

REDAKSIYA HEYƏTİ

A.C.Hacıyev - baş redaktor, M.İ.Əliyev - baş redaktorun müavini, R.M.Əliquliyev - baş redaktorun müavini, Ə.M.Abbasov, Ç.O.Qaçar, C.E.Allahverdiev, T.A.Əliyev, F.Ə.Əliyev, İ.Ə.İbrahimov, A.Ş.Mehdiyev, A.M.Paşayev, F.M.Həşimzadə, E.Y.Salayev, C.Ş.Abdinov, T.C.Cəfərov, F.H.Hacıyev, M.F.Mehdiyev, B.H.Tağıev, A.M.Həşimov, Ə.Ş.Quliyev, F.M.İmranov-məsul katib.

BURAXILIŞIN REDAKSIYA HEYƏTİ

M.İ.Əliyev – baş redaktor, Ə.Ş.Quliyev - baş redaktorun müavini, N.T.Məmmədov - baş redaktorun müavini, C.Ş.Abdinov, A.A.Qəribov, T.C.Cəfərov, Ö.B.Abdinov, N.S.Cəlilov, R.R.Hüseynov, İ.H.Cəfərov, H.X.Əjdərov, E.K.Hüseynov, Ş.M.Nağıyev, S.İ.Mehdiyeva, H.B.İbrahimov, T.R..Mehdiyev, A.A.Xəlilova-məsul katib, İ.A.Məmmədyarova - 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 (nümunə: Ə.Ə.Əliyev), məqalənin adı, jurnalın adı, cild (seriya), nömrə, nəşr ili, səhifə (başlanğıc və son);
- kitab və tezislər üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı, kitabın, tezis 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

TƏSİSÇİ

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AKADEMİK
CAVAD ŞAHVƏLƏD OĞLU ABDİNOV - 75



2015-ci il yanvarın 5-də yarımkəçiricilər fizikası və elektronikası sahəsində tanınmış alim, Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının həqiqi üzvü, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru (1976), professor (1984), AMEA Fizika İnstitutunun elmi işlər üzrə direktor müavini və laboratoriya rəhbəri, Azərbaycan Dövlət mükafatı laureatı Cavad Şahvələd oğlu Abdinovun 75 yaşı, elmi-pedaqoji fəaliyyətinin 55 ili tamam olur.

O, 1940-çı ildə Naxçıvan MR Ordubad rayonunun Behrud kəndində anadan olmuşdur. C.Ş.Abdinov 1961-cı ildə Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universitetinin fizika-riyaziyyat fakültəsini fərqlənmə diplomu ilə bitirib Azərbaycan Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutunda aspiranturaya daxil olmuş, 1966-cı ildə akademik Həsən Abdullayevin rəhbərliyi ilə uğurla namizədlik dissertasiyasını müdafiə etmişdir.

1972-ci ildə Bakıda keçmiş SSRİ Müdafiə Sənayesi Nazirliyinin Elmi-Tədqiqat Fotoelektronika İnstitutu yaradıldı və Cavad Şahvələd oğlu Abdinov “Bərk cisim elektronikasi” şöbəsinə rəhbər təyin edildi. Cavad müəllimin elmi tədqiqatları, əsasən, elektron çeviriciləri üçün perspektiv yarımkəçirici material və strukturların alınması, onlarda elektron, fonon proseslərinin qanunauyğunluqları və mexanizmlərinin müəyyənləşdirilməsi, nəhayət istehsalata tətbiqi ilə bağlıdır. Onun elektron texnikası üçün perspektivli olan bərk məhlulların alınması, fiziki xassələrinin kompleks tədqiqi və onlar əsasında yeni çeviricilərin işlənilib hazırlanması və tətbiqi sahəsindəki işləri respublikada və xaricdə geniş tanınmışdır.

C.Ş.Abdinov ilk dəfə olaraq xüsusi təyinatlı yerüstü və uçan sistemlərdə yerləşdirilən informasiyanın qəbulu və ötürülməsini yerinə yetirən optik sistemlərdə geniş tətbiqini tapmış spektrin görünən və infraqırmızı oblastlarında işləyən elektron soyuduculu həssas çeviricilər istiqamətini yaratmışdır. Onlardan özünü istiqamətləndirən mərminin başlığı üçün kiçik ölçülü elektron soyuduculu fotoqəbuledici, hərbi təyyarədə yerləşdirilən optik lazer nişanlama sistemi üçün elektron soyuduculu fotoqəbuledici, gəmi artilleriya qurğusunda yerləşdirilən elektron soyuduculu fotoqəbuledici, Yer in təbii sərvətlərini tədqiq edən kosmik aparatda yerləşdirilən elektron soyuduculu fotoqəbuledici və s. göstərmək olar. Həmin fotoqəbuledicilər keçmiş İttifaqda seriya ilə istehsal olunan bu tip ilk cihazlar olmuşdur.

C.Ş.Abdinov 1993-2002-ci illərdə Fotoelektronika İnstitutunun elmi işlər üzrə direktor müavini olmuş, 1998-2002 illərdə İnstitutun direktoru vəzifəsini icra etmiş, 2002-cu ildən Fizika İnstitutunun elmi işlər üzrə direktor müavini.

O, xarici və respublika jurnallarında çap olunmuş 300-dən artıq elmi məqalənin, 29 ixtiranın və 2 monoqrafiyanın müəllifidir. 50-dən artıq Beynəlxalq konfransda məruzə ilə çıxış etmişdir. Onun rəhbərliyi altında 4 elmlər doktoru, 24 elmlər namizədi hazırlanmışdır. O, 1989-cu ildən müxtəlif Universitetlərdə pedaqoji fəaliyyət göstərir.

C.Ş.Abdinov Elmlər Akademiyaların Beynəlxalq Assosiasiyasının Elektron Texnikası materialları üzrə Problem Şurasının, AMEA-nın tətbiq işləri üzrə Problem Şurasının, Fizika institutunun Dissertasiya Şurasının, “Fizika” və “AMEA-nın Xəbərləri” elmi jurnalların redaksiya heyətinin üzvüdür.

C.Ş.Abdinov elm və texnikanın inkişafındakı nailiyyətlərinə görə Komsomol Mükafatı laureatı və Azərbaycan Respublikasının Dövlət Mükafatı laureatıdır. O, “Şərəf nişanı” ordeni, medallar, AMEA “Fəxri fərmanı” ilə təltif olunmuşdur.

Elmi ictimaiyyət Cavad müəllimə bacarıqlı alim və pedaqoq kimi böyük hörmətlə yanaşır. O, elmi tədqiqat və tətbiq işlərinin təşkili və icrasına, habelə elmi kadrların hazırlanmasına böyük əmək sərf edir.

İnstitutun kollektivi, dostları, həmkarları və tələbələri adından görkəmli alim və elm təşkilatçısı, gözəl insan Cavad müəllimi 75 illik yubileyi münasibəti ilə təbrik edir, ona can sağlığı, uzun ömür və elmi-ictimai fəaliyyətində yeni-yeni yaradıcılıq uğurları arzulayırıq.

AMEA-nın MÜXBİR ÜZVÜ
RAUF RÜSTƏM OĞLU HÜSEYNOV – 75



2015-ci il mart ayının 4-də Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının müxbir üzvü, yarımkeçiricilər fizikası və optoelektronika sahəsinin inkişafında böyük xidmətləri olan və bu sahədə zəngin elmi tədqiqatlara malik alim və mütəxəssis kimi tanınan Rauf Rüstəm oğlu Hüseynovun 75 yaşı tamam olur.

Görkəmli alim, pedaqoq R.R.Hüseynov 4 mart 1940-ci ildə Bakı şəhərində anadan olmuşdur. 1962-ci ildə Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsini bitirdikdən sonra o, AMEA-nın Fizika İnstitutuna təyinat almışdır və indiyədək orada fəaliyyət göstərir. 1993-cü ildən o, “Bərk cisim nəzəriyyəsi” laboratoriyasının rəhbəri vəzifəsində çalışır.

R.Hüseynov 1965-1971-ci illərdə Moskvada P.N.Lebedev adına Fizika İnstitutuna (FİAN) elmi təcrübə keçmək üçün göndərilmiş, sonra həmin institutun aspiranturasına daxil olmuşdur. Tanınmış alim akademik L.V.Keldışın rəhbərliyi altında o, 1973-cü ildə “Kristalda eksiton spektrinin dayanıqsızlığı ilə bağlı olan electron faza keçidi” mövzusunda dissertasiyanı müvəffəqiyyətlə müdafiə etmiş və fizika-riyaziyyat elmləri namizədi elmi dərəcəsinə layiq görülmüşdür. İstedadlı alimin orada keçdiyi məktəb onun bütün sonrakı elmi fəaliyyətini istiqamətləndirdi. 1986-cı ildə o, “Kulon qarşılıqlı təsir və kollektiv hadisələr” mövzusunda doktorluq dissertasiyası müdafiə edir. R.Hüseynovun elmi fəaliyyəti bərk cisim nəzəriyyəsinin ən aktual istiqamətləri ilə bağlıdır.

