) DFPT istifadə olunmuşdur. Bu metod tam enerjinin deformasiya ilə bağlı ikinci törəmələrini və beləliklə elastiklik sabitlərini hesablamağa imkan verir. Ortorombik kristalları doqquz müstəqil elastiklik sabitləri ilə xarakterizə olunur. Ədəbiyyatda GeSe-nin elastik sabitlərinin eksperimental qiymətləri barədə məlumat yoxdur.



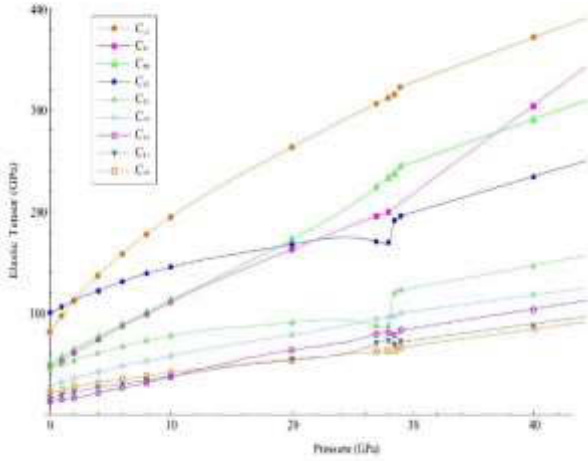
Şəkil 3.

GeSe kristalının elementar özəyində “c” oxu istiqamətində Ge və Se atomlarının vəziyyətinin təzyiqdən asılılığı.



Şəkil 5.

GeSe kristalının elementar özəyinin həcmnin təzyiqdən asılılığı.



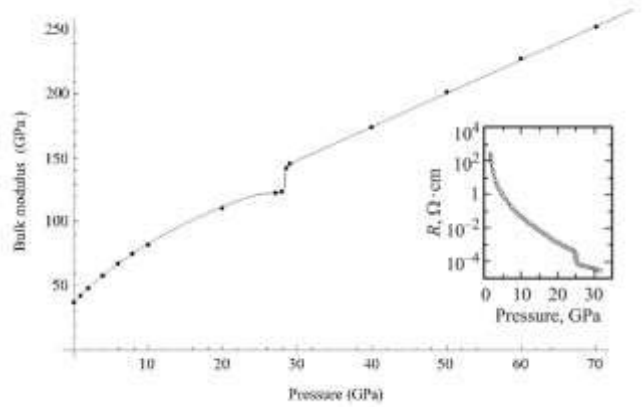
Şəkil 4.

GeSe kristalının elastiklik əmsallarının təzyiqdən asılılığı.

Şəkil 5-də GeSe kristalının həcmi elastik modulunun hidrostatik təzyiqdən asılılığı göstərilmişdir. Şəkillərdən göründüyü kimi, tam enerjinin deformasiyalara görə ikinci tərtib törəmələri təxyiqin 28.5GPa qiyməti qiyməti yaxınlığında sıçrayışla dəyişir.

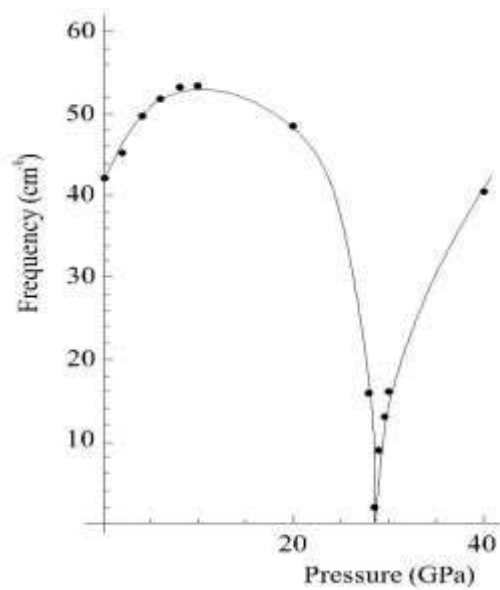
Digər tərəfdən, tam enerjinin deformasiyaya görə birinci tərtib törəmələri, o cümlədən, həcm (bax Şəkil 6) hamar dəyişən funksiyalardır.

Termodinamikada belə faza keçidləri ikinci tərtibli faza keçidi adlanır. Şəkil 5-də, ilavə olaraq, Onoderanın məqaləsindən [10] götürülmüş GeSe kristalının keçiriciliyinin təzyiqdən asılılığı da göstərilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi, 25GPa yaxınlığında keçiricilik sıçrayışla bir tərtib



Şəkil 6.

GeSe kristalının həcmi elastiklik modulunun təzyiqdən asılılığı.



Şəkil 7.

Aşağı tezlikli tamsimmetrik Ag fononun tezliyinin təzyiqdən asılılığı.

azalır. Güman etmək olar ki, həmin sıçrayış yuxarıda qeyd etdiyimiz faza keçidi ilə bağlıdır.

Keçid təzyiqinin qiymətinin fərqlənməsi, nəzəri hesablamaların nəticələrinin mütləq sıfır temperatura aid olması, eksperimental ölçülərin isə otaq temperaturunda aparılması ilə bağlıdır.

Şəkil 7-də aşağıtezlikli tamsimmetrik Ag fonon tezliyinin təzyiqdən asılılığı göstərilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi, faza keçidi nöqtəsində fononun tezliyi sıfıra enir. Buradan belə qənaətə gələ bilərik ki, qeyd edilən faza keçidi yerdəyişmə növlü faza keçididir.

1. H.C.Hsueh, H.Vass, S.J.Clark, G.J.Ackland, J.Crain, High-pressure effects in the layered semiconductor germanium selenide, *Phys. Rev.*, **B 51** (1995) 16750-16760.
2. V.C.Hsueh, J.Crain, Compression Mechanisms in Highly Anisotropic Semiconductors *Phys. Stat. Sol. (b)*, **211** (1999) 365-372.
3. H.Wiedemeier, H.G.Scherner, Refinement of the structures of GeS, GeSe, SnS and SnSe, *Z. Kristallogr.*, **148** (1978) 295-303.
4. X.Gonze, J.M.Beuken, R.Caracas, F.Detraux, M.Fuchs, M.Rignanese, L.Sindic, M.Verstraete, G.Zerah, F.Jallet, First-principles computation of material properties: the ABINIT software project, *Comput. Mater. Sci.*, **25** (2002) 478-492.
5. S.Goedecker, M.Teter, J.Hutter, Separable dual-space Gaussian pseudopotentials, *Phys. Rev. B*, **54** (1996) 1703-1710.
6. C.Hartwigsen, S.Goedecker, J.Hutter, Relativistic separable dual-space Gaussian pseudopotentials from H to Rn, *Phys. Rev. B*, **58** (1998) 3641-3662.
7. H.Monkhorst, J.Pack, Special points for Brillouin-zone integrations, *Phys. Rev. B*, **13** (1976) 5188-5192.
8. A.Okazaki, The Crystal Structure of Germanium Selenide GeSe, *J. Phys. Soc. Jap.*, **13** (1958) 1151-1154.
9. A.Onodera, I.Sakamoto, Y.Fujii, N.Mori, S.Sugai, Structural and electrical properties of GeSe and GeTe at high pressure, *Phys. Rev. B*, **56** (1997) 7935-7941.

SECOND-ORDER PHASE TRANSITION AT HIGH-PRESSURE IN GeSe CRYSTAL

F.M.HASHIMZADE, D.A.HUSEINOVA, Z.A.JAHANGIRLI, B.H.MEHDİYEV

The vibrational spectrum of the GeSe crystal has been investigated by using the density functional theory with the linear response function. The baric dependence of the relative change in the volume of crystal, of the bulk modulus of compressibility, of the elastic moduli, and of the internal parameters of this crystal have been calculated. It has been established the existence of the second-order PT at the pressure of 28.5 GPa. The change in the symmetry has been the consequence of a PT of the displacement type induced by softening of the fully-symmetrical low-frequency interlayer mode.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ВТОРОГО РОДА В КРИСТАЛЛЕ GeSe ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Ф.М.ГАШИМЗАДЕ, Д.А.ГУСЕЙНОВА, З.А.ДЖАХАРГИРЛИ, Б.Х.МЕХДИЕВ

Методом функционала плотности исследован колебательный спектр кристалла GeSe и рассчитаны барическая зависимость относительного изменения объема кристалла, упругий модуль сжимаемости, упругие модули и внутренние кристаллические параметры. Установлено существование фазового перехода второго порядка при давлении 28,5 ГПа. Изменение симметрии - следствие фазового перехода типа смещения, вызванного смягчением полностью симметричной межслоевой моды.

PACS 621. 383. 51

RECOVERY IN THE PHOTOELECTRIC PARAMETERS OF SILICON SOLAR CELLS DEGRADED UNDER GAMMA RADIATION BY ULTRASONIC TREATMENT

D.M.TOBNAGHI^{1,2}, R.MADATOV¹

Institute of Radiation Problems, Azerbaijan National Academy of Sciences¹

AZ 11143, Baku, V.Vakhabzade, 9

Department of Electrical Engineering, Parsabad Moghan Branch, Islamic Azad University²

Parsabad Moghan, Iran.

d.mostafa.t@gmail.com

received: 02.06.2014

accepted: 01.07.2014

REFERAT

The current-voltage characteristics of mono-crystalline silicon solar cells under AM1.5 illumination condition were studied before and after the gamma irradiation. The photoelectric parameters of mono crystalline silicon solar cells degraded under gamma radiation can be significant recovered by MHz-frequency ultrasonic treatment (UST). The restores of the silicon solar cells parameters such as efficiency(η), open circuit voltage (V_{oc}), short circuit current (I_{sc}) etc. after ultrasonic treatment is related to amount of gamma doses and radiation defects as well as time and frequency of UST.

Keywords: silicon solar cells, gamma radiation, ultrasonic treatment, voltage- current characteristics, efficiency, solar cells.

INTRODUCTION

The mono-crystalline silicon solar cells are still the mostly used element for photovoltaic solar energy conversion. As is known, when the solar cells exposed to some kind of high energy radiation fields such as natural space and atmospheric, military and civil nuclear environments etc. leads to the accumulation of radiation defects in the solar cells bulk and frequently results in a significant deterioration of the photoelectric parameters of cells. Studying radiation resistance of solar cells is interesting not only for the purpose of predicting lifespan and end-of-life output characteristics of solar cells, but also to improve design of solar cells used in high radiation environments [1-3].

When silicon solar cells irradiated with gamma rays, the radiation damage occur within it. These defects mostly act as recombination points that decreased the diffusion length and life time of minority carrier. Photoelectric parameters of silicon solar cell such as maximum output power, open circuit voltage, short circuit current, fill factor and efficiency - P_m , V_{oc} , I_{sc} , ff , η respectively strongly depend on minority carrier life time (τ). Decrease in the life time of minority carrier causes

that the output characteristics of solar cells decreased [4, 5].

Using the subsequent ultrasonic treatment on the degraded silicon solar cells, it is possible atoms of crystalline silicon that have been displaced from their initial place by gamma irradiation, can be removed from their place using UST and return to the previous location to produce the necessary correction of the cells characteristics. One traditional method of solar cells improvement is thermal annealing, but thermal annealing have received much research in recent years. According to the results of numerous investigations dedicated to the use of acoustic methods for the recovery of characteristics of semiconductor materials, it is reasonable to expect that ultrasound treatments can be restoration in the properties of degraded silicon solar cells [6-9].

Hence, the use of ultrasonic treatment for recovery of photoelectric properties of mono crystalline silicon solar cells deteriorated under gamma radiation is presented in this paper.

EXPERIMENTAL METHODS

In this paper, the tow samples of the commercially mono-crystalline silicon solar cells having

same characteristics are used for experimental measurements. The specifications of samples are shown in Table 1. The solar cell forms an n-p junction very close to the front surface by diffusing 3 μm -thick n-type doping into an approximately 300- μm -thick p-type silicon.

Table 1.

Properties of tow samples of the experimental solar cells (before irradiation).

Cells type	V_{oc} [mv]	I_{sc} [mA/cm ²]	P_{mm} [mw/cm ²]	FF	η [%]
Si-mono-crystalline	570	34	14	0.72	13.95

Notes. Condition for measurement: 1000W/m², AM1.5, 25°C.

The tow samples were irradiated with ⁶⁰Co gamma source with the energy of 1.23MeV. The samples A and B were irradiated with dose 500 and 1000krad respectively. Irradiation of solar cells samples was carried out in professional laboratory at the institute of Radiation Problems of Azerbaijan National Academy of science.

Each of the samples was consecutively subjected to a two-stage UST using longitudinal acoustic waves, which were propagated perpendicular to the samples through piezo disk. In the first stage (UST₁), the ultrasonic treatment was performed in the following condition: frequency, $f_{UST1}=50\text{MHz}$, duration, $t=90\text{m}$. The second stage (UST₂) was performed in $f_{UST2}=50\text{MHz}$, duration, $t=240\text{m}$.

Voltage-current (I-V) characteristics of samples before and after irradiation as well as after Ultrasonic Treatment were measured. To obtain of solar cells I-V characteristics samples were illuminated by reflective lamp with Light intensity equal to 1000w/m² (corresponding to AM1.5). The measurements were performed at room temperature with highly accurate measuring equipment.

RESULTS AND DISCUSSION CHARACTERISTICS UNDER GAMMA RADIATION

Voltage-current characteristics of two solar cell samples before and after 500 and 1000krad doses of gamma radiation at under AM 1.5 illumination conditions have been showed in Figure 1. As can be seen, I-V characteristics of cells deteriorated with increasing gamma irradiation.

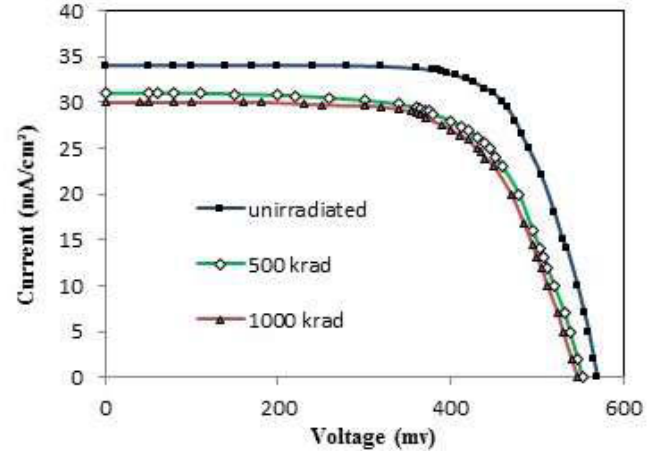


Fig. 1.

The I - V characteristics of silicon solar cell irradiated with various doses of gamma radiation.

From Figure 1, fundamental parameters of solar cells like open circuit voltage (V_{oc}), short circuit current (I_{sc}), fill factor (ff) and efficiency (η) could be extracted.

The fill factor (FF) parameter for solar cells can be expressed as

$$FF = \frac{V_{mp} \cdot I_{mp}}{V_{oc} \cdot I_{sc}}, \quad (1)$$

where V_{oc} and I_{sc} are the open circuit voltage and short circuit current, V_{mp} and I_{mp} are the voltage and the current at a maximum power point respectively.

The efficiency (η) for a solar cell is given by

$$\eta = \frac{V_{oc} I_{sc} FF}{P_{in}}, \quad (2)$$

where, P_{in} is the incident light power [13, 14].

Figure 2 shows the changes in solar cells parameters as a function of gamma dose. The parameters are normalized to the values obtained before samples irradiated. It was found that the degradation of the solar cell parameters is dependent on the gamma radiation dose and the irradiation has affected the solar cell parameters to a certain extent. There is no substantial variation in the fill factor, which in some cases showed increased or relatively steady values. According to the results, the gamma radiation causes a significant Reduction in the short circuit current and efficiency while the open circuit voltage is slightly reduced.

The decrease in the efficiency and short circuit current of solar cells under gamma radiation could be related to the minority carrier life time. The minority carrier life time is sensitive to the radiation induced defects and the decrease in the minority carrier life time reduced the electric properties of solar cells. According to results a lar-

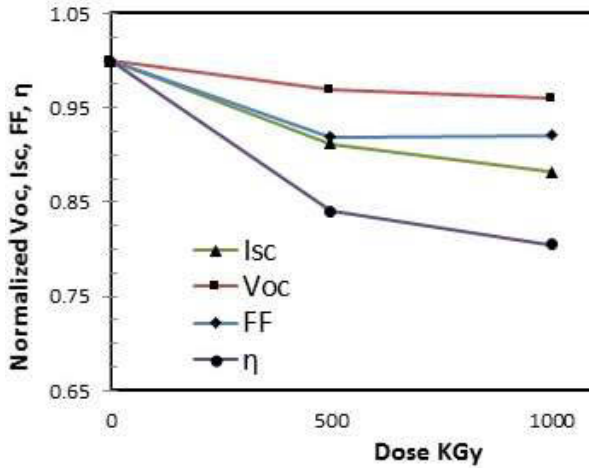


Fig. 2.

Normalized solar cell parameters as a function of gamma radiation dose.

ge amount of radiation induced defects in the high dose have been formed [11-12]. The detail of solar cells parameters degraded under gamma radiation doses are shown in Table 2.

Table 2.

Degradation of solar cell parameters under gamma radiation doses.

solar cell Sample	γ dose [Krad]	V_{OC} [mV]	I_{SC} [$\frac{mA}{cm^2}$]	V_{mp} [mV]	I_{mp} [$\frac{mA}{cm^2}$]	FF	η [%]
Mono-crystalline silicon	0	570	34	450	31	0.72	13.95
	500	552	31	420	27	0.662	11.34
	1000	547	30	420	25.9	0.663	10.87

ULTRASONIC TREATMENT

Figure 3 and 4 shows the effect of gamma-irradiation and each UST stage on the voltage-current characteristics of solar cells irradiated with 500 and 1000krad doses of gamma radiation. As can be seen from these data, the subsequent USTs restore the parameters of solar cells, which become substantially closer to the initial values.

Figure 5 shows the restore in the efficiency of solar cells degraded under gamma radiation by ultrasonic treatment. As can be seen, 10-15% improvement in efficiency was observed after UST_{1,2}. The ultrasonic treatment causes the crystalline atoms of the solar cells exposed to gamma rays that have been displaced from their initial place, Can be removed from their place and return to the previous location where the cells showed a recovery from radiation damage [15, 16].

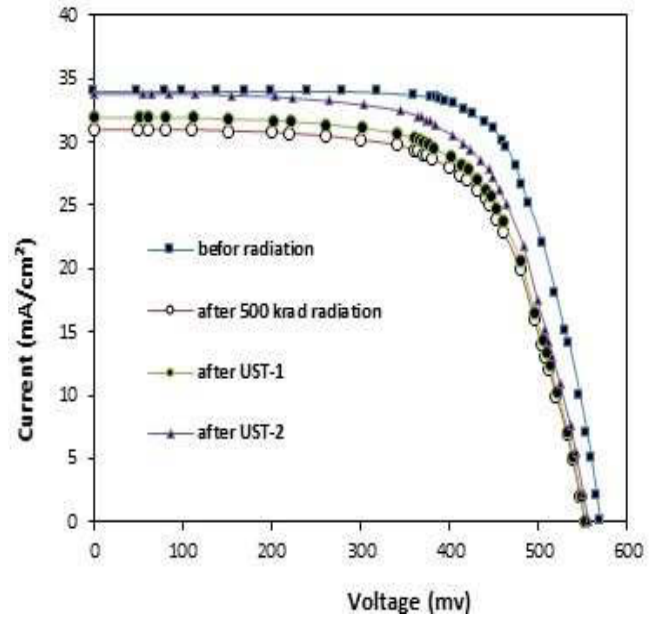


Fig. 3.

The $I-V$ characteristics of silicon solar cell before and after irradiation with 500 krad dose of gamma radiation and each stage of subsequent ultrasonic treatment.

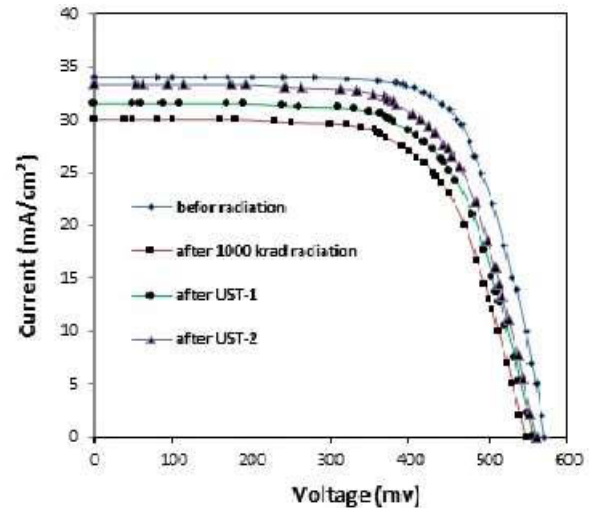


Fig. 4.

The $I-V$ characteristics of silicon solar cell before and after irradiation with 1000krad dose of gamma radiation and each stage of subsequent ultrasonic treatment.

CONCLUSIONS

Two mono-crystalline silicon solar cell samples were exposed to the different doses of gamma radiation. The effects of different doses of gamma radiation on the properties of silicon solar cells and subsequent ultrasonic treatment of solar cells degraded by gamma irradiation have been studied and the following conclusions were drawn:

- A deterioration of the electric properties of solar cells was observed when the solar

cells irradiated by gamma ray (500 and 1000krad). Except the fill factor, which in some cases showed increased or relatively steady values, gamma radiation causes a significant Reduction in the I_{sc} and η while the V_{oc} is slightly reduced. The decrease in short circuit current and other fundamental parameters is mainly related to the minority carrier life time. The life time of minority carriers is sensitive to the radiation induced defects that mostly act as recombination points, and the decrease in the minority carrier life time reduced the solar cells parameters.

- The ultrasonic results show the si solar cells that their efficiency is missed 20% compared to the initial value, can be recovery by UST.

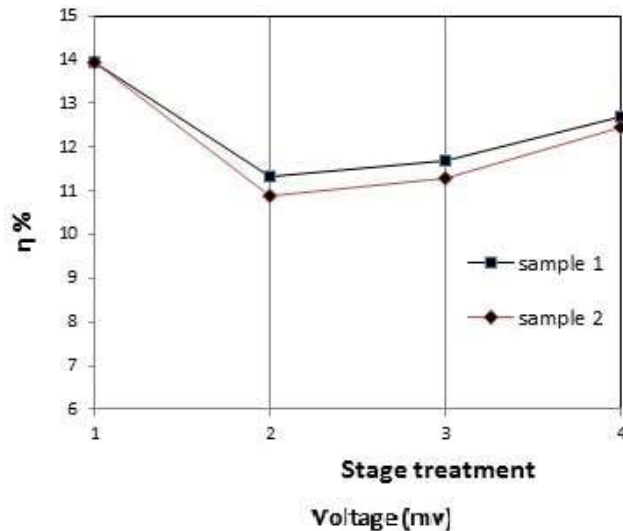


Fig. 5.

The restore in the efficiency of solar cells degraded under gamma radiation by ultrasonic treatment, sample 1 irradiated with 500 krad and sample 2 irradiated with 1000 krad dose of gamma radiation. Measurements were carried out at room temperature for a silicon solar cell in various states: (1) initial (unirradiated) state; (2) upon gamma-irradiation to a; (3, 4) after UST-1 and UST-2, respectively.

The authors acknowledge the supports given by Azad university of Parsabad Moghan Branch and Institute of Radiation Problems of Azerbaijan Academy of Sciences for technical assistance in the gamma irradiation work.

1. T.M.Razykov, C.S.Ferekides, D. Morel, E.Stefanakos, H.S.Ullal, *Solar photovoltaic*

electricity: current status and future prospects, Solar Energy, **85** (2011) 1580–1608.

2. H.M.Diab, A.Ibrahim, R.ElMallawany, *Silicon Solar Cells as a Gamma Ray Dosimeter, Measurement*, **46** (2013) 3635–3639.
3. M.Alurraldea, M.J.L.Tamasib, C.J.Brunob, *Experimental and theoretical radiation damage studies on crystalline silicon solar cells, Solar Energy Materials & Solar Cells*, **82** (2004) 531-542.
4. A.Vasic, M.Vujisic, B.Loncar, P.Osmokrovic, *Aging of solar cells under working conditions, Journal Of Optoelectronics And Advanced Materials*, **9** (2007) 1843–1846.
5. A.Vasic, M.Vujisic, K.Stankovic, B.Jovanovic, *Ambiguous Influence of Radiation Effects in Solar Cells, Proceedings of Progressin Electromagnetics Research Symposium Proceedings*, (2010) 1199–1203.
6. D.Nikolic, Koviljka Stankovic, L.Timotijevic, *Comparative Study of Gamma Radiation Effects on Solar Cells, and Phototransistors*, Article ID 843174 (2013) 1-6.
7. B.Jayashree, M.C.Radhakrishna, Anil Agrawal, Saif Ahmad Khan, and A. Meulenberg, *The Influence of High-Energy Lithium Ion Irradiation on Electrical Characteristics of Silicon and GaAs Solar Cells, IEEE Transactions On Nuclear Science*, **53** (2006) 3779-3785.
8. A.M.Saad, *Effect of cobalt 60 and 1 MeV electron irradiation on silicon photodiodes solar cells, Canadian Journal of Physics*, **80** (2002) 1591-1599.
9. S.M.Sze, *Physics of Semiconductor Devices, 2nd edition, Wiley Interscience, NewYork*, (1981).
10. K.Ali, S.A.Khan, M.Z.MatJafri, *60Co γ -irradiation Effects on Electrical Characteristics of Monocrystalline Silicon Solar Cell, International Journal of Electrochemical Science*, **8** (2013) 7831–7841.
11. M.Alurralde, M.J.L.Tamasi, C.J.Bruno, *Experimental and theoretical radiation damage studies on crystalline silicon solar cells, Solar Energy Materials & Solar Cells*, **82** (2004) 531–542.
12. M.Imaizumi, S.J.Taylor, T.Hisamatsu, S.Matsuda, O.Kawasaki, *Analysis of the spectral response of silicon solar cells, IEEE Proceedings of the 26th PVSC Proceedings*, (1997) 3–6.

13. N.A.Guseynov, Y.M.Olikh, S.G.Askarov, *Ultrasonic treatment restores the photoelectric parameters of silicon solar cells degraded under the action of ^{60}Co gamma radiation*, *Technical Physics Letters*, **33** №4 (2007) 18–21.
14. P.Sathyanarayana, H.Krishnan, G.Sanjeev, *A study on the variation of c-Si solar cell parameters under 8Me electron irradiation*, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, **120** (2014) 191-196
15. N.Horiuchi, T.Nozaiki, A.Chiba, *Improvement in electrical performance of radiation-damaged silicon solar cells by annealing*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **443** №1 (2000) 186–193.
16. J.Kuendig, M.Goetz, A.Shah, *Thin film silicon solar cells for space applications: Study of proton irradiation and thermal annealing effects on the characteristics of solar cells and individual layers*, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **79** (2003) 425–438.

ULTRASONİK DƏMLƏMƏSİ İLƏ GAMMA ŞÜALARIN TƏSİRİNDƏN DEQRADASIYAYA OLMUŞ SILICON ƏSASLI GÜNƏŞ FOTOÇEVİRİCİLƏRİNDƏ FOTOELEKTRİK PARAMETİRLƏRİNİN BƏRPASI
D.M.TOBNAGHI, R.MADATOV

AM1.5 işıqlandırma şəraitində mono-kristal silisium əsaslı günəş Fotoçeviricilərinin volt-ampere xarakteristikasının qamma şüalanmadan əvvəl və sonra tədqiq edilmişdir. Qamma şüaları ilə dıqradasiyaya olmuş mono-kristal silisium əsaslı günəş Fotoçeviricilərinin fotoelektrik parametrləri ultrasəs (UST) vasitəsi ilə bərpa ola bilər. Ultrasəs ilə mk-si parametirlərinin o cümlədən ş.i.f. (η), açıq dövrə gərginliyi (V_{oc}), qısa qapanma cərəyanı (I_{sc}), və sair nın bərpası qamma doza və radiasiya defektlərindən eləcə də UST tezliyi və vaxt ilə bağlıdır.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ОТЖИГА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ
Д.М.ТОБНАКИ, Р.МАДАТОВ

Исследованы ВАХ солнечных элементов, изготовленных на основе монокристалла кремния при AM1,5 до и после облучения гамма-квантами. Деградацию основных параметров солнечных элементов на основе монокристалла Si можно восстановить с помощью ультразвукового отжига. Степень восстановления с помощью ультразвукового отжига параметров (η) – к.п.л., (V_{oc}) – напряжения холостого хода, (I_{sc}) – тока короткого замыкания и др. зависит от дозы гамма-облучения, количества радиационных дефектов и частоты ультразвукового отжига.

Редактор: доктор н. по физике О.А.Самедов

УДК 621.315.592

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Р.Г.АБАСЗАДЕ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ-1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
Abaszade@rambler.ru*

Получена: 02.06.2014
Принята к печати: 01.07.2014

Реферат
Поглощение света в структурах параболических квантовых ям исследуется в случае внутризонных переходов между междуподзонами энергетическими уровнями. Используя теорию возмущения первого порядка, определен коэффициент поглощения в зависимости от толщины ямы, энергии фотонов и температуры.

Ключевые слова: параболические квантовые ямы, междуподзонное поглощение, коэффициент поглощения

Оптические свойства низкоразмерных систем является основным направлением физики наноструктур. В последние годы резко возрос интерес к изучению коэффициента поглощения электромагнитного излучения в структурах квантовых ям. Квантовые ямы являются слоистыми полупроводниковыми структурами, полученными таким образом, что движение электронов ограничено в пределах тонкого плоского слоя. Междуподзонные переходы наблюдаются между квантованными подзонами квантовой ямы. Быстрый прогресс был достигнут как в области физики междуподзонных переходов в структурах квантовых ям, так и применения устройств, таких как инфракрасные фотодетекторы[1]. Междуподзонные переходы в квантовых ямах являются переходами между состояниями, созданными квантовым конфайнментом в ультратонких слоях полупроводников. Их уникальные физические свойства, такие как атомоподобная плотность состояния, наряду с тем фактом, что они могут изготавливаться в рамках существующих технологий для полупроводников группы A^3B^5 , делают их привлекательным конструкционным блоком для среднеинфракрасной оптоэлектроники. Фактически, модуляторы, детекторы и лазеры могут быть получены, используя эту технологию и они становятся основными устройствами нового поколения оптоэлектроники для сенсорных и телекоммуникационных приложений. Это следует из необычных особенностей, которыми обладают

вышеуказанные переходы: большой коэффициент поглощения[2], узкая ширина линии поглощения[3], большая оптическая нелинейность[4], быстрая внутризонная релаксация [5] и пониженный эффект Оже [6]. Внутризонное оптическое поглощение в низкоразмерных структурах исследовалось в работах [7-17].

Целью настоящей работы является теоретическое исследование внутризонного поглощения в n -GaAs квантовых ямах, рассматривая параболический потенциал и исследование особенностей поглощения в квантовых ямах при произвольной фотонной частоте.

Используется простая модель параболических квантовых ям, в которой электронный газ ограничен параболическим дополнительным потенциалом вдоль z -направления, а электроны свободно движутся в $(x-y)$ плоскости. Известно, что движение электрона ограничено в каждом слое системы так, что его энергетический спектр квантуется в дискретных уровнях в z -направлении. Решая уравнение Шредингера для Гамильтониана одного электрона, для этого потенциала, заданного в виде

$$H = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m^*} + \frac{m^* \omega_0^2 z^2}{2}, \quad (1)$$

получаем следующие нормализованные собственные функции $\Psi_\alpha(r)$ и собственные значения E_α

$$\Psi_{\alpha}(r) \equiv \Psi_{n,k_x,k_y}(r) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} e^{ik_x x} e^{ik_y y} \Phi_n(z) \quad (2)$$

$$E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + (n + 1/2)\hbar\omega_0$$

$$n = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где ω_0 - характеристическая частота потенциала, m^* соответствует эффективной массе электрона, k_x и k_y , соответственно, компонента волнового вектора электрона в x и y -направлениях, $\mathbf{r}$ -вектор положения электрона, $\Phi_n(z)$ - собственные функции гармонического осциллятора, и L_x и L_y , соответственно, нормализованные длины x - и y - направлений.

Если возьмем вектор поляризации вдоль оси Oz , тогда оператор электрон-фотон взаимодействия может быть выражен как

$$H_R = -\frac{ie\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{2\pi\hbar n_0}{\epsilon \Omega V}} \frac{\partial}{\partial z}, \quad (4)$$

где n_0 - число фотонов начального состояния с частотой Ω , $\vec{e}$ -вектор поляризации и $\vec{p}$ - момент, ϵ - реальная часть диэлектрической постоянной.

Квадраты матричных элементов оператора H_R можно записать в следующем виде

$$\left| \langle n, k_x, k_y | H_R | n', k'_x, k'_y \rangle \right|^2 =$$

$$\frac{\pi m^* \omega_0}{\epsilon \Omega V} [n(n+1)\delta_{n+1, n'} + n\delta_{n-1, n'}] \delta_{k_x, k'_x} \delta_{k_y, k'_y} \quad (5)$$

где $\delta_{m, m'}$ - дельта символ Кронекера.

Коэффициент поглощения α был вычислен в первом приближении теории возмущения, аналогично [17]. Мы рассмотрим только случай невырожденного электронного газа, т.о. коэффициент поглощения может быть выражен как

$$\alpha = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon}}{c\hbar n_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{K_B T}\right) \right] \cdot$$

$$\sum_{n k_x k_y} \sum_{n' k'_x k'_y} f_0(E_{n k_x k_y}) \left| \langle n, k_x, k_y | H_R | n', k'_x, k'_y \rangle \right|^2 \cdot$$

$$\delta(E_{n k_x k_y} - E_{n' k'_x k'_y} + \hbar\Omega) \quad (6)$$

где $f_0(E_{n k_x k_y})$ - функция распределения электрона, $\delta(E_{n k_x k_y} - E_{n' k'_x k'_y} + \hbar\Omega)$ - дельта функция Дирака.

Функция распределения электрона $f_0(E_n(k_z))$ для невырожденного квазидвумерного электронного газа может быть представлена как

$$f_0(E_{n k_x k_y}) = \frac{2\pi\hbar^2 n_e \sinh(\hbar\omega_0/2K_B T)}{m^* K_B T} \cdot$$

$$\exp\left\{ -\frac{1}{K_B T} \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \right] \right\},$$

здесь через n_e обозначена электронная плотность поверхности. Для того чтобы получить гладкий спектр поглощения, мы δ функцию в (6) функцией Лоренциана с полушириной Γ , а именно,

$$\delta(E - \hbar\omega) \approx \frac{\Gamma}{\pi[(E - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2]}$$

Величина Γ приближенно равна энергетическому расстоянию между собственными состояниями.