Elmi tədqiqatlarının əsas hissəsini yarımkeçirici kristalda eksiton hallarının dayanıqsızlığı ilə bağlı faza keçidinin nəzəriyyəsi, həmçinin aşağı ölçülü sistemlərdə güclü anizotropiyaya malik olan nazik yarımkeçirici təbəqələrdə və yarımkeçirici ifratqəfəslərdə elektron spektrinin formalaşmasına elektronların kulon qarşılıqlı təsirinin araşdırılması təşkil edir.

Hələ keçmiş əsrin yetmişinci illərində o, yarımkeçiricilərdə “eksiton dielektrik” adlı yeni bir halın yaranmasının mümkünlüyünü araşdırıb mühüm nəticələr almışdır. O zaman bu nəticələr bərk cisim nəzəriyyəsi ilə məşğul olan fiziklər arasında sensasiya kimi qəbul olunurdu. Sonralar isə bu tədqiqatlar həm keçmiş SSRİ-də, həm də xaricdə elmi dairələr tərəfindən bəyənilmiş və onun işlərinə elmi mətbuatda onlarla istinadlar olmuşdur.

O, çox aktual olan süni kvazi-ikiölçülü yarımkeçirici ifratqəfəslərin enerji spektri və optik xassələri kimi yeni elmi istiqamətin yaradıcılarından biridir və bu sahədə də son illər maraqlı nəticələr əldə edib.

R.R.Hüseynovun nazik yarımkeçirici təbəqələrdə eksiton spektrinə aid işlərində alınan yeni nəticələr də yaxşı məlumdur. Bu nəticələrin bəziləri Fizika İnstitutunda aparılan təcrübələrdə öz təsdiqini tapmışdır.

Rauf müəllim istedadlı gəncələrin elmi tədqiqatlara cəlb edilməsi və gənc kadrların elmi səviyyəsinin yüksəldilməsində fəal iştirak edir. Uzun illər o, institutun gənc əməkdaşlarına və aspirantlarına “Bərk cisim fizikasının” bəzi aktual problemlərindən mühazirələr oxumuşdur. O, elmi-tədqiqatlarla yanaşı pedaqoji fəaliyyətə də böyük diqqət yetirərək, 1992-ci ildən Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsində ixtisas kurslarından dərs keçir.

R.R.Hüseynov çox sayda elmi konfranslarda məruzələrlə çıxış etmiş, əsərləri tanınmış beynəlxalq jurnallarda çap olunmuşdur. O, «Fizika» jurnalın yaranma günündən redaksiya heyətinin üzvü olaraq (məsul katib), jurnalın elmi səviyyəsinin artmasında mühüm rol oynayıb.

Rauf müəllim Bakı Dövlət Universitetinin Fizika fakültəsinin Dissertasiya Şurasının üzvü olaraq bir çox namizədlik və doktorluq dissertasiyalarına opponentlik etmiş, indi Fizika İnstitutun nəzdindəki Dissertasiya Şurasının üzvüdür.

Görkəmli alim, gözəl insan, AMEA-nın müxbir üzvü Rauf müəllimi 75 illik yubileyi münasibəti ilə təbrik edir, möhkəm can sağlığı, uzun ömür və elmi fəaliyyətində yeni-yeni yaradıcılıq uğurları arzulayırıq.

**AMEA-nın MÜXBİR ÜZVÜ
ÖVSƏT BƏHRAM OĞLU ABDİNOV -70**



AMEA-nın müxbir üzvü, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, Fizika İnstitutunun “Yüksək enerjilər fizikası” laboratoriyasının rəhbəri Övsət Bəhram oğlu Abdinov 23 Fevral 1944-cü ildə Azərbaycan Respublikası Balakən şəhərində anadan olmuşdur. 1966-cı ildə Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsini bitirib, Universitetin aspirantı kimi namizədlik dissertasiyasının mövzusu üzrə tədqiqat işlərini o, Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutunda (Dubna şəh. Rusiya) aparmışdır. O, namizədlik dissertasiyasını 1972-ci doktorluq dissertasiyasını isə 1986-cı ildə müdafiə etmişdir.

Onun tədqiqatlarının əsas istiqaməti adron-nüvə qarşılıqlı təsirinin nəzəri təsvirini vermək olmuşdur. O.B.Abdinovun və həmkarlarının təklif etdiyi kaskad modeli indiki dövrdə adron-nüvə, nüvə-nüvə qarşılıqlı təsirlərinin nəzəri izahı üçün təbii edilən ən əsas nəzəri modellərdəndir. Bu modelin, xüsusi ilə yüksək enerjili adronların yüngül nüvələrlə qarşılıqlı təsirinin öyrənilməsinin tədbiqində və bir çox effektlərin nəzəri izah olunmasında O.B.Abdinovun çox böyük xidmətləri var. O, ilk dəfə kollektiv nüvə effektlərini izah etmək üçün yüngül nüvələrdə klasterlərin əmələ gəlməsi ideyasını irəli sürmüş və bunu təcrübi faktlarla əsaslandırmışdır.

Keçən əsrin 70-ci illərində Azərbaycanda bir sıra ən müasir elmi sahələrlə yanaşı Yüksək Enerjilər fizikası da inkişaf etməyə başladı. O.B.Abdinov AMEA-nın Fizika İnstitutunda yaradılan Yüksək Enerjilər Fizikası Laboratoriyasının 40 ildir ki, əvəzsiz rəhbəridir.

Yarandığı ilk gündən laboratoriya öz fəaliyyətini dünyanın beynəlxalq elmi mərkəzləri ilə həmahəng aparır. O.B.Abdinov dünyanın aparıcı elm mərkəzlərindən biri sayılan Avropa Nüvə Tədqiqatları Mərkəzi (CERN, Cenevrə, İsveçrə) ilə elmi əlaqələrin yaradılması təşəbbüsünü irəli sürdü. Azərbaycan Dövləti ilə CERN arasında bağlanmış müqavilələr Azərbaycan alimlərinin ən möhtəşəm təcrübələrdə – Böyük Adron Kollayderi təcrübələrində iştirakına zəmin yaratdı və Fizika İnstitutuna dünyanın 40 ölkə təşkilatının daxil olduğu ATLAS kollaborasiyasının işində iştirakına imkan verdi. Böyük Adron Kollayderinin ATLAS detektorunun fiziki proqramının hazırlanmasında, quraşdırılmasında və bu qurğunun müxtəlif hissələrinin sınağında Övsət müəllim və əməkdaşları yaxından iştirak edirlər.

2008-ci ildə O.B.Abdinovun rəhbərliyi altında “Yüksək enerjilər fizikası” laboratoriyası bazasında Fizika İnstitutunun dəstəyi ilə Milli GRİD – seqmenti yaradıldı və bu Azərbaycan alimlərinin müxtəlif beynəlxalq layihələrdə iştirak etməyinə şərait yaratdı. Onun böyük xidmətlərindən biri gənc ixtisasçıların elmi-tədqiqat işlərinə cəlb edilməsidir. Bu gənclər Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutuna (BNTİ), Yüksək Enerjilər Fizikası İnstitutuna (YEFİ) və CERN-ə ezam edilir və bu onlara dünyanın aparıcı alimləri ilə təmasda olmağa imkan verir.

O.B.Abdinov 600-dən artıq məqalənin müəllifidir. O, Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutunda Azərbaycan Respublikasının tamhüquqlu nümayəndəsinin müavini, Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutunun elmi şurasının və ATLAS kollaborasiyasının üzvüdür. 1997-ci ildən ATLAS kollaborasiyasında Azərbaycan Respublikasının koordinatorudur.

2014-cü ildə O.B.Abdinov Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının müxbir üzvü seçilmişdir. O, Azərbaycan Respublikası “AVROPA NƏŞR MƏTBUAT EVİ”-nin “Ən yaxşı vətənpərvər tədqiqatçı alim” qızıl medalı ilə təltif olunmuşdur.

Tanınmış və istedadlı alim, mehriban insan Övsət müəllimi yubileyi münasibəti ilə təbrik edir, yeni elmi nailiyyətlər, uzun və sağlam ömür arzulayırıq.

PACS: 75.70. Ak

DISPERSION EQUATION OF SPIN-WAVES IN NANOWIRES FORMED FROM ALTERNATING TWO DIFFERENT FERROMAGNETIC LAYERS

V.A.TANRIVERDIYEV

*Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Azerbaijan
AZ 1143, Baku, H.Javid ave., 33
Vahid_tanriverdi@yahoo.com*

Received : 26.12.2014

Accepted:16.01.2015

ABSTRACTS

A Green function analysis is used to study spin-waves excitations in ferromagnetic nanowires in which the atomic layers of material an alternate which atomic layers of material b. The dispersion equation for spin waves propagating along the nanowires are derived. The results are illustrated numerically for a particular choice of parameters.