Таким образом, зависимость поглощения электромагнитного излучения от частоты фотонов носит резонансный характер. Отметим, что резонансное поглощение имеет место только при условии слабого размытия электронных уровней температурой и рассеянием.

1. *Intersubband Transitions in Quantum Wells*, ed. by E.Rosencher, B.Vinter, B.Levine, New York, (1992) 299.
2. L.C.West and S.J.Eglash, *First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well*, *Appl. Phys. Lett.*, **46** (1985) 1156–1158.
3. A.Harwit and J.S.Harris, *Observation of Stark shifts in quantum well intersubband transition*, *J. Appl. Phys. Lett.*, **50** (1987) 685–687.
4. S.Y.Yuen, *Phase matching in frequency mixing with internally generated waves*, *Appl. Phys. Lett.*, **43** (1987) 813–815.
5. A.Seilmeier, H.J.Hubner, G.Abstreiter, G.Weiman, W.Schlapp, *Intersubband relaxation in GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum well structures observed directly by an infrared bleaching technique*, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 1345–1348.
6. Perng-Fei Yuh, K.L.Wang, *Intersubband auger recombination in a superlattice*, *Phys. Rev.*, **B37** (1988) 1328–1333.
7. E.R.Brown, S.J.Eglash, *Calculation of intersubband absorption strength in ellipsoidal-valley quantum wells*, *Phys. Rev.*, **B41** (1990) 7559–7564.

8. Chan-Lon Yang, Des-Son Pan, Robert So-moano, *Advantages of an indirect semiconductor quantum well system for infrared detection*, *J. Appl. Phys.*, **65** (1989) 3253–3258.
9. Л.Е.Голуб, Е.Л.Ивченко, Р.Я.Расулов, *Меж-подзонное поглощение света в квантовой яме полупроводника со сложной зонной структурой*, *ФТП*, **29** (1995) 1093–1100.
10. G.B.Ibragimov, *Theory of the free-carrier absorption in quantum wires with boundary roughness scattering*, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **6** (2003) 9–13.
11. Н.Г.Галкин, В.А.Маргулис, А.В.Шорохов, *Внутризонное поглощение электромагнитного излучения квантовыми наноструктурами с параболическим потенциалом кон-файнмента*, *ФТТ*, **43** (2001) 511–519.
12. В.А.Маргулис, *Гибридно-фононный резо-нанс в квазидвумерной наноструктуре*, *ЖЭТФ*, **111** (1997) 1092–1106.
13. E.Kasapoglu, H.Sari, I.Sokmen, *Intersubband optical absorption in a quantum well under a tilted magnetic field*, *Superlat. and Microstruct.*, **29** (2001) 25–32.
14. Э.П.Синявский, С.М.Соковнич, *Внутри-зонное поглощение света в квазидвумерных системах во внешних электрическом и маг-нитном полях*, *ФТП*, **33** (1999) 828–831.
15. А.Г.Петров, А.Я.Шук, *Междуровневые оп-тические переходы в квантовых ямах*, *ФТП*, **27** (1993) 1047–1057.
16. G.B.Ibragimov, *Free-carrier magneto-absorp-tion in quantum well structures*, *Ukr. J. Phys.*, **48** (2003) 527–532.
17. G.B.Ibragimov, *Intersubband optical absorp-tion in parabolic quantum wires under a tilted magnetic fields*, *Phys. Stat. sol.*, (b) **241** (2004) 1923–1927.

PARABOLİK KVANT ÇUXURUNDA ELEKTROMAQNİT ŞÜALANMASININ UDULMASI

R.Q.ABASZADƏ

Parabolik kvant çuxurlu strukturlarda zonadaxili altzonalararası energetik səviyyələrdə keçidlər tədqiq edilmişdir. Birinci tərtib həyəcanlanma nəzəriyyəsiindən istifadə edərək udulma əmsalının kvant çuxurun enindən, fotonların enerjisiindən və temperaturdan asılılığı öyrənilmişdir

THE ABSORPTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION IN A PARABOLIC QUANTUM WELL

R. G. ABASZADE

The light absorption in parabolic quantum wells structures has been investigated in the case of intraband transitions between intersubband energy levels. Using the first-order perturbation theory the absorption coefficient has been found depending to well thickness, energy photons and temperature.

Редактор: акад. М.И.Алиев

HD21389 VƏ HD187982 ULDUZLARI ATMOSFERİNİN TƏDQIQI

Ə.Ş.BALOĞLANOV, Y.M.MƏHƏRRƏMOV

*AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
AZ5626, Şamaxı r., Y.Məmmədəliyev qəs.
y_meherrremov@rambler.ru*

Daxil olub: 02.06.2014
Çapa verilib: 01.07.2014

Açar sözlər: ifratnəhəng, H_α xəttinin profili, spektral parametrlər.

REFERAT

Bu işdə HD21389 və HD187982 ifratnəhəng ulduzlarının 2005-2006 və 2013–cü illərdə alınmış spektrlərində H_α , H_β və HeI xətləri profillərinin incə quruluşu və spektral parametrləri zamandan asılı olaraq tədqiq olunmuşdur. Aşkar olmuşdur ki, hidrogen xətləri profillərinin strukturu və spektral parametrləri zamandan asılı olaraq dəyişir.

GİRİŞ

HD21389 ulduzu (A0Ia; $m_v=4^m.53$; $T_{\text{eff}}=10500\text{K}$; $\vartheta_{\text{sin}}=53\text{km/s}$) P Cyg tipli ifratnəhəng ulduzdur [1-3]. Bu ulduz Cam OB1 assosiasiyasına aiddir və $\log g=1.70$, $M_*/M_\odot=19.3$, $R_*/R_\odot=97$, $\log(L_*/L_\odot)=4.87$ -dir [1,3-5]. Lakin bu ulduzun fiziki parametrlərinin tədqiqi ilə məşğul olan tədqiqatçılar onun temperaturu, kütləsi, radiusu üçün fərqli nəticələr də almışlar. Belə ki, tədqiq olunan ulduzun temperaturu üçün $T_{\text{eff}}=11000\text{K}$, $T_{\text{eff}}=9730\text{K}$ və $T_{\text{eff}}=10100\text{K}$, kütləsi üçün $M_*/M_\odot=14$, $M_*/M_\odot=16$, radiusu üçün $R_*/R_\odot=104.2$, $R_*/R_\odot=99$ nəticələri də alınmışdır [3,5-7]. Bundan əlavə, tədqiqatçılar tərəfindən HD21389 ulduzu spektrlərində H_α , H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ , HeI ($\lambda 4471\text{\AA}$, $\lambda 4921\text{\AA}$, $\lambda 6678\text{\AA}$), SiII ($\lambda 3853.6\text{\AA}$, $\lambda 3856\text{\AA}$, $\lambda 3862.5\text{\AA}$), NaI (D1 və D2), MgII ($\lambda 4481\text{\AA}$), DIB ($\lambda 5780\text{\AA}$, $\lambda 5797\text{\AA}$, $\lambda 5850\text{\AA}$, $\lambda 6614\text{\AA}$), OI ($\lambda 7774\text{\AA}$, $\lambda 6156\text{\AA}$, $\lambda 6157\text{\AA}$, $\lambda 6158\text{\AA}$), CII ($\lambda 4267\text{\AA}$), FeII ($\lambda 4923.9\text{\AA}$, $\lambda 6147.7\text{\AA}$, $\lambda 6149.3\text{\AA}$) xətləri tədqiq olunmuşdur [4,8-14]. Müəyyən edilmişdir ki, HD21389 ulduzu spektrlərində H_α xətti dəyişkən quruluşa malik olmaqla düz P Cyg profil, bənövşəyi qanadında zəif şüalanma komponenti olan invers P Cyg profil, tam udulma profili, tam şüalanma profili və hər iki qanadında zəif şüalanma komponenti olan mərkəzi udulma profili formalarında müşahidə olunur. Maraqlı hallardan biri odur ki, bu ulduzun spektrlərində müşahidə olunan DIB $\lambda 5797\text{\AA}$ (Ulduzlararası xətlər qrupu) xəttinin iki müxtəlif vaxtda alınmış profillərində struktur dəyişkənlikləri aşkar olunmuşdur [15]. Belə ki, bənövşəyi qanadda baş verən güclü dəyişkənlik həmin

xəttin ekvivalent eninin 2 dəfədən çox artması ilə nəticələnmişdir. Birinci halda $W_\lambda(\lambda 5797)\text{\AA}=74\pm 4\text{m\AA}$ olduğu halda, ikinci halda $W_\lambda(\lambda 5797\text{\AA})=156\pm 7\text{m\AA}$ alınmışdır [15].

Aşkar edilmişdir ki, bəzən HD21389 ifratnəhəng ulduzu spektrlərində H_α xəttinin intensivliyi çox zəifləyir və güclənir, nəticədə $W_\lambda(H_\alpha)=90\text{m\AA}$ və $W_\lambda(H_\alpha)=450\text{m\AA}$ olur [6, 16]. Tədqiqatçılar qeyd etmişlər ki, H_α xəttinin dərinliyi və bu xətdə şüa sürəti güclü dəyişkənlik göstərir.

[9-14,17-18]-də qeyd olunmuşdur ki, H_α xəttinin bir gecədəki iki profilində güclü dəyişkənlik baş vermiş və nəticədə şüa sürəti -54.8km/s -dən -46.1km/s -ədək dəyişmişdir. Eyni zamanda müəlliflər H_β xəttinin profillərinin güclü dəyişkən struktura malik olmasını, hətta bu xəttin profilində zəif şüalanma komponentinin olmasını aşkar etmişlər. Ölçmələr zamanı H_β xəttinin dərinliyi və yarım eni də nəzərəcarpacaq dəyişkənlik göstərmişdir.

Tədqiqatçılar tərəfindən HD21389 ifratnəhəng ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_α , H_β , HeI və SiII xətləri tədqiq olunmuş, kinematik xüsusiyyətlər təqdim olunmaqla optik dərinliyə görə şüa sürəti ölçmələri aparılmışdır [9,19]. Bundan əlavə qeyd olunan işlərdə göstərilmişdir ki, HD21389 ifratnəhəng ulduzu pulsasiya edir.

HD187982 ulduzu (A1Iab; $m_v=5^m.58$; $T_{\text{eff}}=9300\pm 250\text{K}$; $\vartheta_{\text{sin}}=15\pm 6\text{km/s}$) olan PCyg tipli ifratnəhəng ulduzdur. Bu ulduz Vul OB4 assosiasiyasına aiddir və $\log g=1.60\pm 0.15$, $M_*/M_\odot=15$, $R_*/R_\odot=78$ -dir [3, 20-21].

HD187982 ulduzu spektral tədqiqatlar baxımından nisbətən az tədqiq olunmuşdur. Bəzi müəlliflərin işlərində bu ulduzun spektrlərində müşahidə olunan H_{α} , H_{γ} , $MgII$ ($\lambda 4481\text{\AA}$), DIB ($\lambda 5780\text{\AA}$) xətləri nəzərdən keçirilmişdir [3,8,22-23]. Həmin məqalədə təqdim olunmuş şəkillərdən görünür ki, ulduzun atmosferində yaranan H_{α} xətti ümumi udulma formasındadır. Aşkar olmuşdur ki, ümumi udulma komponentinin daxilində olmaqla H_{α} xəttinin profilinin qırmızı qanadında zəif şüalanma komponenti yaranır və itir. Lakin bu hadisənin baş vermə səbəbi hələ də tam izahını tapmamışdır.

Beləliklə, digər tədqiqatçıların işlərindən göründüyü kimi HD21389 və HD187982 ulduzları atmosferlərinin tədqiqi ilə bağlı bir çox elmi işlər görülməsinə baxmayaraq yenə də onların atmosferlərinin ölçüsü və orada gedən fiziki və kimyəvi proseslər tam öyrənilməmişdir. Bundan əlavə hər iki ulduzun spektrlərində müşahidə olunan H_{α} xəttinin profilinin qırmızı və bənövşəyi qanadlarında zəif şüalanma komponentlərinin yaranması və itməsi və həmin halların təkrarlanması bu ulduzların atmosferlərinin öyrənilməsinə marağı artırmışdır.

Bu işdə yeni müşahidə materialları əsasında HD21389 və HD187982 ifratnəhəng ulduzları spektrlərində H_{α} , H_{β} və HeI xətləri profillərinin strukturu nəzərdən keçirilmiş və bu xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətlərinin dəyişmələri tədqiq edilmişdir.

MÜŞAHİDƏLƏR VƏ MÜZAKİRƏ

1998-2000-ci illərdə AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunun kude fokusunda müasir eşelle spektrometri vasitəsilə HD21389 ulduzunun spektral müşahidələri aparılaraq yüksək keyfiyyətli CCD spektrləri alınmış və tədqiq edilmişdir. Həmin işin davamı olaraq ŞAR-ın 2 metrlik teleskopunun kasseqren fokusunda 2005-2006-cı illərdə HD21389 ulduzunun və 2013-cü ildə isə HD187982 ulduzunun spektral müşahidələri aparılmışdır. Qeyd olunan CCD spektrometri cihazı spektrlərin yüksək dispersiya ilə alınmasına imkan verir [24]. Alınmış spektrlər DECH-20 və DECH-20T paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir [25]. Ölçmələrin xətası şüa sürəti üçün $\pm 2\text{km/san}$, ekvivalent en üçün isə 5-7%-dən çox deyil. Ayırdetmə $R=15000$, $S/N=150\div 200$ ətrafında olmuşdur.

HD21389: İşdə bu ulduzun müasir eşelle spektrometri ilə 2005-2006-cı illərdə alınmış spektrləri tədqiq olunmuşdur. Bu ifratnəhəng ulduz A0Ia

spektral sinfinə mənsub olub qeyri-stasionar atmosferə və geniş örtüyə malikdir. A spektral sinfinə malik əksər ifratnəhənglərdə H_{α} xəttinin profili P Cyg tiplidir. H_{α} xəttinin öyrənilməsi böyük əhəmiyyət kəsb edir ona görə ki, həmin xətt ulduzun bütün atmosferi boyunca yarandığından baş verən fiziki proseslər orada hiss olunur və ən çox informasiya daşıyıcısı rolunu oynayır. Alınmış spektrlərdə ulduzun atmosferində müşahidə olunan H_{α} ($\lambda 6562.816\text{\AA}$) və H_{β} ($\lambda 4861.337\text{\AA}$) xətlərində intensiv dəyişkənliklər baş verməsi təsdiq olunmuşdur. Ona görə də bu işdə H_{α} , H_{β} və HeI xətləri profillərinin quruluşu, həmin xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətlərinin dəyişməsi və onların müzakirəsi təqdim olunur.

HD21389 ulduzu atmosferinin spektral tədqiqatlarından müəyyən edilmişdir ki, onun atmosfer xətlərinin, xüsusən də H_{α} xəttinin profilində zamana görə güclü struktur dəyişkənlikləri baş verir. Şəkil 1 –dən görünür ki, HD21389 ulduzunun 20.09.2005–ci il tarixli spektrində H_{α} xəttinin profili tam udulma komponenti formasındadır. Göründüyü kimi həmin tarixdə H_{α} xəttinin qırmızı qanadında zəif udulma komponenti yaranmışdır. Lakin ardıcıl müşahidə aparılmadığından həmin zəif udulma komponenti ilə bağlı sonrakı baş vermiş proseslər izləyə bilməmişdir. Həmin tarixdə H_{β} xəttinin profili tam udulma komponentindən ibarət olmuşdur. Cədvəl 1-dən göründüyü kimi 20.09.2005–ci il tarixdə H_{α} və H_{β} xətlərində şüa sürəti uyğun olaraq 29km/s və 14km/s olmuşdur.

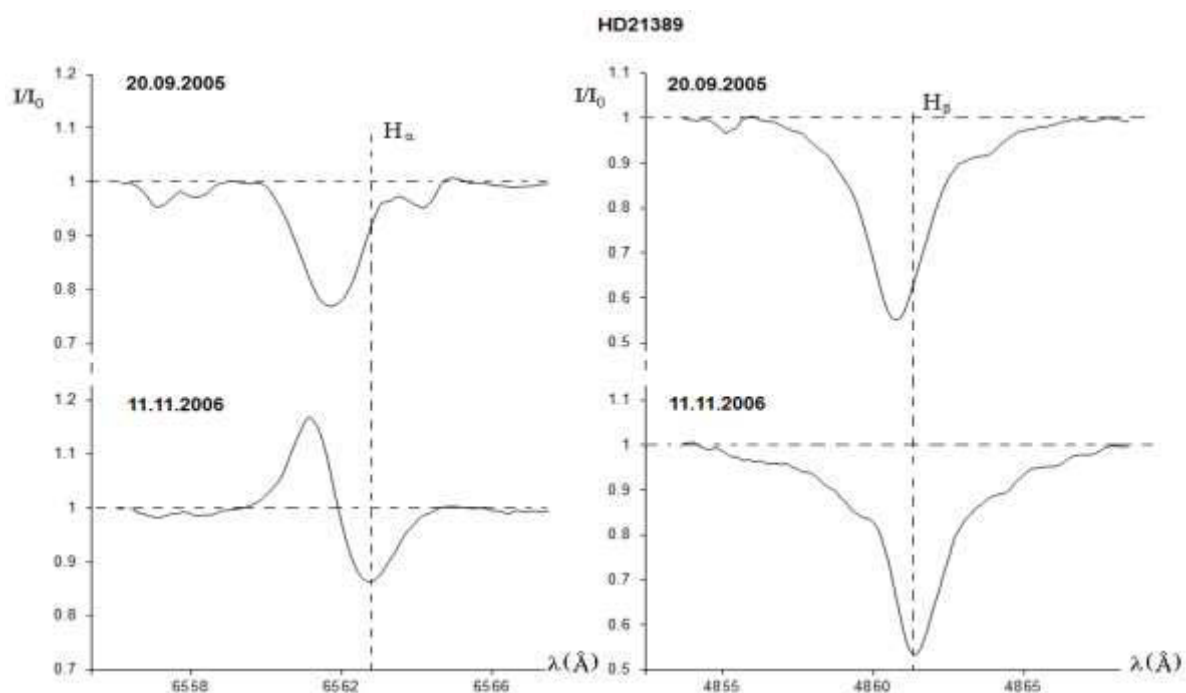
Növbəti 11.11.2006–cı il tarixli spektrdə isə H_{α} xəttinin profili invers P Cyg formada müşahidə olunmuşdur (Şəkil 1). Cədvəl.1–dən aşkardır ki, bu zaman H_{α} xəttinin udulma və şüalanma komponentlərində şüa sürəti uyğun olaraq 4km/s və -69km/s olmuşdur. İnvers PCyg profillərinin yaranması haqqında əsas fərziyyələrdən biri belədir ki, ulduzdan maddə atılması zamanı onun hamısı ulduzlararası mühitə yayılır və atılmış maddənin bir hissəsi soyuyaraq yenidən ulduzun səthinə tökülür. Beləliklə, müşahidəçidən radial olaraq əks tərəfə yönəlməklə ulduzun səthinə tökülən maddə axınının sürəti və kütləsi çox böyük olarsa, bu zaman atmosferdə hidrogen xəttinin formalaşdığı effektiv qatlarda maddənin sıxlığı kəskin artar. Bu isə Doppler effektinə görə ulduz atmosferində yaranan H_{α} xəttinin udulma komponentinə təsir edər və nəticədə H_{α} xəttinin şüalanma komponenti bənövşəyi, udulma komponenti isə qırmızı tərəfdə müşahidə olunur.

Cədvəl 1.

 H_{α} , H_{β} və HeI xətlərində şüa sürətləri və spektral parametrlər.

HD21389																
Spektrlərin alınma tarixləri	H_{α}								H_{β}				HeI $\lambda 5875.72 \text{ \AA}$			
	udulma				şüalanma				udulma				udulma			
	V_r km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	r_v	W_{λ} $\text{\AA}$	V_r km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	r_v	W_{λ} $\text{\AA}$	V_r km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	r_v	W_{λ} $\text{\AA}$	V_r km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	r_v	W_{λ} $\text{\AA}$
20.09.2005	-29	1.73	0.77	0.48	—	—	—	—	-14	2.37	0.55	1.39	-8	1.40	0.80	0.32
11.11.2006	+4	1.34	0.86	0.19	-69	1.08	1.17	0.19	+10	2.17	0.53	1.68	-8	1.53	0.81	0.31

HD187982																
Spektrlərin alınma tarixləri	H_{α}								H_{β}				HeI $\lambda 5875.72 \text{ \AA}$			
	udulma				şüalanma				udulma				udulma			
	V_r km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	r_v	W_{λ} $\text{\AA}$	V_r km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	r_v	W_{λ} $\text{\AA}$	V_r km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	r_v	W_{λ} $\text{\AA}$	V_r km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	r_v	W_{λ} $\text{\AA}$
01.09.2013	-29	2.53	0.72	0.89	+79	0.58	1.04	0.02	-33	3.12	0.47	2.46	-1	1.31	0.86	0.22
06.09.2013	-13	2.61	0.76	0.77	+80	0.72	1.04	0.03	-33	3.15	0.48	2.26	-5	1.46	0.89	0.19
02.10.2013	-18	2.87	0.69	1.29	—	—	—	—	-18	3.00	0.43	2.40	-2	1.34	0.89	0.17
03.10.2013	-17	2.62	0.68	1.33	—	—	—	—	-19	3.18	0.45	2.42	-2	1.38	0.88	0.19



Şəkil 1.

 HD21389 ulduzu spektrlərində H_{α} və H_{β} xətlərinin profilləri.

Şəkil 1 və Cədvəl. 1 -dən aşkar olur ki, invers PCyg profil halında H_{β} xəttinin profili struktur cəhətdən qismən dəyişmişdir, lakin eyni zamanda o

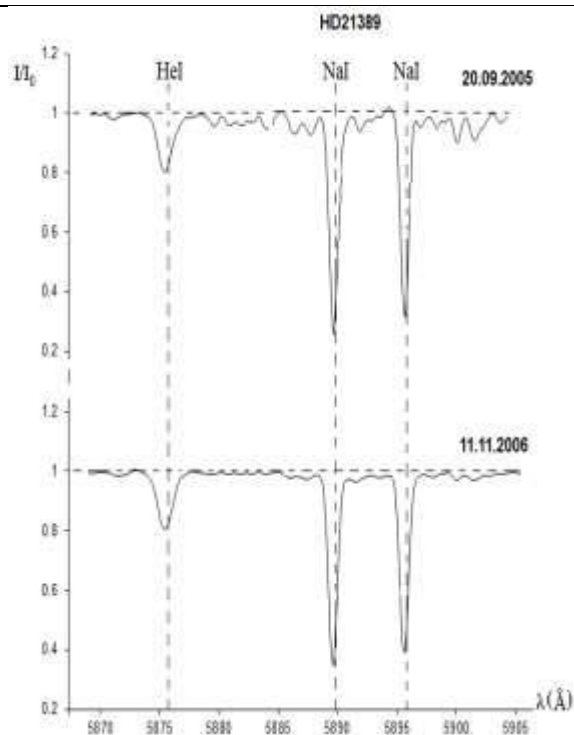
böyük sürətlə qırmızı tərəfə sürüşmüş və şüa sürəti 10km/s olmuşdur. Maraqlıdır ki, HD21389 ulduzu spektrində H_{α} xətti invers P Cyg formasında mü-

şahidə olunarkən HeI ($\lambda 5875.72\text{\AA}$) xəttində ümumiyyətlə heç bir dəyişkənlik baş verməmiş, hətta şüa sürəti də əvvəlki kimi -8 km/s olmuşdur (Şəkil 2, Cədvəl 1). Bu onu göstərir ki, invers P Cyg halında müşahidəçidən əks tərəfə yönəlmiş güclü maddə axını H_β xəttinin yarandığı effektiv qatlaradək davam etmiş, lakin HeI xəttinin formalaşdığı daha dərin effektiv qatlaradək çatmamışdır. Bundan əlavə Cədvəl 1–dən görünür ki, inversiya hadisəsi zamanı H_α xəttinin yarmeni, ekvivalent eni azalır, qalıq intensivliyi isə artır. Bu zaman H_β xəttinin də yarmeni azalmış, qalıq intensivliyi çox az dəyişmiş, ekvivalent eni isə əksinə, artmışdır. HeI xəttində isə qalıq intensivliyi və ekvivalent eni dəyişməmiş, yarmeni isə artmışdır. Lakin müşahidə materialı çox az olduğundan qeyd olunan dəyişmələrdə hər hansı qanunauyğunluğun aşkar edilməsi mümkün deyildir.

HD187982: İşdə 2013-cü ildə bu ulduzun müasir eşelle spektrometri ilə Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında ilk dəfə olaraq alınmış spektrləri tədqiq olunmuşdur. Bu ifratnəhəng ulduz A1 Iab spektral sinfinə mənsub olmaqla qeyri-stasionar atmosferə və geniş örtüyə malikdir. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi H_α xəttinin profili P Cyg tiplidir və alınmış spektrlərdə H_α və H_β xətlərinin dəyişkən profilləri təqdim olunur, eyni zamanda həmin xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətlərinin dəyişkənliyi tədqiq olunmuşdur. Bu zaman HeI xəttində dəyişkənliklərin baş verib verməməsi nəzərdən keçirilmişdir.

Şəkil 3–də HD187982 ulduzunun 01.09.2013 və 06.09.2013–cü il tarixli spektrlərində H_α xəttinin profillərindən görünür ki, o, bənövşəyi tərəfdə güclü intensivlikli ümumi udulma komponentindən və qırmızı tərəfdə isə zəif şüalanma komponentindən ibarətdir. Lakin maraqlı hal odur ki, bu profilə zəif şüalanma komponentindən qırmızı tərəfdə yenə də udulma komponenti yaranmışdır. Lakin 02.10.2013 və 03.10.2013–cü il tarixli spektrlərdə isə H_α xəttinin profili yalnız ümumi udulma komponenti formasında müşahidə olunmuşdur.

Buna baxmayaraq ümumi udulma komponentinin qırmızı qanadında yenə də (kəsilməz səviyyəsini keçməyən) zəif şüalanma komponenti və bundan da qırmızı tərəfdə yenidən udulma komponentinin yaranmış olduğu nəzərə çarpır. Şəkil 3–dən və Şəkil 4–dən göründüyü kimi bütün hallarda H_β və HeI xətlərinin profillərində struktur dəyişmələri müşahidə edilmir. Cədvəl 1–də HD187982 ulduzu üçün H_α , H_β və HeI xətlərində şüa sürətinin (V_r) qiymətlərinə nəzər salsaq məlum olur ki, H_α xəttində



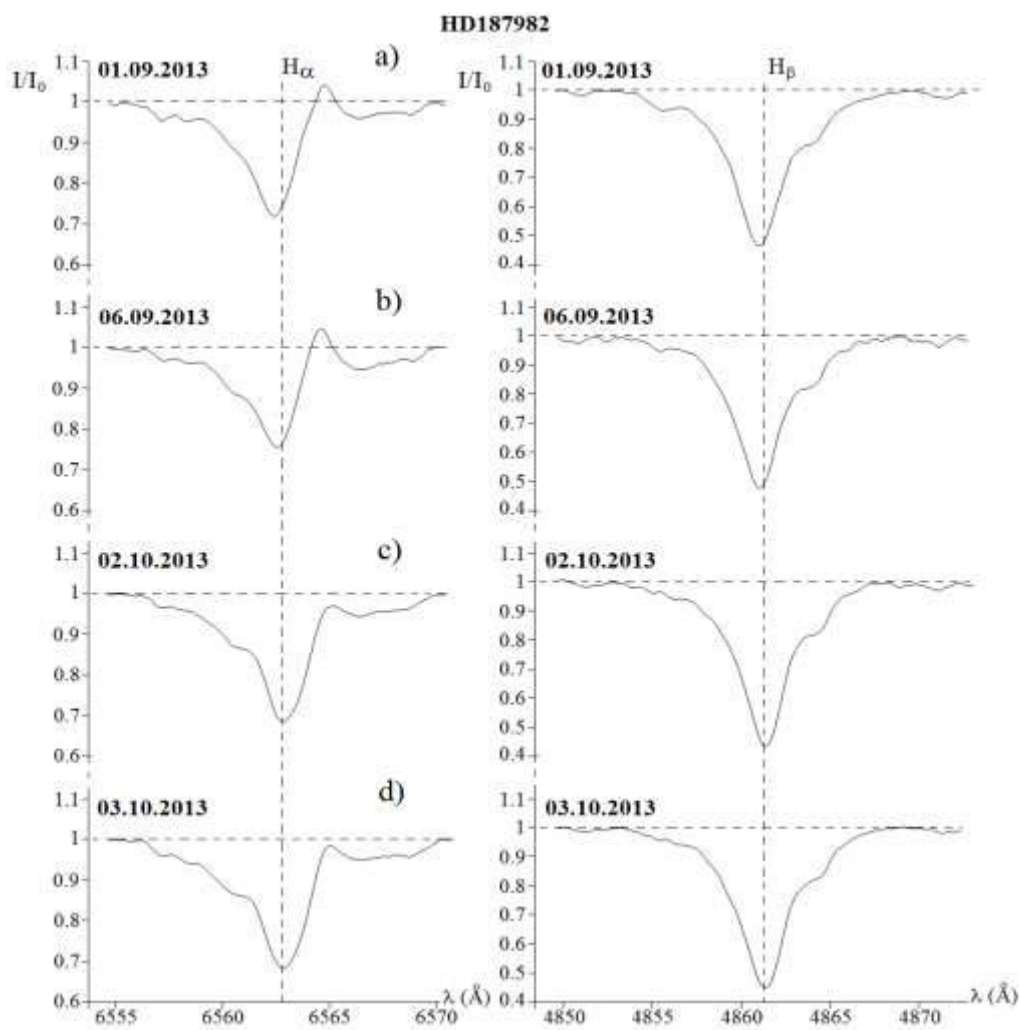
Şəkil.2

HD21389 ulduzu spektrlərində HeI ($\lambda 5875.72\text{\AA}$) və Na (D1 və D2) xətlərinin profilləri.

V_r -in qiyməti dəyişir, lakin bu dəyişmədə diqqəti cəlbədən uyğunluq yoxdur. HeI xəttində isə şüa sürəti çox az dəyişir. Lakin H_β xəttində şüa sürətinin dəyişməsi H_α xəttinin profilinin forması ilə çox maraqlı uyğunluq əmələ gətirir. Belə ki, yuxarıda qeyd olunduğu kimi HD187982 ulduzu spektrlərində H_α xəttinin profili aşağıdakı iki müxtəlif formada müşahidə olunmuşdur:

- Mərkəzdə kəsilməz spektrin səviyyəsini keçən zəif şüalanma komponenti olmaqla bənövşəyi tərəfdə güclü, qırmızı tərəfdə isə zəif intensivlikli udulma komponentləri olan profil (Şəkil.3a, b),
- Ümumi udulma profili-mərkəzdə kəsilməz səviyyəsini keçməyən zəif şüalanma komponenti olmaqla bənövşəyi tərəfdə güclü, qırmızı tərəfdə isə zəif intensivlikli udulma komponentləri olan profil (Şəkil.3 c,d).

HD187982 ulduzu üçün H_β xəttində şüa sürətinin qiymətləri uyğun olaraq $V_r = -33; -33; -18$ və -19 km/s -dir. Göründüyü kimi H_α profilinin forması a) halından b) halına keçdikdə H_β xətti qırmızı tərəfə sürüşür və nəticədə şüa sürətinin qiyməti güclü dəyişkənlik göstərir, lakin H_β xəttinin spektral parametrlərində hər hansı güclü və ya uyğunluq əmələ gətirən dəyişmələr yoxdur. Bundan əlavə a) halından b) halına keçərkən H_α xəttinin



Şəkil.3

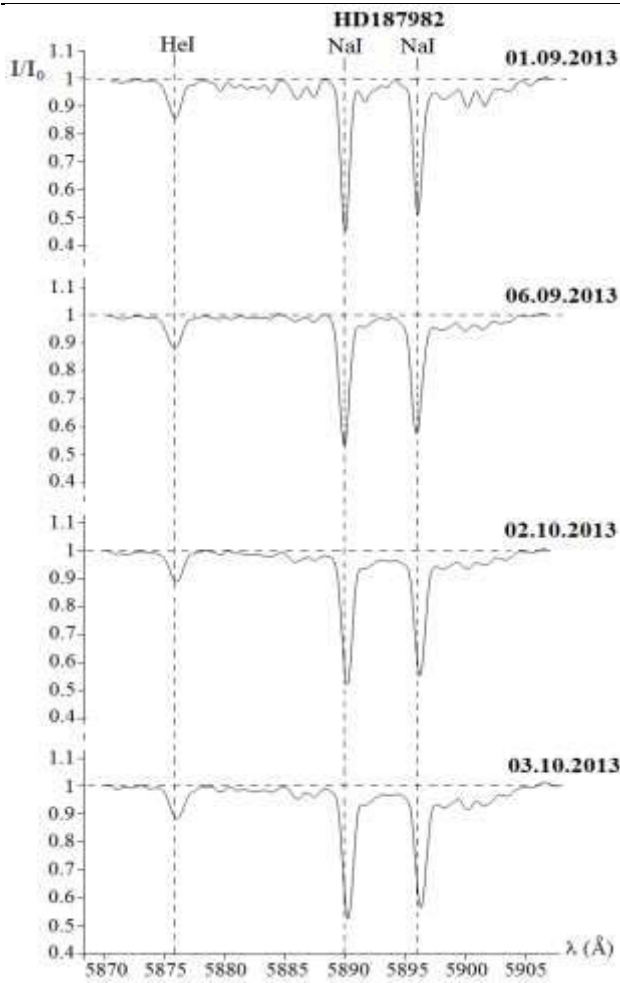
HD187982 ulduzu spektrlərində H_{α} və H_{β} xətlərinin profilləri.

ekvivalent eni artır, lakin yarımen və qalıq intensivliyində nəzərəcərpacaq dəyişkənlik baş vermir. Bu zaman HeI xəttində şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətlərində də maraqlı və güclü dəyişmələr olmamışdır. Yuxarıda qeyd edilmiş müşahidə faktlarını və ölçmələri ümumiləşdirməklə aşağıdakı yekun fikirləri bildirmək olar.