Key words: ferromagnetic, nanowire, spin-waves, Green function

Nowadays, magnetic materials with nano-scaled dimensions are attracting considerable attention because they are potensial interest for applications and novel physics perspective [1-3]. Therefore, properties of magnetic systems in the nanometer scale are of particular importance, both from the experimental and from the theoretical point of view for many scientists [4-6]. It is possible to investigate the magnetic properties of individual nanoparticles by new experimental techniques, such as magnetic force microscopy, electron holography, micro-SQUID magnetometry.

Theoretically, various superlattice, nanotubes and nanowires can be modeled as having a chosen shape and size cross section (in the x-y plane) with a finite number spins arranged [7-10]. Compared to bulk systems, both superlattice and nanowires systems show novel magnetic and electronic features. The study of spin waves is very useful in determining the fundamental parameters that characterize these structures. Although progress has been made in the understanding magnetic nanostructured materials studies of magnetic nanotubes and nanowires (NWs) are still at a nascent stage.

As indicated in fig. 1. we consider a hexagonal ferromagnetic nanowires model in which the atomic layers of material a alternate which atomic layers of material b. Each atomic layers is assumed to be the xy plane.

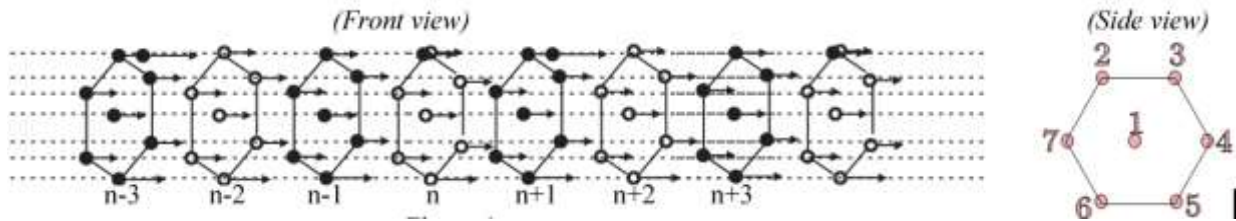


Fig.1.

Model of hexagonal ferromagnetic nanowires in which the atomic layers of material a alternate which atomic layers of material b. The nanowires are infinite in the direction perpendicular to the axes z.

The Hamiltonian of the system can be written in the form

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{i,j} (\vec{S}_i \vec{S}_j) - \sum_i g_i \mu_B (H_i^{(A)} + H_0), \quad (1)$$

where the first term describes exchange interactions between the neighboring spins and the last terms include the Zeeman's energy and magnetic anisotropy energy. Also, H_0 is externally applied field in the along the nanowires under consideration and it is assumed to be parallel to the axis z. $H_i^{(A)}$ ($i = 1, 2$) anisotropy field for a ferromagnetic with simple uniaxial anisotropy along the z axis.

Employing the equation of motion for the GF [8,11] $G_{i,j}(t,t') = \langle \langle S_i^+(t); S_j^-(t') \rangle \rangle$ one obtains the following equation

$$\left\{ \omega - g_i \mu_B (H_0 + H_i^{(A)}) - \sum_{\delta} J_{i,i+\delta} \langle S_{i+\delta}^z \rangle \right\} G_{i,j}(\omega) + \langle S_i^z \rangle \sum_{\delta} J_{i,i+\delta} G_{i,i+\delta}(\omega) = 2 \langle S_i^z \rangle \delta_{ij}. \quad (2)$$

Equation (2) are valid in the low-temperature limit and random-phase-approximation (RPA) has already been done. This is complex to employ the equation (2) for the nanowires under consideration in the general case. It has taken into account the symmetry of the system one can separate spins to two type as one bulk (labeled 1) and six surface spins (labeled 2,3..7). Therefore, to study of the spin excitations of the system we introduce two type Green's function.

When obtaining Green function $G_{n,m}^{1,1}$, it is necessary to take into account that all six spins are in the same orientation according to the spin labeled by 1 and therefore, $G_{n,m}^{2,1} = G_{n,m}^{3,1} = G_{n,m}^{4,1} = G_{n,m}^{5,1} = G_{n,m}^{6,1} = G_{n,m}^{7,1}$. Here n and m are layer indices, while $1, \dots, 7$ label the position of the spins in this layers, respectively. The equation (2) can be solved to relate the GFs for layers of the nanowires

$$\begin{cases} (\omega - g\mu H_0 - 6J_a \langle S_a^z \rangle - 2J \langle S_b^z \rangle) G_{n,m}^{1,1} + 6J_a \langle S_a^z \rangle G_{n,m}^{2,1} + J \langle S_a^z \rangle (G_{n+1,m}^{1,1} + G_{n-1,m}^{1,1}) = \delta_{n,m}^{1,1} \\ (\omega - g\mu H_0 - J_a \langle S_a^z \rangle - 2J_s \langle S_b^z \rangle) G_{n,m}^{2,1} + J_a \langle S_a^z \rangle G_{n,m}^{1,1} + J_s \langle S_a^z \rangle (G_{n+1,m}^{2,1} + G_{n-1,m}^{2,1}) = 0 \\ (\omega - g\mu H_0 - 6J_b \langle S_b^z \rangle - 2J \langle S_a^z \rangle) G_{n+1,m}^{1,1} + 6J_b \langle S_b^z \rangle G_{n+1,m}^{2,1} + J \langle S_b^z \rangle (G_{n+2,m}^{1,1} + G_{n,m}^{1,1}) = \delta_{n+1,m}^{1,1} \\ (\omega - g\mu H_0 - J_b \langle S_b^z \rangle - 2J_s \langle S_a^z \rangle) G_{n+1,m}^{2,1} + J_b \langle S_b^z \rangle G_{n+1,m}^{1,1} + J_s \langle S_b^z \rangle (G_{n+2,m}^{2,1} + G_{n,m}^{2,1}) = 0 \end{cases} \quad (3)$$

The system is also periodic in the z direction, which lattice constant is d. According to Bloch's theorem has been employed for plane waves in order to receive the system equations [12,13]

$$G_{n+2,(n+1)} = \exp[ikd] G_{n,(n-1)} \quad (4)$$

Using (4), the system of equations (3) may be written the following matrix form:

$$(m_b d_a^{-1} m_a - d_b) g_n = m_b d_a^{-1} \delta_n \quad (5)$$

where

$$m_{a(b)} = \begin{pmatrix} \omega - \lambda_{a(b)} & 6J_{a(b)} \langle S_{a(b)}^z \rangle \\ J_{a(b)} \langle S_{a(b)}^z \rangle & \omega - \lambda_{a(b)s} + 2J_{a(b)s} \langle S_{a(b)}^z \rangle \end{pmatrix}, \quad d_{a(b)} = \begin{pmatrix} J \langle S_{a(b)}^z \rangle \cdot \tilde{T}(T) & 0 \\ 0 & J_s \langle S_{a(b)}^z \rangle \tilde{T}(T) \end{pmatrix},$$

$$g_n = \begin{pmatrix} G_{n,m}^{1,1} \\ G_{n,m}^{2,1} \end{pmatrix}, \quad \delta_n = \begin{pmatrix} \delta_{n,m}^{1,1} \\ 0 \end{pmatrix},$$

where $T = 1 + \exp(ik_z d)$ and $\tilde{T}$ is the complex conjugate of T , also $\lambda_{a(b)}$ and $\lambda_{a(b)s}$ are defined by the expression

$$\begin{aligned}\lambda_{a(b)} &= g\mu(H_0 + H_{a(b)}^{(A)}) + 6J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle + 2J\langle S_{b(a)}^z \rangle, \\ \lambda_{a(b)s} &= g\mu(H_0 + H_{a(b)}^{(A)}) + J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle + 2J_{a(b)s}\langle S_{a(b)}^z \rangle + 2J_s\langle S_{b(a)}^z \rangle\end{aligned}$$

For numerical illustration of our result we consider the spin wave dispersion-curve of the nanowires under consideration. As known the spin-wave spectrum is obtained from the poles of the GF:

$$\left(4\cos kd + 2 - x_1 - x_2 + \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + 4x_3}\right) \cdot \left(4\cos kd + 2 - x_1 - x_2 - \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + 4x_3}\right) = 0. \quad (6)$$

x_1 , x_2 and x_3 are given by the following expression

$$\begin{aligned}x_1 &= \frac{6J_a J_b}{JJ_s} + \frac{(\omega - \lambda_a)(\omega - \lambda_b)}{J^2\langle S_a^z \rangle\langle S_b^z \rangle} - 1, \\ x_2 &= \frac{6J_a J_b}{JJ_s} + \frac{(\omega - \lambda_{as} + 2J_{as}\langle S_a^z \rangle)(\omega - \lambda_{bs} + 2J_{bs}\langle S_b^z \rangle)}{J^2\langle S_a^z \rangle\langle S_b^z \rangle} - 1,\end{aligned}$$

We now consider the more interesting case, where Green function for surface spins, for example $G_{n,m}^{2,2}$ has been obtained. According to the spin labeled by 2, the spins labeled by 3 and 4 are in the same orientation with that of 6 and 7 respectively. Since $G_{n,m}^{3,\tau} = G_{n,m}^{7,\tau}$ and $G_{n,m}^{4,\tau} = G_{n,m}^{6,\tau}$, the equation (2) can be solved in this case

$$(M_b D_a^{-1} M_a - D_b)G_n = M_b D_a^{-1} \Delta_n \quad (7)$$

where

$$\begin{aligned}M_{a(b)} &= \begin{pmatrix} \omega - \lambda_{a(b)} & J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle & 2J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle & 2J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle & J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle \\ J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle & \omega - \lambda_{a(b)s} & 2J_{a(b)s}\langle S_{a(b)}^z \rangle & 0 & 0 \\ J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle & J_{a(b)s}\langle S_{a(b)}^z \rangle & \omega - \lambda_{a(b)s} & J_{a(b)s}\langle S_{a(b)}^z \rangle & 0 \\ J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle & 0 & J_{a(b)s}\langle S_{a(b)}^z \rangle & \omega - \lambda_{a(b)s} & J_{a(b)s}\langle S_{a(b)}^z \rangle \\ J_{a(b)}\langle S_{a(b)}^z \rangle & 0 & 0 & J_{a(b)s}\langle S_{a(b)}^z \rangle & \omega - \lambda_{a(b)s} \end{pmatrix}, \\ D_{a(b)} &= \begin{pmatrix} J\langle S_{a(b)}^z \rangle \tilde{T}(T) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & J_s\langle S_{a(b)}^z \rangle \tilde{T}(T) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_s\langle S_{a(b)}^z \rangle \tilde{T}(T) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & J_s\langle S_{a(b)}^z \rangle \tilde{T}(T) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & J_s\langle S_{a(b)}^z \rangle \tilde{T}(T) \end{pmatrix},\end{aligned}$$

$$G_n = \begin{pmatrix} G_{n,m}^{1,2} \\ G_{n,m}^{2,2} \\ G_{n,m}^{3,2} \\ G_{n,m}^{4,2} \\ G_{n,m}^{4,2} \end{pmatrix} \Delta_n = \begin{pmatrix} 0 \\ \delta_{n,m}^{2,2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Analogously to above considerations one can obtain dispersion equation only describing propagation of spin waves in the surface of superlattice nanowires under consideration:

$$\begin{aligned} \cos kd &= \frac{(\omega - \lambda_{as})(\omega - \lambda_{bs}) + J_{as}\langle S_a^z \rangle(\omega - \lambda_{bs} + J_{bs}\langle S_b^z \rangle) + J_{bs}\langle S_b^z \rangle(\omega - \lambda_{as})}{2J_s^2\langle S_a^z \rangle\langle S_b^z \rangle} - 1 \\ \cos kd &= \frac{(\omega - \lambda_{as})(\omega - \lambda_{bs}) - J_{as}\langle S_a^z \rangle(\omega - \lambda_{bs} - J_{bs}\langle S_b^z \rangle) - J_{bs}\langle S_b^z \rangle(\omega - \lambda_{as})}{2J_s^2\langle S_a^z \rangle\langle S_b^z \rangle} - 1 \\ \cos kd &= \frac{(\omega - \lambda_{as})(\omega - \lambda_{bs}) - 2J_{as}\langle S_a^z \rangle(\omega - \lambda_{bs} - 2J_{bs}\langle S_b^z \rangle) - 2J_{bs}\langle S_b^z \rangle(\omega - \lambda_{as})}{2J_s^2\langle S_a^z \rangle\langle S_b^z \rangle} - 1. \end{aligned} \quad (8)$$

Equation (5) and (7) are the main result of this paper. It can be verified from these equations that when both media are identical they reduces the dispersion equation for ferromagnetic nanowires.

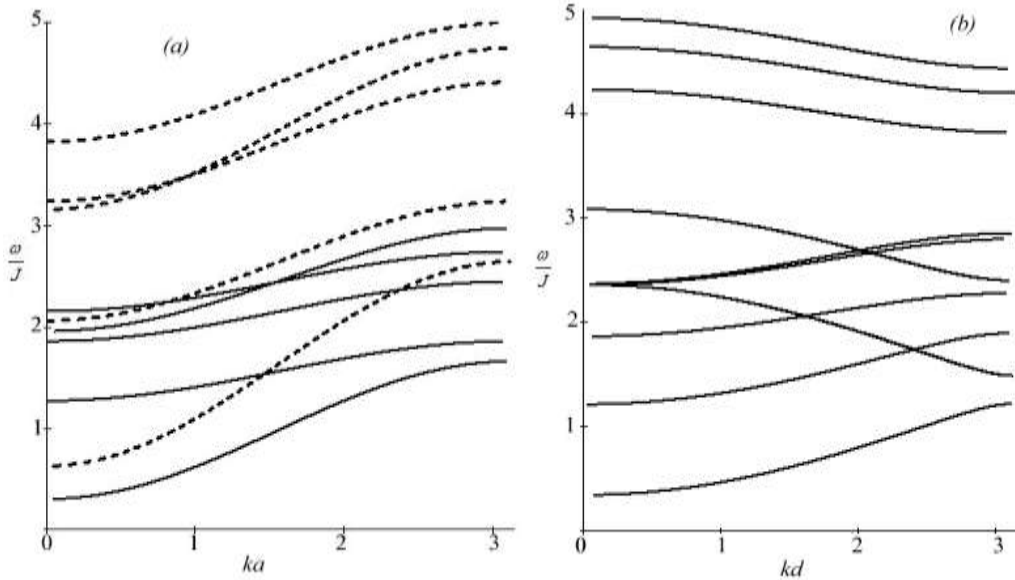


Fig.2.

Spin wave frequency for the superlattice nanowires under consideration and those for the nanowires of component materials a and b. Parameters are $g\mu H_0/J = 0.2$, $g_1 = g_2$, $g_1\mu_B H_1^{(A)}/J = 0.01$, $g_2\mu_B H_2^{(A)}/J = 0.03$, $J_s/J = 0.9$, $J_a/J = 0.4$, $J_{as}/J = 0.6$, $J_b/J = 0.8$, $J_{bs}/J = 0.6$, $\langle S_a \rangle = \langle S_b \rangle = 0.5$.

In fig. 2(a), 2(b) the results numerically illustrated for particular choice of parameters. Fig. 2(b) shows the spin-wave branches for the superlattice nanowires, while fig. 2(a) shows those for the components a and b. The analysis of the results shows that spin wave frequencies ferromagnetic superlattice nanowires is depended exchange interaction.

1. A.L.Gonzalez, P.Landeros, Alvaro S.Nunez. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **322** (2010) 530-535.
2. V.S.Tkachenko, V.V. Kruglyak, A.N. Kuchk. *Phys. Rev. B* **81** (2010) 024425
3. Z. K.Wang, M.H.Kuok, S.C.Ng, D.J.Lockwood, M.G.Cottam, K.Nielsch, R.B.Wehrspohn, U.Gösel., *Phys. Rev. Lett.*, **89**(2002) 027201.
4. O.A.Tretiakov, Ar.Abanov. *Phys. Rev. Lett.*, **105** (2010) 157201.
5. A.Ghaddar, F.Gloaguen, J. Gieraltowski. *Jornal of Physics: Conference Series*, **200** (2010) 072032.
6. H.Lebond, V.Veerakumar, M.Manna. *Physical Review, B* **75** (2007) 214413.
7. V.V.Kruglyak, R.J.Hicken, A.N.Kuchko, V.Yu.Gorobets. *Journal of Applied Physics*, **98** (2005) 014304.
8. V.A.Tanriverdiyev, V.S.Tagiyev. *Superlattices and Microstructures*, Volume **43** (2008) 190-194.
9. T.M.Nguyen, M.G.Cottam. *Phys.Rev., B* **71** (2005) 094406.
10. T.M.Nguyen, M.G.Cottam. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **272-276** (2004) 1672-1673.
11. M.Ye.Zhuravlev, J.D.Burton, A.V.Vedyayev, E.Y.Tsymbal. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **38** (2005) 5547–5556.
12. H.T.Diep. *Phys.Lett., A* **138** (1989) 69.
13. V.A.Tanriverdiyev, V.S.Tagiyev, S.M.Seyid-Rzayeva. *FNT* , **12** (2003).