Məlumdur ki, H_{α} xətti digər xətlərə nəzərən ulduz atmosferinin daha çox yuxarı qatlarını əhatə edir [26]. Qeyd edək ki, ifratnəhəng ulduzlarda atmosferin yuxarı qatları fotosferin daxili qatlarına nisbətən daha çox həyəcanlanmaya məruz qaldığından ulduzun şüalanma selinin və eləcə də maddə axınının (ulduz küləyinin) dəyişməsi atmosferin yuxarı qatlarında və örtükdə müvafiq dəyişmələr yaradır. Nəticədə H_{α} xəttinin udulma və şüalanma komponentləri dəyişərək müxtəlif formalı profillərlə müşahidə olunur. Yəni, HD21389 və HD187982 ulduzları spektrlərində H_{α} xəttinin

profillərindəki sürətli dəyişkənliklər bu ulduzun atmosferinin yuxarı qatlarında güclü maddə atılmalarının və örtüyün həyəcanlanmasının nəticəsi ola bilər.

Digər tərəfdən məlumdur ki, ulduz küləyinin yaranması və dəyişməsi həm də ifratnəhəng ulduzlarda baş verən pulsasiya hadisəsi ilə əlaqədardır [27]. Lakin bu hadisə dövrü xarakterlidir və ona görə də əgər tədqiq edilən ulduzlarda H_{α} xəttində baş verən dəyişkənliklər pulsasiya ilə bağlıdırsa, onda bu dəyişmə periodik olmalıdır. Bunu aşkar etmək məqsədilə bu ulduzların müntəzəm spektral və fotometrik müşahidələrinin aparılması nəzərdə tutulur.



Şəkil.4.

HD187982 ulduzu spektrlərində HeI ($\lambda 5875.72\text{\AA}$) və Na (D1 və D2) xətlərinin profiləri.

1. V.Straižys, V.Laugalys, *Young stars in the camelopardalis dust and molecular clouds. I. The Cam OB1 association*, *Baltic Astronomy*, **16** (2007) 167-182.
2. Y. Takeda and Masahide Takada-Hidai, *Oxygen abundances in late – B through F supergiants*, *Japan Astronomical Society*, **50** (1998) 629-638.
3. E.Verdugo, A.Talavera and A.I.Gomez de Castro, *Understanding A-type supergiants. II. Atmospheric parameters and rotational velocities of Galactic A-type supergiants*, *Astronomy & Astrophysics*, **346** (1999) 819-830.
4. Y. Takeda and Masahide Takada-Hidai, *Helium and Carbon abundances in late – B and early – A supergiants*, *Japan Astronomical Society*, **52** (2000) 113-125.
5. C. de Jager, H. Nieuwenhuijzen and K.A. van der Hucht, *Mass loss rates in the Hertzsprung–Russel diagram*, *Astronomy & Astrophysics, Supplement Series*, **72** (1988) 259-289.
6. A.Talavera, A.I.Gomez de Castro, *The UV high resolution spectrum of A-type supergiants*, *Astronomy and Astrophysics*, **181** (1987) 300-314.
7. L.Achmad, H.J.G.L.M.Lamers, L.Pasquini, *Radiation driven wind models for A, F and G supergiants*, *Astronomy & Astrophysics*, **320** (1997) 196-208.
8. E.Verdugo, A.Talavera, A.I.Gomez de Castro, *Understanding A-type supergiants. I. Ultraviolet and visible spectral atlas of A-type supergiants*, *Astronomy & Astrophysics*, **137** (1999) 351-362.
9. S.K.Zeinalov, A.Kh.Rzaev, *Nonstationary atmospheres of supergiants. I. Systematic movement of matter in the atmospheres of stars HD21291 and HD21389*, *Astrophysics and Space Science*, **172** (1990) 211-216.
10. S.K.Zeinalov, A.Kh.Rzaev, *Nonstationary atmospheres of supergiants. II. The H_{α} profile variations in the spectra of HD21291 and HD21389*, *Astrophysics and Space Science*, **172** (1990) 217-224.
11. С.К.Зейналов, *О возможной периодичности и изменении профиля линии H_{α} в спектрах звезд HD21291 B9Ia и HD21389 A0Ia*, *ŞAR Sirkulyarı*, № 106 (2003) 22-27.
12. С.К.Зейналов, *Нестационарные явления в атмосфере сверхгигантов О, В, А, F.*, *Докторская диссертация*, (1997).
13. Е.Б.Зверева, С.К.Зейналов, Е.Л.Ченцов, *О систематических движениях вещества в атмосферах белых сверхгигантов HD21291 и HD21389*, *ИЗВ. САО АН СССР*, **18** (1984) 29-36.
14. А.Х.Рзаев, С.К.Зейналов, Е.Л.Ченцов, *О систематических движениях в атмосферах звезд HD21291 и HD21389*, *Кинематика и физика небесных тел*, **5** №1 (1989) 75-81.
15. G.A.Galazutdinov, G.Manico, V.Pirronello, J.Krelowski, *Correlations between diffuse interstellar bands and atomic lines*, *Mon. Not. R. Astronomical Society*, **355** (2004) 169-177.
16. Wm.Bruce Weaver, Ana V.Torres-Dodgen, *Neural network classification of the near – infrared spectra of A – type stars*, *Astrophysical Journal*, **446** (1995) 300-317.
17. L.Denizman and M.Hack, *Spectra and radial velocities of white supergiants*, *Astronomy & Astrophysics*, **75** (1988) 79-92.
18. R.O.Gray, R.F.Garisson, *The early A type stars: Refined MK classification, confrontation with*

- stromgren photometry, and the effects of rotation, Astrophysical Journal, Supplement Series, 65* (1987) 581-602.
19. G.Burki, *The semi-period-luminosity-colour relation for supergiant stars, Astronomy and Astrophysics, 65* (1978) 357-362.
 20. Christopher J.Evans, Ian D.Howarth, *Characteristics and classification of A-type supergiants in the small Magellanic cloud, Mon. Not. R. Astronomical Society, 345* (2003) 1223-1235.
 21. N.Przybilla, M.Firnstein, M.F.Nieva, G.Meynet, A.Maeder, *Mixing of CNO-cycled matter in massive stars, Astronomy and Astrophysics, 517* (2010) 1-6.
 22. Helmut A.Abt, Nidia I.Morrell, *The relation between rotational velocities and spectral peculiarities among A-type stars, Astrophysical Journal, Supplement Series, 99* (1995) 135-172.
 23. R.L.Snell, P.A.Vanden Bout, *High-resolution profiles of the 5780 Å interstellar diffuse band, Astrophysical Journal, 244* (1981) 844-847.
 24. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, *Эшелле-спектрометр фокуса кассегрена 2-х метрового телескопа ШАО НАН Азербайджана, ŞAR Sirkulyarı, №109* (2005) 21-29.
 25. А.Г.Галазутдинов, *Система обработки Эшелле-спектров DECH20, Препринт САО, № 92* (1992).
 26. К.Де Ягер, *Звезды наибольшей светимости, Москва, Мир, (1984) 493.*
 27. Дж.П.Кокс, *Теория звездных пульсаций, Москва, МИР, (1983) 326.*

INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERE HD21389 AND HD187982 STARS

A.Sh.BALOQLANOV, Y.M.MAHARRAMOV

On the basis of spectrograms HD21389 and HD187982 supergiant stars obtained in the period 2005-2006 and 2013 the spectral parameters and thin structure of the profiles of H α , H β and HeI lines have been discussed. It has been revealed the spectral parameters and structure of the profiles of hydrogen lines have changed with time.

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗДЫ HD21389 И HD187982

А.Ш.БАЛОГЛАНОВ, Я.М.МАГЕРРАМОВ

В данной работе представлены результаты исследований тонкой структуры профилей линий H α , H β и HeI и спектральных параметров звезд сверхгигантов HD21389 и HD187982 по спектрограммам полученным в 2005-2006 и 2013г.г. Выявлено, что структуры профилей водородных линий и их спектральные параметры показывают переменность со временем.

Редактор: д.ф.-м.н. А.М.Халилов

UOT.524

SEÇİLMİŞ İFRATNƏHƏNG ULDUZLARIN SPEKTRLƏRİNDƏ H_{α} VƏ H_{β} XƏTLƏRİNİN TƏDQIQI

Y.M.MƏHƏRRƏMOV

*AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
AZ5626, Şamaxı r., Y.Məmmədaliyev qəs.
y_meherremov@rambler.ru*

Daxil olub: 02.06.2014
Çapa verilib: 01.07.2014

Açar sözlər: İfratnəhəng, H_{α} xəttinin profili, spektral parametrlər.

REFERAT

Bu işdə HD34085, HD37742, HD37128, HD38771 və HD91316 ifratnəhəng ulduzlarının 2014 – cü ildə alınmış spektrlərində H_{α} və H_{β} xətləri profillərinin incə quruluşu, şüa sürəti və spektral parametrləri tədqiq olunmuşdur. Aşkar ki, hidrogen xətləri profillərinin strukturu, şüaolmuşdur sürəti və spektral parametrləri çox qısa zamanda dəyişir.

GİRİŞ

Müxtəlif tədqiqatçılar tərəfindən HD34085 (β Ori=19Ori), HD37742 (ξ Ori=50Ori), HD37128 (V^* eps Ori=46Ori), HD38771 (χ Ori=53Ori) və HD91316 (ρ Leo=47Leo) ifratnəhəng ulduzlarının spektral sinfi, m_v – görünən ulduz ölçüsü, V_r – kütlə mərkəzinin şüa sürəti, T_{eff} – effektiv temperaturu, $M/M_{\odot}$ – kütləsi, $R/R_{\odot}$ – radiusu, $\log L/L_{\odot}$ – işıqlığı, M – il ərzində kütlə itgisi və $\mathcal{B} \sin i$ – fırlanma sürəti və digər fiziki parametrlər təyin olunmuşdur [1-9]. Hər bir fiziki parametrlərin qiymətlərində çoxsaylı fərqli nəticələr alınmışdır. Alınmış nəticələrin analizi göstərir ki, həmin fiziki parametrlər ya sabit kəmiyyətlər deyil, ya da onların tapılması üçün tətbiq olunan model üsullarında və digər hesablamalarda müəyyən xətlər olduğundan çoxsaylı fərqli nəticələr yaranmışdır. Bu nəticələrdən biri Cədvəl 1-də göstərilmişdir. Cədvəl 1-dən görünür ki, bu ulduzların hamısı parlaqdır və onlardan dördü isti ifratnəhənglərdir. Bundan başqa, xüsusi maraq doğuran hal odur ki, tədqiq olunan bu ulduzların hamısında kütlə mərkəzinin (V_r) şüa sürəti müsbətdir [5]. Bu da ona dəlalət edir ki, həmin ulduzların spektral xətlərinin əksəriyyətində şüa sürətinin qiymətləri müsbət olmalıdır. Hazırkı tədqiqatın nəticələri göstərdi ki, bu isti ulduzların hamısının spektrlərində H_{β} xətləri yalnız udulma komponenti formasında müşahidə olunur və bu xətdə şüa sürəti həqiqətən də müsbət qiymətlər alır. Hətta HD34085, HD37742 və HD91316 ulduzlarının spektrlərində H_{α} xəttinin

udulma komponentində də şüa sürətinin qiymətləri müsbətdir.

Qeyd edək ki, SAO/NASA ADS sistemində tədqiq olunan ulduzların öyrənilməsinə dair ümumilikdə 200-ə yaxın elmi məqalə vardır. Tədqiqatçılar qeyd olunan ifratnəhəng ulduzların fotometrik tədqiqi və fundamental parametrlərinin təyininə dair çoxlu sayda tədqiqat işləri aparmışlar, lakin spektral tədqiqatlar az saydadır.

[6-10,13-15]-də müəlliflər HD34085, HD37742, HD37128, HD38771 və HD91316 ifratnəhəng ulduzlarının müəyyən spektral xətlərini tədqiq edərək maraqlı nəticələr almışlar. Həmin işlərdə H_{α} , H_{β} xətlərinin və digər spektral xətlərin (SiII , NII , HeI , NaI və.s) profillərindən fraqmentlər verilməklə dəyişmələr tədqiq edilmişdir. Bundan əlavə, H_{α} , H_{β} , H_{γ} , HeI , MgII ($\lambda 4481\text{\AA}$), OII , NII , SiIII , SiIV , CaII xətlərinin bir neçəsinin profilləri təsvir olunmuş və həmin xətlərdə şüa sürətinin və ekvivalent enin qiymətləri verilməklə dəyişmələrə baxılmışdır.

Həmin işlərdə də tədqiq olunan bu ulduzların spektrlərində udulma xətlərinin çoxunda şüa sürətinin qiymətlərinin müsbət olması faktı qeyd olunsa da müəlliflər tərəfindən bunun əsaslandırılmış izahı verilməmişdir. Ümumiyyətlə, digər tədqiqatçıların elmi məqalələrində bu ulduzların atmosfer parametrlərinin tədqiqi aparılsa da, onların birgə müqayisəli təhlili yox dərəcəsinə düşür.

Cədvəl.1.

HD34085, HD37742, HD37128, HD38771 və HD91316 ifratnəhəng ulduzlarının parametrləri.

Ulduzun adı	Spektral sinfi	m_v	V_r (kütlə mərkəzinin şüa sürəti) (km/s)	T_{eff} K	$M/M_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	$\log L/L_{\odot}$	M ($10^{-6} M_{\odot}/\text{il}$)	$g \sin i$ (km/s)
HD34085 β Ori	B8Iab	0.13	17.8	12100 ± 150	23	77	4.87	0.86-1.4	25 $\pm$ 3
HD37742 50 Ori	O9Iab	1.77	18.1	29500	25	20	5.40	1.05	124
HD37128 46 Ori	B0Iab	1.69	27.3	28600	38	32	5.78	3.15	91
HD38771 53 Ori	B0Iab	2.06	20.5	23100	35	35	5.50	1.37	83
HD91316 ρ Leo	B1Iab	3.87	42.0	20260	22	32	5.18	0.63	75

Beləliklə, HD34085, HD37742, HD37128, HD38771 və HD91316 ifratnəhəng ulduzlarının tədqiqinə dair indiyədək nəşr olunmuş elmi məqalələrin təhlili göstərir ki, onların atmosferləri bir-biri ilə müqayisəli şəkildə az öyrənilmişdir. Həmin ulduzlar O və B siniflərinə mənsub isti ifratnəhənglərdir. Spektroskopik tədqiqatlar baxımından onların bir-biri ilə müqayisəsi maraqlı doğruduğuna görə ilk dəfə olaraq 2014–cü ildə N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunda həmin ulduzların spektral müşahidələri aparıldı.

İşin əsas məqsədi–tədqiq olunan ulduzların Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunda alınmış spektrlərində H_{α} və H_{β} xətləri profillərinin quruluşu, bu xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrləri müqayisəli şəkildə analiz digər etməkdən ibarətdir.

İşdə 5 müxtəlif ifratnəhəng ulduzun yalnız bir günlük spektrləri üzrə alınmış nəticələr təqdim olunur. Hesab olunur ki, yeni müşahidə materialları əsasında alınmış bu nəticələrin birgə analizi həmin ulduzların sonrakı tədqiqatlarında əhəmiyyətli rol oynayacaqdır.

MÜŞAHİDƏ MATERIALLARININ ALINMASI, İŞLƏNMƏSİ VƏ MÜZAKİRƏSİ

N.Tusi adına ŞAR–ın 2 metrlik teleskopunun kasseqren fokusunda müasir eşelle spektrometri vasitəsilə 05 Mart 2014–cü il tarixində HD34085, HD37742, HD37128, HD38771 və HD91316 ulduzlarının spektral müşahidələri və nəticədə həmin ulduzların ümumilikdə 26 sayda

yüksək keyfiyyətli spektrləri alınmışdır [11]. Belə ki, bir gecədə HD34085 ulduzunun 11 spektri, HD37742, HD37128 və HD38771 ulduzlarının hər birinin 4 spektri və HD91316 ulduzunun isə 3 spektri alınmışdır. Bütün spektrlər DECH-20 və DECH-20T paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir [12]. $S/N=150\div 200$, ölçmələrin xətası şüa sürəti üçün $\pm 2\text{km/san}$, ekvivalent en üçün isə 5%-dən çox deyil.

İşdə müşahidə materialları əsasında aşkar edilmişdir ki, tədqiq olunan ulduzların spektrlərində H_{α} və H_{β} xətlərinin profilləri həm quruluş cəhətdən, həm də şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri baxımından birbirilərindən kəskin fərqlənir. Bunu müəyyən etmək üçün aşağıdakı müşahidə faktlarına diqqət yetirək. Qeyd edək ki, xətlərin profilləri dalğa uzunluğunda verilərkən bütün vaxtlarda Günəşin uyğun heliosentrik sürəti nəzərə alınmışdır.

HD34085. Bu ulduz B8Iab spektral sinfinə mənsub $m_v=0.13$ olan çox parlaq ulduzdur. Temperaturu $T_{\text{eff}}=12100$ K ətrafında dəyişdiyindən çox isti ulduz deyil. Lakin onun çox qısa zamanda spektral dəyişkənlik göstərməsi maraqlı doğurur.