İKİ MÜXTƏLİF FERROMAGNETIC LAYLARIN NÖVBƏLƏŞMƏSİNDƏN ALINAN NANO-MƏFTİLDƏ YAYILAN SPIN-DALĞALARI ÜÇÜN DISPERSİYA TƏNLIYI

V.Ə. TANRIVERDIYEV

İki müxtəlif ferromagnetic atom laylarının növbələşməsindən alınan nanoməftillərdə spin-dalğa həyəcanlanmaları tədqiq olunur. Qrin funksiyası metodu ilə nanoməftildə ümumi istiqamətdə yayılan spin dalğaları üçün dispersiya tənliyi müəyyən edilir. Nəticələr parametrlərin seçilmiş qiymətində kəmiyyətə təsvir edilir.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В НАНОПРОВОЛОКАХ, СФОРМИРОВАННЫХ ИЗ ДВУХ ЧЕРЕДУЮЩИХСЯ РАЗЛИЧНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЕВ

В.А.ТАНРИВЕРДИЕВ

Функция Грина используется для изучения спиновых волн возбуждения в ферромагнитных нанопроводах, в которых атомные слои материала *a* чередуются с атомными слоями материала *b*. Получено дисперсионное уравнение для спиновых волн, распространяющихся вдоль нанопровода. получается. Результаты численно проиллюстрированы для конкретного выбора параметров.

Редактор: д. н. по физике М.М.Бабаев

УДК 621 315.61

НАРАСТАЮЩИЕ ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ

Э.Р.ГАСАНОВ¹, А.В.ИСЛАМЗАДЕ²

*БГУ, Институт Физических Проблем¹
AZ -1143, Баку, ул. З. Халилова, 23
Институт Физики НАН Азербайджана
AZ -1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131
aygul_islamzade@mail.ru*

Поступила: 12.12.2014
Принята к печати: 23.01.2015

Ключевые слова: нарастание, инкремент, частота, дисперсионное уравнение, терромагнитные волны.

РЕФЕРАТ

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

В работах [1-3], показано что гидродинамическое движение в неравновесной плазме, в которой имеется градиент температуры $\vec{\nabla}T$, обладает колебательными свойствами отличными от свойств обычной плазмы. Уже в отсутствии внешнего магнитного поля и гидродинамических движений в ней возможны поперечные «терромагнитные» волны, в которых происходит колебание только магнитного поля. Если есть постоянное внешнее магнитное поле $\vec{H}_0$, $\vec{H}_0$, то волновой вектор «терромагнитных» волн должен быть перпендикулярен к нему и лежать в плоскости $(\vec{H}, \vec{\nabla}T)$.

Далее, обычная волна Альвена расщепляется на две «гидротерромагнитные» волны, в которых векторы $\vec{V}$ и $\vec{H}$ перпендикулярны к $\vec{\nabla}T$. Наконец спектр магнито-звуковых волн может заметно измениться в том случае, если скорость распространения терромагнитных волн сравнима со скоростью звука и скоростью волн Альвена. Если в плазме с градиентом температуры имеется однородное магнитное поле, то под влияни-

ем терромагнитных полей оно постепенно поворачивается в направлении градиента температуры.

В работе [2] доказано, что поскольку существует поток электронов в твердом теле, то возможно возникновение терромагнитных волн в твердом теле при наличии ∇T даже в отсутствии внешнего магнитного поля. Колебание решетки в твердом теле с малыми амплитудами приводит к звуковым волнам. Звуковые волны не взаимодействуют с терромагнитными волнами. Распространение терромагнитных волн в изотропных проводящих средах исследовано во многих теоретических работах [4-6].

В работе [4] исследованы терромагнитные волны в полупроводниках с учетом рекомбинации и генерации носителей тока. Во всех выше перечисленных работах теоретически исследованы терромагнитные волны в изотропных проводящих средах. Однако, условия нарастания в анизотропных проводящих средах, теоретически не исследованы. Мы в этой теоретической работе исследуем условия возникновения терромагнитных волн в анизотропных проводя-

щих средах и определим условия нарастание термомагнитных волн в отсутствии внешнего магнитного поля.

Основные уравнения

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

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

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

$\vec{H}$

Определение $\vec{E}$ из уравнения (1) с учетом (2) сводится к решению векторного уравнения (3) относительно неизвестного вектора $\vec{X}$

$$\vec{x} = \vec{a} + \left[\vec{b} \vec{x} \right]. \quad (3)$$

Из (3) следует, что

$$\left(\vec{b} \vec{x} \right) = \left(\vec{b} \vec{a} \right), \quad (4)$$

так как $\left(\vec{b} \left[\vec{b} \vec{x} \right] \right) = 0$.

С учетом (4), уравнение (3) имеет вид:

$$\vec{x} = \vec{a} + \left[\vec{b} \vec{a} \right] + \left[\vec{b} \left[\vec{b} \vec{x} \right] \right]. \quad (5)$$

Используя тождественное преобразование

$$\left[\vec{b} \left[\vec{b} \vec{x} \right] \right] = \vec{b} \left(\vec{b} \vec{x} \right) - \vec{x} b^2$$

получаем

$$\vec{x} = \frac{\vec{a} + \left[\vec{b} \vec{a} \right] + \left(\vec{a} \vec{b} \right) \vec{b}}{1 + b^2}. \quad (6)$$

Используя уравнение Максвелла

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{C} \vec{j}, \quad \text{из решения векторного уравнения (1), получаем}$$

$$\vec{E} = - \left[\frac{\vec{V} \vec{H}}{C} \right] - \Lambda' \left[\nabla T, \vec{H} \right] + \frac{C}{4\pi\sigma} \text{rot } \vec{H} - \frac{c\sigma'}{4\pi\sigma^2} \left[\text{rot } \vec{H}, \vec{H} \right] + \frac{T}{e} \frac{\nabla \rho}{\rho} + \Lambda \nabla T \quad (7)$$

здесь $\Lambda = \frac{\alpha}{\sigma}$, $\Lambda' = \frac{\alpha'\sigma - \alpha\sigma'}{\sigma}$, σ - коэффициент электропроводности, Λ - дифференциальная термоэдс, Λ' коэффициент эффекта Нернста-Эттинггаузена.

В анизотропных проводящих средах выше указанные коэффициенты являются тензорами.

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

$$\vec{E} = \eta \vec{j} + \eta' \left[\vec{j} \vec{H} \right] + \eta'' \left(\vec{j} \vec{H} \right) \vec{H} + \Lambda' \left[\nabla T, \vec{H} \right] + \Lambda'' \left(\nabla T, \vec{H} \right) \vec{H} + \Lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (8)$$

$$\text{и } \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \vec{E}_4 + \vec{E}_5 + \vec{E}_6,$$

здесь $\vec{E}_1$ - электрическое поле направленное по току, $\vec{E}_2$ - поле, перпендикулярное по $\vec{j}$ и по $\vec{H}$, $\vec{E}_3$ - поле направленное по $\vec{H}$, $\vec{E}_4$ - поле направленное по ∇T , $\vec{E}_5$ - поле направленное перпендикулярно по ∇T и по $\vec{H}$, $\vec{E}_6$ поле направленное по ∇T и по $\vec{H}$.

В анизотропных проводящих средах все коэффициенты в уравнении (8) являются тензорами.

$$E_i = \eta_{im} j_m' + \eta_{im}' \left[\vec{j} \vec{H} \right]_m + \eta_{im}'' \left(\vec{j} \vec{H} \right) H_m + \quad (9)$$

$$+ \Lambda_{im} \frac{\partial T}{\partial x_m} +$$

$$+ \Lambda_{im} [\nabla T H]_m + \Lambda_{im}'' (\nabla T H)_m$$

здесь η_{im} тензор обратной величины омического сопротивления, Λ_{im}' -тензор дифференциальной термоэдс, Λ_{ik}' - тензор коэффициент Нернста-Эттингаузена.

Мы рассмотрим в анизотропных проводящих средах внешнее магнитное поле $\vec{H}_0 = 0$ и $\Delta T = \text{const}$. Тогда в уравнении (9) члены, содержащие η_{im}' , η_{im}'' , Λ_{im}' , Λ_{im}'' , равны нулю, получаем следующую систему уравнений

$$E_i' = \eta_{im}' j_m' + \Lambda_{im}' \left[\vec{\nabla} T \vec{H} \right]_m$$

$$\text{rot } \vec{E}' = - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}'}{\partial t}, \quad (10)$$

$$\text{rot } \vec{H}' = \frac{4\pi}{c} \vec{j}' + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}'}{\partial t}.$$

Предположим, что все переменные величины имеют характер плоских монохроматических волн, тогда из (10) получим

$$E_i' = \eta_{im} j_m' + \Lambda_{im}' \left[\vec{\nabla} T \vec{H} \right]_m$$

$$j_m' = \frac{ic^2}{4\pi\omega} \left[\vec{k} \left[\vec{k} \vec{E} \right] \right]_m + \frac{i\omega}{4\pi} E_m', \quad (11)$$

здесь $\vec{k}$ – волновой вектор, ω – частота, c – скорость света, $i, m = 1, 2, 3$ безразмерные числа, определяющие направление волны внутри проводящих сред.

Теоретический анализ

Из (11) нужно получить дисперсионное уравнение $\omega(k)$. Для этого мы выбираем координатную систему $k_1 = k$, $k_2 = k_3 = 0$, тогда

$$\frac{\partial T}{\partial x_1} \neq 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_2} \neq 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_3} = 0. \quad (12)$$

Из системы (11) получим тензорное уравнение электрического поля внутри анизотропных проводящих сред следующего вида

$$E_i' = \left[\frac{A \eta_{il} K_e K_m + B \eta_{im} +}{+ \frac{c \Lambda_{il}' K_e}{\omega} \frac{\partial T}{\partial x_m} - \frac{c \Lambda_{im}'}{\omega} \left(\vec{k} \vec{\nabla} T \right)} \right] E_m' = R_{im} E_m' \quad (13)$$

здесь $A = \frac{ic^2}{4\pi\omega}$; $B = i \frac{\omega^2 - c^2 k^2}{4\pi\omega}$, с учетом

$E_m' = \delta_{im} E_i'$ из (13) получим

$(R_{im} - \delta_{im}) E_i' = 0$ дисперсионное уравнение

$$(R_{im} - \delta_{im}) = 0. \quad (14)$$

Раскрывая детерминант (14), получаем следующие дисперсионные уравнения

$$(R_{11} - 1)(R_{22} - 1)(R_{33} - 1) + R_{12} R_{31} R_{23} +$$

$$+ R_{21} R_{32} R_{13} - R_{31} R_{13} (R_{22} - 1) -$$

$$- R_{32} R_{23} (R_{11} - 1) - R_{21} R_{12} (R_{33} - 1) = 0 \quad (15)$$

$$R_{11} = \frac{i\omega}{4\pi} \eta_{11}, \quad R_{12} = \Lambda_0 \eta_{12} + \frac{\omega_{12}' - \omega_{12}}{\omega},$$

$$R_{13} = \Lambda_0 \eta_{13} + \frac{\omega_{13}'}{\omega},$$

$$R_{21} = \frac{i\omega}{4\pi} \eta_{21}, \quad R_{22} = \Lambda_0 \eta_{22} + \frac{\omega_{21}' - \omega_{22}}{\omega}, \quad (16)$$

$$R_{23} = \Lambda_0 \eta_{23} + \frac{\omega_{23}'}{\omega},$$

$$R_{31} = \Lambda_0 \eta_{31}, \quad R_{32} = \Lambda_0 \eta_{32},$$

$$R_{33} = \Lambda_0 \eta_{33} - \frac{\omega_{33}'}{\omega},$$

$$\Lambda_0 = i \frac{\omega^2 - c^2 k^2}{4\pi\omega},$$

$$\omega_{11} = ck \Lambda_{11}' \nabla_2 T, \quad \omega_{22} = ck \Lambda_{22}' \nabla_1 T,$$

$$\omega_{13} = ck \Lambda_{13}' \nabla_1 T, \quad \omega_{21} = ck \Lambda_{21}' \nabla_2 T,$$

$$\omega_{22} = ck \Lambda_{22}' \nabla_1 T,$$

$$\omega_{23} = ck \Lambda_{23}' \nabla_1 T, \quad \omega_{33} = ck \Lambda_{33}' \nabla_1 T.$$

Поставляя обозначения (16) в уравнение (15), мы получаем дисперсионное уравнение $\omega(k)$. Однако решение полученного дисперсионного уравнения слишком громоздко. Поскольку дисперсионное уравнение (15) определяется значениями тензора R_{ik} , мы упростим исследование дисперсионного уравнения при заданных значениях тензоров R_{ik} . Например, при

$$R_{12} = 1; R_{22} = 1; R_{33} = 1, \quad (17)$$

частоте терромагнитных волн

$$\omega_0 = \omega_{11} - \omega_2, \quad (18)$$

и отношении

$$\frac{\eta_{22}}{\eta_{12}} = \frac{\omega_{22} - \omega_2}{4(\omega_{12} - \omega_2)}. \quad (19)$$

При получении значений (18-19) из (17) принято, что частота

$$\omega = \omega_0 + i\gamma \quad \text{и} \quad \gamma \ll \omega_0, \quad (20)$$

$$\gamma = \frac{\omega_0^2 - c^2 k^2}{4\pi} \eta_{33}, \quad (21)$$

$$\eta_{33} = \left[\frac{2\pi(\omega_{33} + 4\pi\omega_0)}{\omega_0} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{ck}.$$

С учетом (17) дисперсионное уравнение принимает вид

$$R_{21}R_{13} + R_{31} - R_{11}R_{23} + R_{23} = 0. \quad (22)$$

Подставляя значения тензоров R_{ik} из (16) в (22), получаем

$$\eta_{21} = \frac{\omega_{23}}{\omega_{13}} \eta_{11}, \quad \eta_{23} = \frac{4\pi\omega_0^2}{\omega_0^2 - c^2 k^2} \eta_{31},$$

$$\eta_{31} = \frac{4\pi^2 ck\omega_{23}}{\omega_0 \left(\omega_0^2 - \frac{c^2 k^2}{2} \right) \left[\frac{2\pi(\omega_{33} + \omega_0)}{\omega_0} \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (23)$$

$$\eta_{33} = \frac{1}{ck} \left[\frac{2\pi(\omega_{33} + 4\pi\omega_0)}{\omega_0} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Подставляя значения характерных частот из (16) в (19-23), получим

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

$$\eta_{23} = \frac{4\pi\varphi}{ck(\varphi^2 - 1)} \frac{4\pi^2 \Lambda'_{23} \nabla_1 T}{\left(\varphi^2 - \frac{1}{2} \right) \left[\frac{2\pi(\omega_{33} + \omega_0)}{\omega_0} \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (24)$$

$$\eta = \Lambda'_{12} \nabla_1 T - \Lambda'_{11} \nabla_2 T.$$

Из (24) видно, что терромагнитная волна с частотой $\omega_0 = \omega_{12} - \omega_2$ является нарастающей, если $\varphi > 1$ т.е.

$$\Lambda'_{12} \nabla_1 T - \Lambda'_{11} \nabla_2 T > 1 \quad (25)$$

$$\Lambda'_{12} = \Lambda'_{11}, \quad \text{тогда} \quad \nabla_1 T > \nabla_2 T. \quad (26)$$

Условие (26) легко можно осуществить экспериментально.

Заключение

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

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

Мы получили ω_0 и γ из решения дисперсионного уравнения (15) при условиях (17). Однако, существуют и другие решения (15) с другими значениями тензоров R_{ik} . При других условиях получаются терромагнитные волны с другой частотой. Таким образом, в анизотропных проводящих средах возможно одно-

временное распространение нескольких тер- момагнитных волн.

1. Л.Э.Гуревич. *Терромагнитные волны и возбуждение магнитного поля в неравновесной плазме*, ЖЭТФ, **44** (1963) 548-555.
2. Л.Э.Гуревич, В.И.Владимиров. *Кинетические свойства разряженной плазмы с большим лучистым давлением и эффекты взаимного увлечения электронов и фотонов*, ЖЭТФ, **44** (1963) 166-176.
3. Л.Э.Гуревич, Б.Л.Гельмонт, *Гидротермомангнитные волны в слабонеоднородной плазме*, ЖЭТФ, **46** (1964) 884-901.
4. E.R.Hasanov and M.F.Novruzov, A.Z.Panakhov and A.I.Demirel. *Energy genration and amplitude of thermomagnettic waves in the conductinc medium. Modern Physics Letters B*, **22** (2008) 455-457.
5. Э.Р.Гасанов, Р.Р.Гусейнов, М.Ф.Новрузов. *Импеданс проводящей среды с градиентом температуры, электронным типом носителей заряда во внешнем электрическом и магнитном полях*, Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, **27**(5) (2007) 51-54.
6. Э.Р.Гасанов. *Поперечные и продольные волны в кубических кристаллах*, Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics and Asronomy, **23** (5) (2003) 6-9.

ANİZATROP KEÇİRİCİ MÜHİTLƏRDƏ ARTAN TERMOMAQNİT DALĞALARI

E.R.HƏSƏNOV, A.V.İSLAMZADƏ

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

THERMOMAGNETIC WAVES IN ANISOTROPIC CONDUCTING MEDIUM

E.R.HASANOV, A.V.ISLAMZADA

A theory of thermomagnetic waves in anisotropic conducting medium has been given. It has been proved that without external magnetic in conducting medium was distributed several termomagnetic waves. The frequency and increment of termomagnetic waves in several conditions has been calculated.

It has been determined that termomagnetic waves strongly depended from the gradient of temperature.

Редактор: проф. Ш.М.Нагиев

УДК: 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА НА СПЕКТР КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г.А.ИСАЕВА, Р.И.АЛЕКБЕРОВ, С.И.МЕХТИЕВА, А.И.ИСАЕВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131
Rahim-14@mail.ru*

Поступила: 12.12.2014
Принята к печати: 23.01.2015

РЕФЕРАТ

Исследованы спектры комбинационного рассеяния света (КРС) в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) As_2Se_3 , $As_{40}Se_{30}S_{30}$, $As_{40}Se_{30}Te_{30}$, $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ и $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$. Определены основные структурные элементы, образующие аморфную матрицу, а также изменения, происходящие в них в зависимости от химического состава и при нарушении стехиометрии. Установлено, что при переходе от стехиометрического состава к нестехиометрическому в спектре КРС заметные максимумы исчезают и появляется полоса.