ŞAR–ın 2 metrlik teleskopunda bir gecə ərzində HD34085 ulduzunun 11 sayda spektri alınmış və bütün spektrlərdə H_{α} və H_{β} xətlərinin profilləri Şəkil.1-də təsvir edilmişdir. H_{α} xəttinin profili udulma və şüalanma komponentlərindən ibarətdir. Göründüyü kimi bu ulduzun bir gecədə alınmış spektrlərində hidrogen xətləri profillərinin maraqlı struktur dəyişmələri aşkar edilmiş

dir. H_α profillərində diqqəti cəlb edən hallardan biri udulma komponentinin bənövşəyi qanadında zəif şüalanma komponentinin yaranıb yox olmasıdır. Həmin zəif şüalanma komponentinin qalıq intensivliyi maksimum $r_v \sim 1.01$ qiymətinə çatır və sonra yenidən zəifləyərək yox olur. H_β xəttinin profillərində isə nəzərəçarpan struktur dəyişkənliyi baş vermir. Cədvəl 2-dən görünür ki, bu ulduzun H_α xəttində şüa sürəti, qalıq intensivliyi, yarım en, kəsilməz spektr səviyyəsində en (tam en) və ekvivalent enlərin qiymətləri dəyişir. Bir gecədə ən çox dəyişmə hər iki komponentin şüa sürətinin qiymətlərində ($\Delta V_r = 10 \text{ km/s}$), şüalanma komponentinin yarım eni ($\Delta \lambda_y = 1 \text{ \AA}$) və tam enində ($\Delta \lambda_t = 1.1 \text{ \AA}$) və hər iki komponentin ekvivalent enlərində (təxminən 2 dəfə dəyişmə) baş vermişdir. Cədvəl 3-də isə tədqiq olunan ulduzun spektrlərində H_β xəttində şüa sürəti və spektral parametrlərinin qiymətləri verilmişdir. H_β xətti yalnız udulma komponentindən ibarətdir və bu xətdə şüa sürəti, qalıq intensivliyi, yarım en, kəsilməz spektr səviyyəsində en (tam en) və ekvivalent enlərin qiymətləri bir gecədə dəyişmə göstərir. Bu xətdə ən çox dəyişmə şüa sürətində ($\Delta V_r = 8 \text{ km/s}$), xəttin tam enində ($\Delta \lambda_t = 1.8 \text{ \AA}$) və ekvivalent enində (təxminən 1.5 dəfə dəyişmə) baş vermişdir.

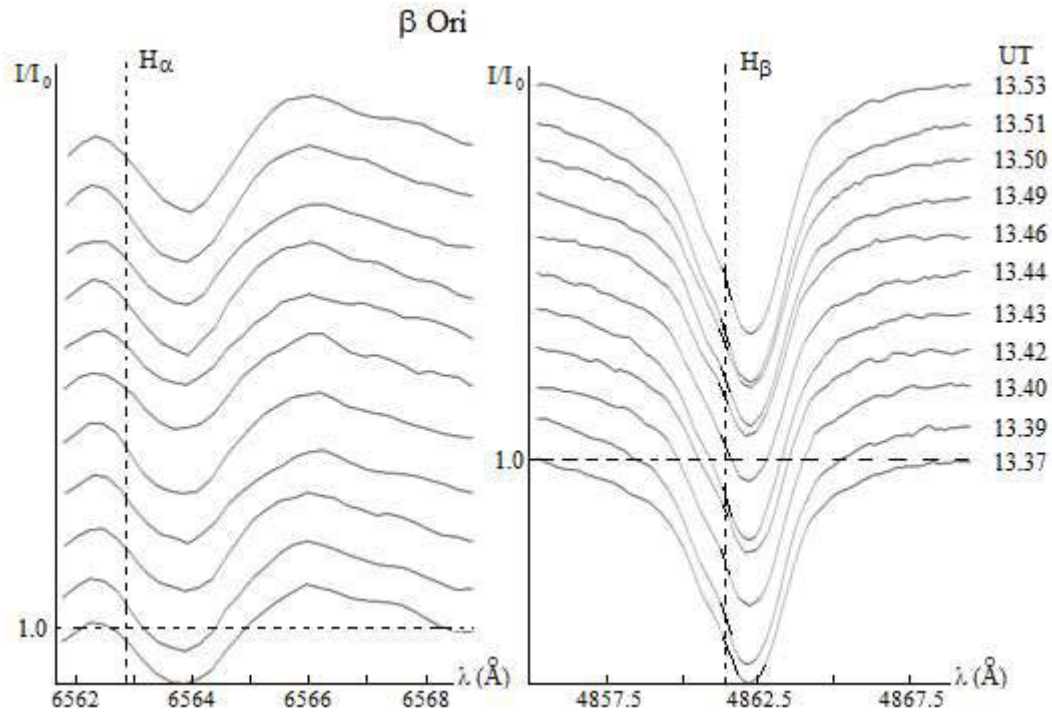
HD37742. Bu ulduz O9Iab spektral sinfinə mənsub $m_v = 1.77$ olan parlaq ulduzdur. Temperaturu $T_{\text{eff}} = 29500 \text{ K}$ ətrafında dəyişdiyindən çox isti ulduzdur. HD37742 ulduzunun çox qısa zamanda spektral dəyişkənlik göstərməsi müşahidə edilmişdir.

Belə ki, həmin ulduzun 05 mart 2014–cü ildə bir gecə ərzində 4 spektri alınmışdır. Şəkil 2-dən göründüyü kimi H_α xəttinin profili mərkəzdə ümumi udulma, hər iki qanadda isə şüalanma komponentləri olan çox mürəkkəb struktura malikdir. Bənövşəyi qanaddakı şüalanma komponentinin intensivliyi qırmızı qanaddakına nisbətən güclüdür. H_α xəttinin bütün konturu boyunca çoxlu sayda kiçik detallar müşahidə olunur. Udulma komponentinin nüvəsi (pik) qırmızı tərəfə əyilmişdir. H_β xəttinin konturunda isə nəzərəçarpan struktur dəyişkənliyi müşahidə edilmir. Cədvəl 2 və Cədvəl 3-dən görünür ki, HD37742 ulduzunun H_α və H_β xətlərində bir gecədə güclü dəyişkənlik baş vermişdir. Belə ki, ən çox dəyişmə H_α -nın udulma komponentinin tam enində ($\Delta \lambda_t = 2.8 \text{ \AA}$), bənövşəyi tərəfdə şüalanma komponentinin şüa sürətində ($\Delta V_r = 9 \text{ km/s}$) və hər iki

komponentin ekvivalent enində (təxminən 1.5 dəfə dəyişmə) olmuşdur. H_β xətti isə udulma komponentindən ibarətdir və ən çox dəyişmə şüa sürətində ($\Delta V_r = 8 \text{ km/s}$) və xəttin tam enində ($\Delta \lambda_t = 1.1 \text{ \AA}$) baş vermişdir.

HD37128. Bu ifratnəhəng B0Iab spektral sinfinə mənsub $m_v = 1.69$ olan parlaq ulduzdur. Temperaturu $T_{\text{eff}} = 28600 \text{ K}$ ətrafında dəyişdiyindən çox isti ulduzdur. Bu ulduzun da bir gecə ərzində 4 spektri alınmış və maraqlı dəyişkənliklər aşkar edilmişdir. Həmin spektrlərdə H_α xəttinin profillərindən göründüyü kimi H_α xətti udulma və şüalanma komponentlərindən ibarət P Cyg tipli profildir (Şəkil.2). Şüalanma komponenti güclü, udulma komponenti isə zəif intensivliyə malikdir. H_β xətti isə yalnız udulma komponentindən ibarət olmaqla nisbətən enlidir, mərkəzi hissədə zəif detallar müşahidə olunur (Şəkil.2). Bu detalların sayı, ölçüləri və xəttin konturu boyunca yeri dəyişir. Cədvəl 2 və Cədvəl 3-də verilmiş ölçmələrin analizindən görünür ki, HD37128 ulduzu spektrlərində H_α xəttinin udulma komponentinin ekvivalent enində (təxminən 1.5 dəfə dəyişmə), şüalanma komponentində isə şüa sürətində ($\Delta V_r = 7 \text{ km/s}$) və tam enində ($\Delta \lambda_t = 1.1 \text{ \AA}$) olmuşdur. H_β xətti isə yalnız udulma komponentindən ibarətdir və bu xətdə ən çox dəyişmə xəttin tam enində ($\Delta \lambda_t = 2.2 \text{ \AA}$) baş vermişdir.

HD38771. Bu ulduz B0Iab spektral sinfinə mənsub $m_v = 2.06$ olan parlaq ulduzdur. Temperaturu $T_{\text{eff}} = 23100 \text{ K}$ ətrafında dəyişdiyindən isti ulduzdur. Bu ulduzun da bir gecə ərzində 4 spektri alınmışdır. Həmin spektrlərdə H_α və H_β xətlərinin profilləri Şəkil.3-də təsvir olunmuşdur. Belə ki, H_α xətti yalnız udulma komponentindən ibarətdir. Profillərdən görünür ki, xəttin konturu boyunca çoxlu sayda kiçik detallar müşahidə olunur. H_α xəttinin nüvəsi isə 2 komponentli pik şəklində müşahidə olunmuşdur. H_β xətti də udulma komponentindən ibarətdir. Bu xəttin nüvəsi də biri zəif olmaqla olmaqla 2 komponentli pik şəklində müşahidə olunur. Həmin detallar xəttin konturu boyunca yerini dəyişir. Cədvəl 2 və Cədvəl 3-dən görünür ki, HD38771 ulduzunun spektrlərində H_α xəttində bir gecədə ən çox dəyişmə şüa sürətində ($\Delta V_r = 11 \text{ km/s}$), xəttin yarım enində ($\Delta \lambda_y = 1.4 \text{ \AA}$), xəttin tam enində ($\Delta \lambda_t = 1.8 \text{ \AA}$) və ekvivalent enində (təxminən 1.5 dəfə dəyişmə) baş vermişdir. H_β xətti udulma ko-



Şəkil.1.

HD34085 ulduzu spektrlərində H_α və H_β xətlərinin profilləri.

ponentindən ibarətdir və bu xətdə ən çox dəyişmə tam endə ($\Delta\lambda_t=1.8\text{\AA}$) baş vermişdir.

HD91316. Bu ulduz B1lab spektral sinfinə mənsub $m_v=3.87$ olan nisbətən parlaq ulduzdur. Temperaturu $T_{\text{eff}}=20260\text{K}$ ətrafında dəyişdiyindən isti ulduz hesab olunur. Bu ulduzun isə bir gecə ərzində 3 spektri alınmışdır. Şəkil 3-də göstəriləndiyi kimi H_α xətti yalnız udulma komponentindən ibarətdir. Bu xəttin nüvəsi (pik) qırmızı tərəfə əyilmişdir və zaman keçdikcə bu əyilmə öz formasını dəyişir. H_β xəttinin strukturunda isə nəzərəcarpacaq dəyişmə müşahidə olunmur. Cədvəl 2 və Cədvəl 3-dəki ölçmələrin təhlilindən müəyyən edilmişdir ki, bu ulduzun spektrlərində H_α xəttində bir gecədə ən çox dəyişmə şüa sürətində ($\Delta V_r=14\text{km/s}$) və xəttin tam enində ($\Delta\lambda_t=2.5\text{\AA}$) baş vermişdir. H_β xəttində isə qısa zaman müddətində şüa sürəti və spektral parametrlərdə diqqəti cəlb edən dəyişmə aşkar edilməmişdir.

Məlumdur ki, H_α və H_β xətləri ulduz atmosferinin yuxarı qatındaörtüyə yaxın qatlarda formalaşmağa başlayır və fotosferədək davam etməklə demək olar ki, atmosferin bütün effektiv qatlarını əhatə edir [16].

Qeyd edək ki, ifratnəhəng ulduzlarda şüalanma selinin və eləcə də maddə axınının (ulduz küləyinin) dəyişməsi atmosferin yuxarı qatlarında və örtükdə müvafiq dəyişmələr yaradır [16]. Nəticədə H_α xəttinin udulma və şüalanma komponentləri dəyişərək müxtəlif formalarda müşahidə olunur. Eyni zamanda tədqiq olunan bəzi ulduzlarda H_β xəttinin nüvəsində kiçik detalların yaranması, onların ölçülərinin və xəttin konturu boyunca yerini dəyişməsi, nüvənin (pikin) bənövşəyi və qırmızı tərəflərə əyilməsi göstərir ki, həmin ulduz atmosferlərinin yaxarı qatlarında güclü maddə axınları (sıçrayışlı atılmalar) mövcuddur. H_β xəttinin qanadlarında isə belə dəyişkənliklərin olmaması daha dərin effektiv qatlarda qeyd edilən katalizmlərin baş verməməsi ilə izah oluna bilər. Beləliklə, HD34085, HD37742, HD37128, HD38771 və HD91316 ifratnəhəng ulduzları spektrlərində H_α və H_β xətləri profillərindəki sürətli dəyişkənliklər həmin ulduzların atmosferinin qeyristasionarlığı yuxarı qatlarda güclü maddə axınlarının və örtüyün həyəcanlanmasının nəticəsi kimi izah oluna bilər.

Digər tərəfdən ulduz küləyinin yaranması və dəyişməsi həm də ifratnəhəng ulduzlarda baş ve-

rən pulsasiya hadisəsi ilə əlaqədar ola bilər [17]. Lakin bu hadisə dövrü xarakterli olduğundan tədqiq edilən ulduzlarda H_{α} xəttində baş verən dəyişkənliklər pulsasiya ilə bağlıdırsa, onda bu dəyişmə periodik olmalıdır. Gələcəkdə həmin ulduzlar üçün ardıcıl və biricins müşahidə materiallarının sayını artırmaqla qeyd olunan dəyişkənliklərin pulsasiya mənşəli olub-olmaması araşdırılacaqdır.

Yuxarıda göstərilənlərdən əlavə, məlumdur ki, ulduzun fırlanma sürəti spektral xətlərin eni-

nin və dərinliyinin dəyişməsinə təsir göstərir. Cədvəl 1-də tədqiq olunan ulduzların temperaturları və fırlanma sürətləri arasında maraqlı uyğunluq diqqəti cəlb edir. Göründüyü kimi ulduzun temperaturu artdıqca onun fırlanma sürəti də daha böyük ədədlərlə ifadə olunmuşdur. Tədqiq olunan ulduzların spektrlərində qısa zamanda H_{α} və H_{β} xətlərinin qalıq intensivliklərində güclü dəyişmələr müşahidə olunmasa da, onların yarım enləri və xüsusilə də tam enlərindəki nəzərə-çarpan dəyişmələri və bu dəyişmələrin ulduzun

Cədvəl.2.

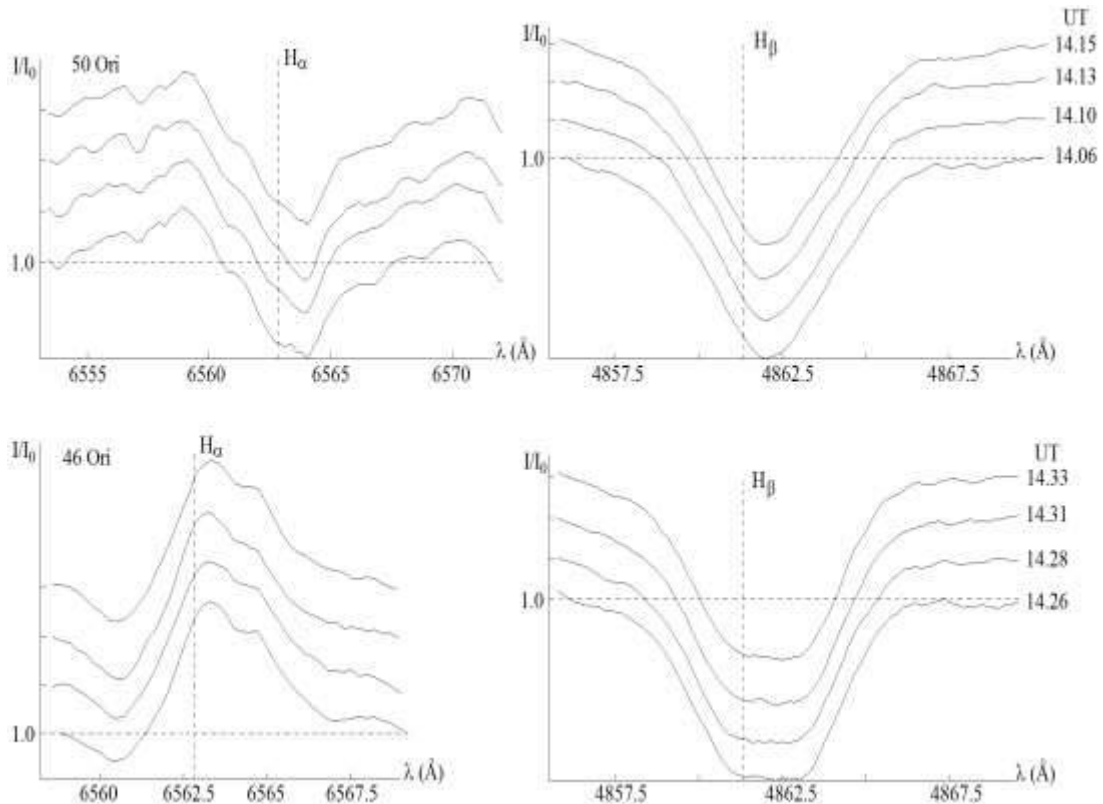
H_{α} xəttində şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri.