Ключевые слова: аморфные полупроводники, халькогениды, стекла, неоднородность

ВВЕДЕНИЕ

Халькогенидные стеклообразные полупроводники, как перспективные материалы для электроники и оптоэлектроники являются объектом многочисленных исследований. Одним из актуальных аспектов таких исследований является поиск возможностей управления свойствами материала, что дает новые возможности для их применения. Исследования показали [1-4], что в ХСП материалах существует корреляция между физическими свойствами и структурой. Изменением режима технологического процесса, химического состава, а также легированием удаётся модифицировать структуру [1-11] и таким образом воздействовать на электронные и оптоэлектронные свойства.

Авторы работы [12] показали, что для ХСП системы As-Se-S и As-Se-Te скорее всего подходит модель Химически Упорядоченной Сетки (Chemically Ordered Network-CON), которая удовлетворяет правилу 8-N и представляет распределение типа свя-

зей в ковалентной сетке с несколькими элементами. В модели CON предпочтительны более сильные гетерополярные связи, а не гомеополярные. Согласно этой модели, в ХСП стехиометрических составов концентрация гомеополярной связи не превышает 1% и её можно рассматривать как структурный дефект [4]. При отклонении от стехиометрии, т.е. когда концентрация атомов халькогена превышает значение, соответствующее стехиометрическому составу, доля гомеополярных связей между атомами халькогенов возрастает. Одновременно с этим образуются отдельные фрагменты из атомов халькогена, что должно влиять на степень неупорядоченности структуры. Таким образом, изменением химического состава системы As-Se-S и As-Se-Te можно достигнуть модификации локальной структуры и изменения степени неупорядоченности ХСП, что позволит управлять их свойствами. Определены основные структурные элементы, образующие аморфную матрицу, а также изменения, происходящие в них в

зависимости от химического состава и при нарушении стехиометрии.

Настоящая работа посвящена исследованию структурных особенностей ХСП материалов As_2Se_3 , $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$, $\text{As}_{33,3}\text{Se}_{33,3}\text{S}_{33,4}$ и $\text{As}_{33,3}\text{Se}_{33,3}\text{Te}_{33,4}$ с применением метода спектроскопии комбинационного рассеяния света. Преимуществом данного метода при исследовании аморфных и стеклообразных материалов является то, что в отличие от кристаллов в них из-за нарушения правила отбора в рассеяние света дают вклад все моды колебаний. Поэтому в указанных материалах исследованием КРС можно получить большую информацию о колебательных спектрах, чем в кристаллах. КРС в аморфных и стеклообразных телах дает информацию о структурных единицах и связях между ними, способах соединения структурных единиц, структурных изменениях, происходящих с изменением режима технологического процесса, химическом составе и легировании. Кроме этого исследования спектра КРС в низкоэнергетическом участке позволяют получить информацию о плотности колебательных состояний в акустической области частот и о релаксационных процессах, происходящих в аморфных и стеклообразных материалах.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Синтез ХСП материалов As_2Se_3 , $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$, $\text{As}_{33,3}\text{Se}_{33,3}\text{S}_{33,4}$ и $\text{As}_{33,3}\text{Se}_{33,3}\text{Te}_{33,4}$ осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в соответствующих атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы. После откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм.рт.ст. в течении 3-х часов нагревались до температуры $900 \div 950^\circ\text{C}$ и придерживались около 12 часов при этой температуре. С целью обеспечения однородности образцов синтез проведен во вращающейся печи, а охлаждение - в режиме выключенной печи. Пленки толщиной 10 мкм, используемые в исследованиях, получены термическим испарением со скоростью

$0,4 \div 0,5$ мкм/мин. на стеклянные подложки в вакууме под давлением 10^{-4} мм.рт.ст. КРС исследовались на трехмерном Конфокальном лазерном микроспектрографе. Возбуждение осуществлялось He-Ne лазером мощностью излучения 25 мВт и длиной волны $\lambda = 632,8$ нм. Радиус сечения падающего на пленку лазерного луча был ~ 1 мкм. Приемником излучения служила Система Spektrograf Princeton Instruments Spec-10:400В Цифровой CCD системы 7386-0001 с термоэлектрическим охладителем. Детектор-фотодиод Avalançh CCD камеры CCD 1340x400 пикселей, 20×20 микрон пикселей ($26,8 \times 8,0$ мм). Время экспозиции составляло $1 \div 90$ сек.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 показан спектр КРС стеклообразных материалов As_2Se_3 , $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$, $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$, $\text{As}_{33,3}\text{Se}_{33,3}\text{S}_{33,4}$ и $\text{As}_{33,3}\text{Se}_{33,3}\text{Te}_{33,4}$.

Как видно из рисунка спектры КРС состоят из нескольких полос, отличающихся по интенсивности и положению в спектре. Особенности, наблюдаемые в низкочастотной области ($10 \div 100 \text{ см}^{-1}$), связаны с рассеянием света на колебательных возбуждениях в акустической области спектра и несут косвенную информацию о структуре материала в масштабах среднего порядка, о релаксационных процессах, происходящих в структуре материала [2,13].

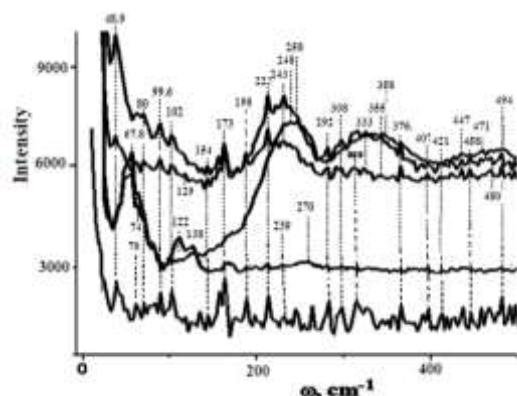


Рис.1

Спектры КРС материалов: 1- $\text{As}_{33,3}\text{Se}_{33,3}\text{S}_{33,4}$, 2- $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{S}_{30}$, 3- As_2Se_3 , 4- $\text{As}_{33,3}\text{Se}_{33,3}\text{Te}_{33,4}$, 5- $\text{As}_{40}\text{Se}_{30}\text{Te}_{30}$

Как уже было отмечено для ХСП составов, исследованных нами, больше всего подходит модель CON. Согласно модели CON в стехиометрических составах As_2Se_3 , $As_{40}Se_{30}S_{30}$, $As_{40}Se_{30}Te_{30}$, ожидается присутствие связей типа As-Se, As-S, Se-S, Se-As-Se, S-As-S, Se-As-Te, Se-Te, As-Se-As. Кроме этого следует ожидать присутствие пирамидальных структурных элементов типа $AsSe_3$, AsS_3 , $AsSe_{3/2}$, As_2Se_3 , $AsTe_3$, а также «смешанных» пирамид типа $AsSe_{3-x}Te_x$, $AsSeS_2$ и $AsSSe_2$. В нестехиометрических составах $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ и $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ также ожидается присутствие гомополярных связей Se-Se, S-S, Te-Te, As-S-S, As-Se-Se и беспорядочно расположенных цепочек, состоящих из атомов сера-селен, селен-теллур, колец Se_8 , S_8 и «смешанных» колец Se_xS_{8-x} . Присутствие атомов мышьяка во всех исследованных составах приводит к разрушению большинства кольцевых и цепных макромолекул, при этом атомы мышьяка играют роль мостиков между структурными единицами. Таким образом уменьшается количество цепных и кольцевых макромолекул, устанавливается сеточно-цепочечная структура. Однако в нестехиометрических составах $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ и $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ существующая концентрация атомов As недостаточна, чтобы образовалась совершенная сеточно-цепочечная структура и в материалах присутствуют в значительном количестве кольцевые и цепные молекулы. Кроме этого в указанных составах могут встречаться такие структурные фрагменты, где цепи, состоящие из атомов халькогена (цепи содержат либо атомы селена, либо серы, либо смеси атомов сера-селена и селена-теллура) сшиваются по пирамидальной структуре As-халькоген. Однако из-за низкой химической активности теллура в составе $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ сеточно-цепочечная структура будет иметь искажения и в них будут присутствовать и такие связи как As-As. Наряду с вышеуказанными связями и структурными элементами в перечисленных составах ХСП можно ожидать присутствие таких молекулярных фрагментов как

As_4Se_4 , $(As_4Se_{4-x}S_{4-x})$, As_4S_4 , As_4S_3 . В исследованных материалах могут существовать дефекты в виде пор, пустот и оборванных связей, которые тоже будут давать вклады колебательным движениям в соответствующей области.