Spektrlərin alınma tarixləri	H_{α}									
	V_r (abs) km/s	V_r (em) km/s	r_v (abs)	r_v (em)	$\Delta\lambda_{1/2}$ (abs) Å	$\Delta\lambda_{1/2}$ (em) Å	$\Delta\lambda$ (abs) Å	$\Delta\lambda$ (em) Å	W (abs) mÅ	W (em) mÅ
HD34085 05.03.2014										
UT=13.37	17	117	0.94	1.04	1.4	2.4	2.3	3.4	79	87
UT=13.39	22	117	0.94	1.04	1.6	1.6	2.4	3.2	90	71
UT=13.40	22	126	0.94	1.03	1.5	1.4	2.5	3.0	90	46
UT=13.42	20	124	0.94	1.04	1.5	1.8	2.3	3.1	90	70
UT=13.43	14	122	0.95	1.05	1.2	2.1	2.1	3.9	61	101
UT=13.44	19	116	0.95	1.04	1.4	2.2	2.3	3.8	69	87
UT=13.46	18	116	0.93	1.04	1.5	1.5	2.7	3.1	110	64
UT=13.49	21	118	0.93	1.04	1.4	2.2	2.3	3.3	92	81
UT=13.50	21	124	0.93	1.03	1.5	1.8	2.6	2.8	104	52
UT=13.51	19	117	0.92	1.04	1.5	2.0	2.6	3.2	115	75
UT=13.53	24	120	0.92	1.04	1.3	2.0	2.6	3.4	107	84
HD37742 05.03.2014										
UT=14.06	28	-205	0.91	1.06	3.2	3.3	7.1	6.4	315	177
UT=14.10	22	-197	0.90	1.05	2.9	3.8	7.3	6.1	324	170
UT=14.13	23	-206	0.88	1.04	3.2	3.9	9.7	6.2	471	133
UT=14.15	28	-197	0.89	1.04	3.4	3.6	9.9	6.0	472	110
HD37128 05.03.2014										
UT=14.26	-134	-5.0	0.95	1.12	1.8	2.7	4.0	4.9	91	312
UT=14.28	-132	-5.0	0.96	1.11	1.8	3.0	3.2	6.0	75	340
UT=14.31	-130	-9.0	0.95	1.11	1.9	2.7	3.5	5.4	107	301
UT=14.33	-131	-2.0	0.95	1.12	2.0	2.8	3.2	5.8	83	333
HD38771 05.03.2014										
UT=14.47	-60	-	0.86	-	5.7	-	16.6	-	1051	-
UT=14.51	-71	-	0.86	-	5.8	-	17.0	-	1078	-
UT=14.54	-61	-	0.86	-	6.6	-	16.8	-	1146	-
UT=14.57	-61	-	0.88	-	5.2	-	15.2	-	820	-
HD91316 05.03.2014										
UT=15.17	47	-	0.80	-	4.2	-	15.1	-	1049	-
UT=15.23	37	-	0.80	-	4.1	-	13.4	-	966	-
UT=15.29	33	-	0.80	-	4.2	-	15.9	-	1010	-

Cədvəl.3.

H_β xəttində şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri.

Spektrlərin alınma tarixləri	H_β					Spektrlərin alınma tarixləri	H_β				
	V_r km/s	r_v	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\Delta\lambda$ Å	W mÅ		V_r km/s	r_v	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\Delta\lambda$ Å	W mÅ
HD34085 05.03.2014						HD37128 05.03.2014					
UT=13.37	24	0.71	3.4	12.8	1144	UT=14.26	16	0.78	4.9	11.2	1137
UT=13.39	26	0.71	3.2	12.2	1099	UT=14.28	13	0.77	4.8	13.0	1216
UT=13.40	22	0.73	3.2	12.8	1027	UT=14.31	15	0.77	5.0	13.4	1238
UT=13.42	23	0.70	3.3	13.0	1165	UT=14.33	15	0.78	4.9	12.7	1164
UT=13.43	22	0.73	3.3	13.9	1093						
UT=13.44	20	0.73	3.2	12.3	977	HD38771 05.03.2014					
UT=13.46	22	0.68	3.3	12.2	1244	UT=14.47	9	0.70	4.2	11.6	1413
UT=13.49	26	0.70	3.2	13.6	1163	UT=14.51	6	0.70	4.1	11.2	1382
UT=13.50	25	0.70	3.4	13.1	1171	UT=14.54	9	0.70	4.1	11.3	1378
UT=13.51	26	0.66	3.4	14.0	1407	UT=14.57	10	0.70	4.1	13.0	1407
UT=13.53	28	0.67	3.2	13.7	1242						
						HD91316 05.03.2014					
HD37742 05.03.2014						UT=15.17	33	0.63	3.6	12.8	1551
UT=14.06	16	0.74	4.3	14.2	1251	UT=15.23	32	0.62	3.5	13.5	1611
UT=14.10	16	0.74	4.3	13.6	1212	UT=15.29	35	0.62	3.6	13.6	1619
UT=14.13	10	0.74	4.3	13.8	1194						
UT=14.15	18	0.74	4.4	14.7	1301						

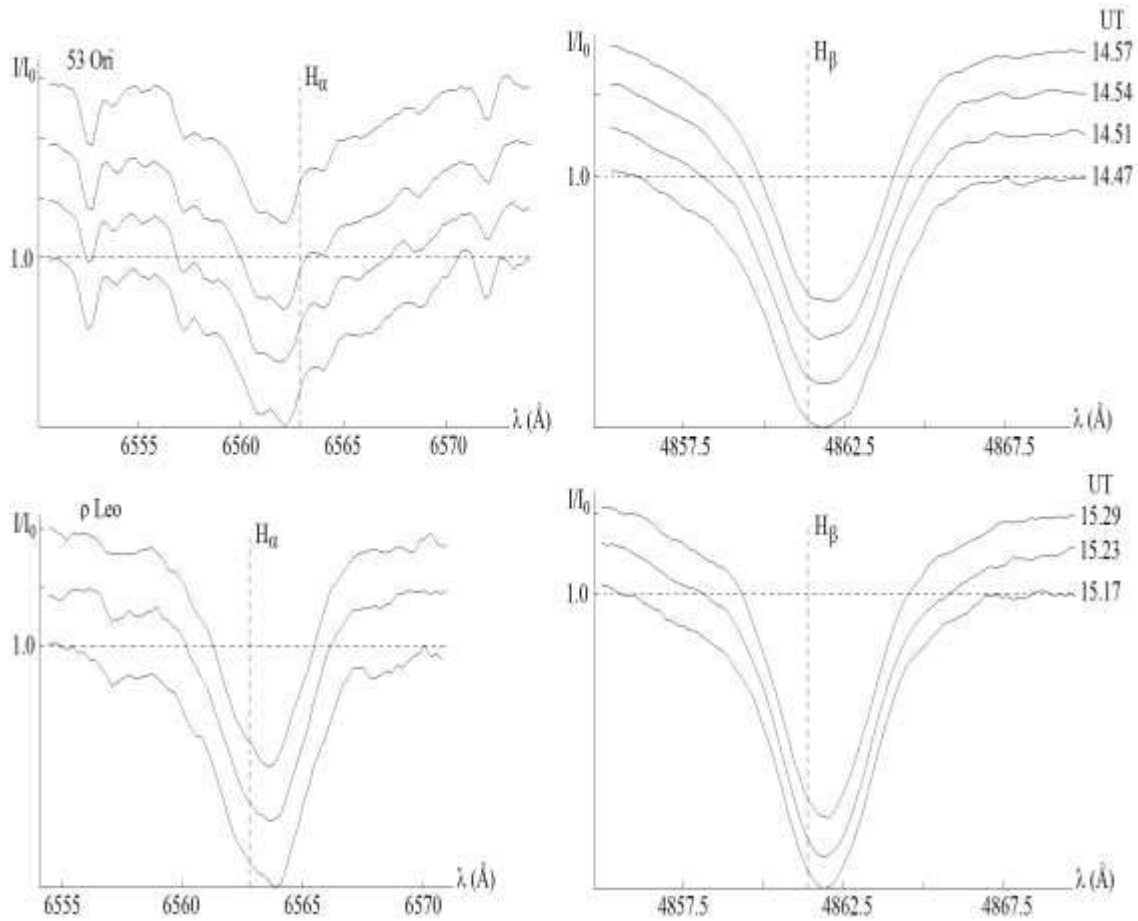


Şəkil.2.

HD37742 və HD37128 ulduzlarının spektrlərində H_α və H_β xətlərinin profiləri.

fırlanma sürəti ilə əlaqədar olub-olmaması maraqlıdır. Həmin dəyişmələr təkrarlanan olsa da onların periodik olub-olmaması qeyri-müəyyən qalmışdır. Bunu aşkar etmək məqsədilə ŞAR-da həmin ulduzların müntəzəm spektral və fotometrik müşahidələrinin aparılması nəzərdə tutulur.

yən qalmışdır. Bunu aşkar etmək məqsədilə ŞAR-da həmin ulduzların müntəzəm spektral və fotometrik müşahidələrinin aparılması nəzərdə tutulur.



Şəkil.3.

HD38771 və HD91316 ulduzlarının spektrlərində H_{α} və H_{β} xətlərinin profilləri.

NƏTİCƏ

1. HD34085, HD37742, HD37128, HD38771 və HD91316 ifratnəhəng ulduzlarının spektrlərində H_{α} və H_{β} xətləri profillərinin strukturu, şüa sürəti və spektral parametrləri çox qısa zamanda dəyişkənlik göstərir.
2. H_{α} və H_{β} xətlərində bir gecədə ən çox dəyişmələr şüa sürətində ($\Delta V_r = 7 \div 14 \text{ km/s}$), xüsusilə xətlərin tam enində ($\Delta \lambda_t = 1.1 \div 2.8 \text{ Å}$) və bu parametrdən asılı olan ekvivalent enlərdə ($1.5 \div 2$ dəfə dəyişmə) müəyyən edilmişdir.
3. H_{α} və H_{β} xətlərində baş verən qısa müddətli dəyişmələr ifratnəhəng ulduz atmosferlərinin qeyri-stasionarlığı, həmçinin bu

xətlərin yarandığı effektiv qatlarda güclü maddə axınların olması ilə izah oluna bilər.

1. P.A.Crowther, D.J.Lennon and N.R.Walborn, *Physical parameters and wind properties of galactic early B supergiants*, *Astronomy and Astrophysics*, **446** (2006) 279-293.
2. N.Przybilla, M.Firnstein, M.F.Nieva, G.Meynet and A.Maeder, *Mixing of CNO-cycled matter in massive stars*, *Astronomy and Astrophysics*, **517** (2010) 1-6.
3. N.D.McErlean, D.J.Lennon and P.L.Duf-ton, *Galactic B-supergiants: A non-LTE model atmosphere analysis to estimate atmospheric*

- parameters and chemical compositions, Astronomy and Astrophysics*, **349** (1999) 553-572.
4. M.Kraus, M.B.Fernandes, J.Kubat, *Parameters of galactic early B supergiants. The influence of the wind on the interstellar extinction determination, Astronomy & Astrophysics*, **499** (2009) 291-299.
 5. *SIMBAD Astronomical Database (Strasbourg Astronomical Data Center)*, <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>.
 6. D.E.Welty, P.A.Crowther, *Interstellar TiII in the Milky Way and Magellanic Clouds, Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **404** (2010) 1321-1348.
 7. T.Morel, S.V.Marchenko, A.K.Pati, K.Kuppuswamy, M.T.Carini, E.Wood, R.Zimmerman, *Large-scale wind structures in OB supergiants: a search for rotationally modulated H_{α} variability, Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **351** (2004) 552-568.
 8. K.Sadakane, Y.Takeda, M.Okyudo, *Non-LTE Analyses of neutral nitrogen lines in two supergiants: Alpha Cygni and Beta Orionis, Astron. Soc. Japan*, **45** (1993) 471-476.
 9. А.Ф.Холтыгин, С.Н.Фабрика, Т.Е.Бурлакова, Г.Г.Валявин, Г.А.Чунтонов, Д.О.Кудрявцев, Д.Канг, М.В.Юшкин, Г.А.Галазутдинов, *Микропеременность. профилей линий в спектрах ОБ-звезд. Сверхгигант ρ Leo, Астрономический журнал*, **84**, №11 (2007) 1016-1028.
 10. D.Ebbets, *The structure and variability of H_{α} emission in early-type supergiants, Astrophysical Journal, Supplement series*, **48** (1982) 399-414.
 11. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, *Эшелле-спектрометр фокуса кассегрена 2-х метрового телескопа ШАО НАН Азербайджана, ŞAR Sirkulyarı*, №109 (2005) 21-29.
 12. А.Г.Галазутдинов, *Система обработки Эшелле-спектров DECH20, Препринт САО*, № 92 (1992).
 13. J.B.Hutchings, *Spectroscopic measurements of OB supergiants, Dominion Astrophysical Observatory Victoria, XIV*, №16 (1976) 355-366.
 14. H.Levato, N.Morrell, B.Garcia, S.Malaroda, *Spectroscopic binary frequency among CNO stars, Astrophysical Journal, supplement series*, **68** (1988) 319-343.
 15. J.D.Rosendhal, *A survey of H-alpha emission in early-type high-luminosity stars, Astrophysical Journal*, **186** (1973) 909-937
 16. К.Де.Ягер, *Звезды наибольшей светимости. Москва, Мир*, (1984) 493.
 17. Дж.П.Кокс, *Теория звездных пульсаций, Москва, МИР*, (1983) 326.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНИЙ H_{α} И H_{β} В СПЕКТРАХ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД СВЕРХГИГАНТОВ

Я.М.МАГЕРРАМОВ

Представлены результаты исследований тонкой структуры профилей линий H_{α} и H_{β} , лучевых скоростей и спектральных параметров звезд сверхгигантов HD34085, HD37128, HD37742, HD38771 и HD91316 по спектрограммам полученным в 2014 г. Выявлено, что структуры профилей водородных линий, лучевые скорости и их спектральные параметры показывают переменность за короткий промежуток времени.

INVESTIGATION OF THE H_{α} AND H_{β} LINES IN THE SPECTRA OF SOME SUPERGIANT STARS

Y.M.MAHARRAMOV

On the basis of spectrograms HD34085, HD37128, HD37742, HD38771 and HD91316 supergiant stars obtained in 2014 the radial velocity, spectral parameters and thin structure of the profiles of H_{α} and H_{β} lines were discussed. It has been revealed the radial velocity, spectral parameters and structure of the profiles of hydrogen lines have changed in the very short time.

Редактор: д. ф. по физике А.О.Аллахвердиев

MÜNDƏRİCAT

Akademik Əliyev Maqsud İsfəndiyar oğlu – 90.....	3
Akademik Qacar Çingiz Oveys oğlu– 85.....	4
Tağıyev Bahadır Hüseyn oğlu – 80.....	5
Cəfərov Təyyar Cümşüd oğlu – 75.....	6
Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirin maqnit sahəsində yarımkeçirici heterostrukturda iki ölçülü elektron qazları tərəfindən elektromaqnit şüalarının udulmasında rolu H.B. İbrahimov, R.Z.İbayeva.....	7
Dəyişən xarici biricins sahədə relyativistik kvant zərrəciyinin Vigner funksiyası Ş.M.Nağıyev, K.Ş.Cəfərova.....	11
GaS kristalında InAs kvant nöqtələrin yaradılmasının nəzəri öyrənilməsi M.M.Cahangirov, F.İ.Əhmədov.....	20
Xarici elektrik və maqnit sahələrində yerləşən elektron tip keçiricilikli mühitlərin enerji şüalandırması A.M.Həşimov, E.R.Həsənov.....	25
InSb-MnSb və GaSb-FeGa _{1,3} evtektik kompozitlərin elektrofiziki xassələri M.İ.Əliyev, İ.X.Məmmədov, D.H.Araslı, A.Ə.Xəlilova, R.N.Rəhimov, R.M.Cabbarov.....	30
TlGaTe ₂ kristalının qəfəs dinamikasının və istilik tutumunun təməl prinsiplərdən hesablanması H.S.Orucov, V.N.Cəfərova.....	38
Kvant nöqtəsinin koherent halları R.Q.Ağayeva.....	45
Tam biricinsli InSb-AlSb bərk məhlul monokristallarının ərintini ikiqat qidalandırma üsulu ilə alınma şərtləri P.H.Əjdərov, Z.M.Zöhrəbəyova, V.V.Mir-Bağırov, L.Ə.Hüseynli.....	48
Disproziyum atomları ilə aşqarılmanın ekstruziya olunmuş Bi _{0,7} Sb _{1,3} Te _{2,93} Se _{0,07} nümunələrinin istilikkeçirməsinə təsiri B.Ş.Barxalov, R.Yu.Əliyev, M.M.Tağıyev, Q.Z.Bağıyeva.....	52
TlFe _{0,975} Ga _{0,025} S ₂ bərk məhlulun termo-e.h.q-i və dc-keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı S.N.Mustafayeva, A.İ.Cabbarov, E.M.Kərimova.....	56
Seolit və silisium tozlarının qarışığında dielektrik spektrinin silisiumun konsentrasiyasından asılılığı V.İ.Orbux, Q. M.Eyvazova, N.N.Lebedeva, Ə. X.Muradov.....	61
SiO ₂ nanohissəciklərinin dielektrik itgilərinin tezlik və temperatur asılılıqlarına neytron selinin təsiri E.Hüseynov, A.Qəribov, R.Mehdiyeva.....	69
TlFeTe ₂ kristalında istilik tutumu, Debay temperaturu, faza keçidi və termodinamik parametrlər E.M.Kərimova, A.M.Abdullayev, G.M.Əhmədova, P.H.İsmailova, A.B.Məhərrəmov.....	77
Ag _{0,82} Sb _{1,18} Te _{2,18} -un elektrofiziki xassələri S.S.Rəhimov, A.E.Babayeva, A.A.Səddinova.....	81
Cu ₂ Se-Ga ₂ Se ₃ -In ₂ Se ₃ sisteminin nazik təbəqələrində fazaların yaranması A.Ç.Məmmədova, N.K.Kərimova, A. M. Nuriyeva, C.İ.İsmayılov.....	85
Silikatların elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığına uranil qrupu və qamma şüalanmanın təsiri A.A.Qəribov, R.N.Mehdiyeva, M.N.Mirzəyev.....	91
ZnO-polivinilidenftorid kompozit varistorlarında kinetik parametrlərin təyini Ş.M.Əhədzadə.....	99
Ferromaqnit əhatəli trianqulyar laylı antiferromaqnetiklərdə maqnit həyəcanlaşmanın spektri M.N.Abdullayev, G.Q.Kərimova, V.S.Tağıyev.....	104
Azərbaycanın Qax və Qəbələ rayonlarının termal sularının doymuş buxarının təzyiqi A.Əhmədov, C.Səfərov, M.Bəşirov, E.Hassel.....	109
İkinci komponentlə qidalandırılan ərintidən biricinsli InAs-AlAs monokristalların alınma şərtləri V.K.Kazımova, Z.M.Zöhrəbəyova, H.X.Əjdərov.....	114

MÜNDƏRİCAT

GeSe kristalında yüksək təzyiq altında ikinci tərtibli faza keçidi F.M.Haşımzadə, D.Ə.Hüseynova, Z.A.Cahangirli, B.H.Mehdiyev.....	118
Ultrasonik dəmləməsi ilə gamma şüaların təsirindən deqradasiyaya olmuş siliicon əsaslı günəş fotoçeviricilərində fotoelektrik parametirlərinin bərpası D.M.Tobnaghi, R.Madatov.....	122
Parabolik kvant çuxurunda elektromaqnit şüalanmasının udulması R.Q.Abaszadə.....	127
HD21389 və HD187982 ulduzları atmosferinin tədqiqi Ə.Ş.Baloğlu, Y.M.Məhərrəmov.....	130
Seçilmiş ifratnəhəng ulduzların spektrlərində H_{α} və H_{β} xətlərinin tədqiqi Y.M.Məhərrəmov.....	137

CONTENTS

Academician Aliyev Maksud Isfandiyar oğlu – 90.....	3
Academician Cajar Chingiz Oveyz oğlu – 85.....	4
Tagiyev Bahadur Huseyn oğlu – 80.....	5
Jafarov Tayar Jumshud oğlu -75.....	6
Influence of the Rasba spin–orbit interactions on the intrazoned magnetoabsorption of electromagnetic waves by two dimensional electron gas in semiconductor heterostructures	
G.B.Ibragimov, R.Z.Ibaeva.....	7
Wigner function of a relativistic quantum particle in an external time-dependent homogenous field	
Sh.M.Nagiyev, K.Sh.JAFAROVA.....	11
Theoretical study of the creating of the InAs quantum dots on the GaS crystals	
M.M.Jahangirov, F.I.Ahmadodov.....	20
Radiation of superconducting medium energy of electron type carries in external constant electric and magnetic fields	
A.M.Gashimov, E.R.Hasanov.....	25
Electrophysical properties of InSb-MnSb and GaSb-FeGa _{1.3} eutectic composites	
M.I.Aliyev, I.Kh.Mammadov, D.H.Arasly, A.A.Khalilova, R.N.Rahimov, R.M.Jabbarov.....	30
First-principles calculations of lattice dynamics and heat capacity of TiGaTe ₂	
G.S.Orudzhev, V.N.Jafarova.....	38
Coherent states of a quantum dot	
R.G.Aghayeva.....	45
Growth conditions of fully homogeneous InSb-AlSb solid solution single crystals by the double feeding of the melt method	
P.G.Azhdarov, Z.M.Zakhrabekova, V.V.Mir-Bagirov, L.A.Guseynli.....	48
Effect of doping with dysprosium atoms on heat conductivity of the extruded Bi _{0.7} Sb _{1.3} Te _{2.93} Se _{0.07} samples	
B.Sh.Barkhalov, R.Yu.Aliyev, M.M.Tagiyev, G.Z.Bagiyeva.....	52
Temperature dependence of the thermoelectric power and dc-conductivity of TlFe _{0.975} Ga _{0.025} S ₂ solid solution	
S.N.Mustafaeva, A.I.Jabbarov, E.M.Kerimova.....	56
Dependence of the dielectric spectra of zeolite and silicon powder mixtures on the silicon concentration	
V.I.Orbux, G.M.Eyvazova, N.N.Lebedeva, A.X.Muradov.....	61
Influence of neutron irradiation on the frequency and temperature dependence of dielectric loss of nano SiO ₂ particles	
E.M.Huseynov, A.A.Garibov, R.N.Mehtieva.....	69
Low-temperature heat capacity, Debye temperature, phase transitions and thermodynamic parameters of TlFeTe ₂ crystals	
E.M.Kerimova, A.M.Abdullayev, G.M.Akhmedova, P.H.Ismailova, A.B.Magerramov.....	77
Elektrophysical properties of Ag _{0.82} Sb _{1.18} Te _{2.18}	
S.S.Ragimov, A.E.Babayeva, A.A.Saddinova.....	81
Phase formation in thin films of Cu ₂ Se-Ga ₂ Se ₃ -In ₂ Se ₃ system	
A.Ch.Mamedova, N.K.Kerimova, A.M.Nuriyeva, D.I.Ismailov.....	85
Influence gamma radiation and uranyl group on the temperature dependence of the electrical conductivity of silicate	
A.A.Garibov, R.N.Mehdiyeva, M.N.Mirzayev.....	91
Determination kinetic parameters of the composite varistors based on ZnO-polivinilidenftorid	
Sh.M.Ahadzadeh.....	99

CONTENTS

The spectrum magnetic excitation of triangular layered antiferromagnets with ferromagnetic arounding	
M.N.Abdullayev, G.Q.Kerimova, V.S.Tagiyev.....	104
Saturated vapor pressure thermal waters Gah and Gabala region of Azerbaijan	
A.Ahmedov, J.Safarov, M.Bashirov, E.Hassel.....	109
Conditions for growing of homogeneous InAs-AlAs single crystals from the melt fed by the second component	
V.K.Kazimova, Z.M.Zakhrabekova, G.Kh.Azhdarov.....	114
Second-order phase transition at high-pressure in GeSe crystal	
F.M.Hashimzade, D.A.Huseinova, Z.A.Jahangirli, B.H.Mehdiyev.....	118
Recovery in the photoelectric parameters of silicon solar cells degraded under gamma radiation by ultrasonic treatment	
D.M.Tobnaghi, R.Madatov.....	122
The absorption of electromagnetic radiation in a parabolic quantum well	
R.G.Abaszade.....	127
Investigation of the atmosphere HD21389 and HD187982 stars	
A.Sh.Baloqlanov, Y.M.Maharramov.....	130
Investigation of the H_{α} and H_{β} LINES in the spectra of some supergiant stars	
Y.M.Maharramov.....	137

СОДЕРЖАНИЕ

Академик Алиев Максуд Исфандияр оглы-90.....	3
Академик Каджар Чингиз Овейз оглы -85.....	4
Тагиев Бахадур Гусейн оглы -80.....	5
Джафаров Таяр Джумшуд оглы -75.....	6
Влияние спин-орбитальных взаимодействий Рашбы на внутризонное магнитопоглощение электромагнитного излучения двумерных электронов в полупроводниковых гетероструктурах Г.Б.Ибрагимов, Р.З.Ибаева.....	7
Функция Вигнера для релятивистской квантовой частицы во внешнем переменном однородном поле Ш.М.Нагиев, К.Ш.Джафарова.....	11
Теоретические исследования по созданию квантовых точек на основе InAs в монокристаллах GaS М. М. Джахангиров, Ф. И. Ахмедов.....	20
Излучение энергии в проводящих средах электронного типа носителей во внешнем постоянном электрическом и магнитном поле А.М.Гашимов, Э.Р.Гасанов.....	25
Электрофизические свойства эвтектических композитов InSb-MnSb и GaSb-FeGa _{1.3} М.И.Алиев, И.Х.Мамедов, Д.Г.Араслы, А.А.Халилова, Р.Н.Рагимов, Р.М.Джаббаров.....	30
Исследование динамики решетки и теплоемкости TlGaTe ₂ из первых принципов Г.С. Оруджев, В.Н. Джафарова.....	38
Когерентные состояния квантовой точки Р.Г.Агаева.....	45
Условия роста полностью однородных монокристаллов твердых растворов InSb-AlSb методом двойной подпитки расплава П.Г.Аждаров, З.М.Захрабекова, В.В.Мир-Багиров, Л.А.Гусейнли.....	48
Влияние легирования атомами диспрозия на теплопроводность экструдированных образцов Bi _{0.7} Sb _{1.3} Te _{2.93} Se _{0.07} Б.Ш.Бархалов, Р.Ю.Алиев, М.М.Тагиев, Г.З.Багиева.....	52
Температурная зависимость термоэдс и проводимости твердого раствора TlFe _{0.975} Ga _{0.025} S ₂ в постоянном электрическом поле С.Н.Мустафаева, А.И.Джаббаров, Э.М.Керимова.....	56
Зависимость диэлектрических спектров смеси цеолитового и кремниевых порошков от концентрации кремния В.И.Орбух, Г.М.Эйвазова, Н.Н.Лебедева, А.Х.Мурадов.....	61
Влияние нейтронного облучения на частотную и температурную зависимость диэлектрических потерь нано SiO ₂ Э.М.Гусейнов, А.А.Гарибов, Р.Н.Мехтиева.....	69
Низкотемпературная теплоемкость, температура Дебая, фазовые переходы и термодинамические параметры в кристаллах TlFeTe ₂ Э.М.Керимова, А.М.Абдуллаев, Г.М.Ахмедова, П.Г.Исмаилова, А.Б.Магеррамов.....	77
Электрофизические свойства Ag _{0.82} Sb _{1.18} Te _{2.18} С.С.Рагимов, А.Э.Бабаева, А.А.Саддинова.....	81
Образование фаз в тонких пленках системы Cu ₂ Se-Ga ₂ Se ₃ -In ₂ Se ₃ А.Ч.Мамедова, Н.К.Керимова, А.М.Нуриева, Д.И.Исмаилов.....	85
Влияние гамма излучения и группы уранила на температурную зависимость электрической проводимости силикатов А.А.Гарибов, Р.Н.Мехтиева, М.Н.Мирзоев.....	91

Определение кинетических параметров композитных варисторов на основе ZnO–поливинилиденфторида	
Ш.М.Ахадзаде.....	99
Спектр магнитных возбуждений в треугольном слоистом антиферромагнетике с ферромагнитным окружением	
М.Н.Абдуллаев, Г.Г.Керимова, В.С.Тагиев.....	104
Давление насыщенных паров термальных вод Гахского и Габалинского районов Азербайджана	
А.Ахмедов, Д.Сафаров, М.Баширов, Е.Хассел.....	109
Условия роста однородных монокристаллов InAs-AlAs из расплава, подпитываемого вторым компонентом	
В.К.Кязимова, З.М.Захрабекова, Г.Х.Аждаров.....	114
Фазовые переходы второго рода в кристалле GeSe при высоком давлении	
Ф.М.Гашимзаде, Д.А.Гусейнова, З.А.Джахаргирли, Б.Х.Мехдиев.....	118
Восстановление с помощью ультразвукового отжига фотоэлектрических параметров солнечных элементов на основе монокристалла кремния	
Д.М.Тобнаки, Р.Мадатов.....	122
Поглощение электромагнитного излучения в параболической квантовой яме	
Р.Г.Абасзаде.....	127
Исследование атмосферы звезды HD21389 и HD187982	
А.Ш.Балогланов, Я.М.Магеррамов.....	130
Исследование линий H_{α} и H_{β} в спектрах некоторых звезд сверхгигантов	
Я.М.Магеррамов.....	137

INSTRUCTIONS TO CONTRIBUTORS

Journal "TRANSACTIONS" accepts original articles and short notes in various fields of research in physics and astronomy. Contribution is open to researchers of all nationalities.

Manuscripts should be written in Azerbaijani, English and Russian. Each paper should always be preceded by an abstract in language of this work. Article submitted for publication should be typed in one interval on white paper of the standard form 210x297mm with standard margins (top – 30mm, bottom – 30mm, left – 22,5mm, right – 22,5mm) by normal type, including the name of organization, its address, telephone number, e-mail. Manuscripts should contain one original, one copy, and one CD disk with appropriate article in Microsoft Word™ (any version). Unaccepted manuscripts are not returned to the author. All manuscripts should be accompanied by a letter from the laboratory or university where the research has been carried out.

1. TITLE PAGE.

Each title page should contain:

– PACS, title of the paper, names of authors, name and address of the laboratory or university, e-mail where the research has been carried out, the abstract in language of the paper, key words.

2. REFERENCES.

References should be listed in the order in which they appear in the text. The method of citation should be as follows:

– papers in periodicals: names of authors (A.A.Aliyev title of the paper), title of paper and periodical, volume or series number, year of publication, start and final pages;

– books and theses: names of authors, title of the paper or theses, title of the book or theses, place and year of publication, chapter number, start and final pages.

3. ABSTRACT.

Abstract should be typed on a separate sheet in other two languages and should not contain more than 70 words.

4. FIGURES.

Figures should be neatly drawn on a good white base or presented as photographs. Figures drawn larger than 125x160mm and smaller than 60x60mm will not be accepted. Captions of all figures must be typed on a separate sheet. The sea- my side of each figure must have a number and title of the article. The name of the coordinate axis's must be written very clearly. Each line on the graph should be numbered and explanation given in captions. The article should not contain more than 5 figures.

5. TABLES.

Tables must be typed on separate sheets. They should be numbered and titled, the size should not exceed 125x160 mm. The article should not contain more than 5 tables.

6. ADDRESS.

The articles should be sent to the following address: Azerbaijan, AZ 1143, Baku, H.Javid ave., 131, IFAN.

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

Founder

Azerbaijan National Academy of Sciences

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Журнал "ИЗВЕСТИЯ" принимает оригинальные статьи и краткие сообщения, посвященные различным областям физики и астрономии. Статьи принимаются от исследователей всех стран.

Рукописи принимаются на азербайджанском, русском и английском языках. В начале каждой статьи должна быть напечатана аннотация на языке статьи (не более 70 слов). Статьи, направляемые в печать, должны быть напечатаны на белой бумаге на одной стороне стандартного листа 210x297мм через 1 интервал, соблюдая стандартные поля (сверху – 30мм, слева – 22,5мм, снизу – 30мм, справа – 22,5мм), шрифт в тексте нормальный, прямой 12, заголовок и авторы – жирным 12, организация, почтовый адрес, телефон, e-mail – нормальным 12, текст – спустя 2 интервала. Статьи должны быть представлены в двух экземплярах и на CD диске в формате Microsoft Word™, любая версия, шрифт Times New Roman. К статье должно прилагаться сопроводительное письмо с места работы авторов. Статьи, не принятые к печати, авторам не возвращаются.

1. ТИТУЛЬНЫЙ ЛИСТ.

На титульном листе статьи печатается УДК, через одну строку название статьи, инициалы и фамилии авторов, место работы, адрес организации с указанием почтового индекса, e-mail исследователей, аннотация на языке статьи, ключевые слова.

2. ЛИТЕРАТУРА.

Список литературы печатается в порядке упоминания в статье и оформляется следующим образом:

– для журнальных статей: инициалы и фамилии авторов, название статьи и журнала, том или серия, номер, год издания, начальная и конечная страница;

– для книг и тезисов: полное название книги или тезисов, инициалы и фамилии авторов, место и год издания, начальная и конечная страница.

3. АННОТАЦИЯ.

На отдельном листе печатается аннотация на остальных двух языках.

4. РИСУНКИ.

Рисунки должны быть выполнены четко и представлены на CD диске в JPG формате. Размеры рисунков должны быть не более 125x160мм и не менее 60x60мм. Подписи к рисункам печатаются на отдельном листе, на обратной стороне его номер и название статьи. На рисунках должны отсутствовать разъясняющие тексты и надписи. На координатных осях названия указываются крупно и четко на английском языке. Если на графике дано несколько кривых, то их следует пронумеровать, а разъяснение к нумерации дать в подписи к рисунку.

5. ТАБЛИЦЫ.

Таблицы представляются на отдельном листе. Они должны быть пронумерованы и озаглавлены. Размеры таблиц не должны превышать 125x160мм. Статья не должна содержать более 5 таблиц.

6. АДРЕС.

AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида 131, Институт Физики НАН Азербайджана.

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

УЧРЕДИТЕЛЬ

Национальная Академия Наук Азербайджана

↑Irina Mammadyarova
M a m m a d y a r o v a
ҫin | Һ ■ ↑

↑ I r i n a

Угн ↑ 5



↓Irina Mammadyarova

M a m m a d y a r o v a ады & Һ`мҗБЕ    `мҗБЕ
нды < ' Һ ■

↓ I r i n a