Слабовыраженные максимумы, расположенные в области частот $100 \div 200 \text{ см}^{-1}$, которые без особых изменений наблюдаются во всех составах, приписываются различным дефектам, существующим в виде молекулярных фрагментов $As_4S(Se)_4$, $S(Se)$, $As-As$ и т. д. Другие дефекты в виде пор, пустот и оборванных связей также могут давать вклады колебательным движениям в указанной области, о котором свидетельствуют результаты работ [14-17]. В них показано, что отжиг и облучение, а также легирование самарием приводит либо к исчезновению указанных максимумов, либо к уменьшению их интенсивности в спектре КРС бинарных и тройных систем As-S, As-Se, As-Se-S, As-Se-Te. Такое изменение в спектре КРС связывается с уменьшением числа молекулярных фрагментов, не соответствующих модели CON, а также с вышеперечисленными видами дефектов.

Таким образом, когда происходит усовершенствование структуры материалов в ХСП составе As_2Se_3 наблюдается широкая полоса в интервале частот $195 \div 295 \text{ см}^{-1}$, содержащая слабовыраженные максимумы при 198, 243, 248, 258, 292 см^{-1} и относительно ярко выраженный максимум при 223 см^{-1} . Последнее связывалось с пирамидальными структурными единицами типа $AsSe_3$ как основными структурными элементами, входящими в аморфную матрицу [14,18-19]. Максимум при 198 см^{-1} , по-видимому, соответствует молекулярному фрагменту типа As_4Se_4 , который в [18] описывается как полоса при 205 см^{-1} . Слабовыраженные максимумы, охватывающие 238-258 см^{-1} , по-видимому, относятся к кольцевым и цепным селеновым молекулам, не входящим в химическую связь с мышьяком, так как максимумы при таких частотах проявляются и в аморфном селене [16]. Полоса $260 \div 280 \text{ см}^{-1}$

наблюдена также в работе [18] и приписывается колебаниям мостиковой связи - Se-Se- между пирамидальными структурными единицами типа As-Se или же между элементами As_4Se_4 (As_4Se_3) [18,20].

В спектрах КРС состава $As_{40}Se_{30}S_{30}$ сохраняются полосы, наблюдаемые в As_2Se_3 с некоторыми изменениями, но одновременно проявляется новая полоса, охватывающая интервал частот $280-400\text{см}^{-1}$. При этом первая полоса соответствует частотам $190-280\text{см}^{-1}$ и содержит слабовыраженные максимумы при 198, 223, 232, 243, 248, 258, 275см^{-1} . Максимумы при $223-243\text{см}^{-1}$ связывались с пирамидальными структурными единицами типа $AsSe_3$ как основным структурным элементом, входящим в аморфную матрицу. Замена полосой дискретного пика связана с тем, что в образце существуют пирамидальные структурные элементы, в которых часть атомов селена заменена атомами серы. Ослабление дискретного пика при 198см^{-1} и проявление полосы до 220см^{-1} свидетельствует о том, что в образце существуют такие молекулярные фрагменты как As_4Se_4 , в которых часть атомов селена заменена атомами серы ($As_4Se_{4-x}S_{4-x}$). Частоты колебательных мод, относящиеся к указанным фрагментам, близки друг другу, и поэтому пики перекрываются. Полоса при $260-280\text{см}^{-1}$ наблюдается также в As_2Se_3 и приписывается колебаниям мостиковой связи - Se-Se- между пирамидальными структурными единицами $AsSe_3$ или же между элементами As_4Se_4 (As_4Se_3).

Полоса в области $280-400\text{см}^{-1}$ также наблюдается в As_2S_3 , в бинарных системах $As_{40}S_{60}$ и в тройных составах As-Se-S [21-22]. Полоса $292-308\text{см}^{-1}$ соответствует колебательным модам структурных элементов типа As-Se-S, в которых преобладают атомы S. Полоса, охватывающая частоты $325-355\text{см}^{-1}$, соответствует пирамидальной единице типа AsS_3 . [19,21-22] Однако существуют другие структурные единицы такого типа, в которых часть атомов серы заменены селеном. Частоты колебательных мод отмеченных единиц близки и поэтому

они, перекрываясь, вместо максимума (для As_2S_3 указанный максимум соответствует 346см^{-1} [16]) образуют полосу. Полоса в интервале частот $358-380\text{см}^{-1}$ с максимумами при 376см^{-1} объяснена присутствием в образцах структурных элементов типа $AsS(Se)_{3/2}$ и As_4S_4 [19]. Полоса при $380-400\text{см}^{-1}$ приписана [19] взаимодействию между пирамидами типа AsS_3 .

В спектре $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$, где концентрация атомов селена и серы превосходит значение, соответствующее стехиометрическому составу, существуют полосы, которые проявлялись в составе $As_{40}Se_{30}S_{30}$ в интервале $195-290$; $290-404\text{см}^{-1}$ с небольшими изменениями в форме и значении интенсивности и наблюдается новая полоса ($420-507\text{см}^{-1}$). Как видно из рисунка, спектр $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ отличается от спектра $As_{40}Se_{30}S_{30}$ тем, что в нем отсутствуют слабовыраженные максимумы, т.е. проявляются полосы без ярко выраженных особенностей. Это объясняется тем, что избыток халькогена (селен и сера) способствует появлению дополнительных степеней свободы и поэтому степень неупорядоченности в нем становится высоким, чем в ХСП стехиометрического состава. Из рисунка также видно, что хорошо выраженный пик при 173см^{-1} , проявляющийся во всех спектрах стехиометрического состава, исчезает в спектре $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ и заметно ослабляется в спектре $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$. Исследованием спектров КРС системы As-Se, As-S, As-Se-S установлено [16], что максимумы в указанной области появляются в образцах с высоким содержанием мышьяка. Такое изменение в спектрах позволяет нам связать пик при 173см^{-1} со структурными элементами, в которых участвуют связи As-As. Как уже было отмечено, в составах с избытком халькогена эти связи либо исчезают ($As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$), либо уменьшаются ($As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$), что отражается в спектрах, отмеченных ХСП составов.

Полоса при $420-507\text{см}^{-1}$ соответствует колебательным модам гомополярных связей кольцевых и цепных молекул, в основном

состоящих из атомов серы. В частности, согласно [23-24] максимумы при 438, 471 см⁻¹ соответствуют модам растяжения колец S₈. Максимум при 495 см⁻¹ с относительно низкой интенсивностью также был наблюден в As₄₀Se₃₀S₃₀, что соответствовал гомеоплярным связям S-S [19], входящим в различные структурные элементы. Предполагается, что появление ряда слабовыраженных максимумов в указанной области обусловлено существованием различных видов структурных элементов, в которые входят как гомеоплярные, так и гетероплярные связи, например, типа As – S – S, As – S – As.

Из рисунка видно, что спектры КРС As₄₀Se₃₀Te₃₀, содержат хорошо выраженные пики при 154, 173, 198, 223, 323 см⁻¹. Пик при 154 см⁻¹ обнаружен также авторами работы [25,26] и приписывается колебательным модам связи Te-Te. Максимум при 173 см⁻¹, как уже было отмечено, соответствует связи As – As. Максимум при 223 см⁻¹ проявляется во всех материалах стехиометрического состава и в виде очень слабого в As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}, связывающийся с пирамидальными структурными единицами типа AsSe₃ как с основным структурным элементом, входящим в аморфную матрицу указанных составов [14,18-19].

В спектрах КРС слоев As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4} исчезают ярко выраженные максимумы, в As₄₀Se₃₀Te₃₀, а появляются полосы, охватывающие интервал частот 100÷150; 166÷190 и 240÷290 см⁻¹, т.е. в спектре при избытке халькогена (селен и теллур) происходят изменения подобно составу As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}. Максимумы при 122 и 138 см⁻¹ наблюдались также в работах [18,27] и приписывались структурным единицам, содержащим связи As-As. Пик при 154 см⁻¹ также наблюден авторами работы [25,26] и приписывается колебательным модам связи Te-Te. Полоса при 166÷190 см⁻¹ соответствует колебательным модам структурных единиц AsTe₃, а также структурным единицам, в которых часть атомов теллура заменена атомами селена [28-29]. Слабовыраженные максимумы, расположенные в интервале частот

240÷290 см⁻¹, соответствуют модам колебаний ковалентной связи Se-Se, входящим в кольца Se₈ (254 см⁻¹) и колебаниям мостиковой связи - Se – Se- между пирамидальными структурными единицами As Se₃ или же между элементами As₄Se₄ (As₄ Se₃) (270 см⁻¹) [18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во всех КРС спектрах ХСП составов наблюдаются полосы, охватывающие интервал частот 10÷100 см⁻¹ и 100÷200 см⁻¹. Первая полоса связана с рассеянием света на колебательных возбуждениях в акустической области спектра и несет информацию о наноструктуре материала. Вторая - приписывается различным дефектам, существующим в виде молекулярных фрагментов типа As₄ S(Se)₄, S(Se), а также колебательным модам гомеоплярных связей As-As, Te-Te, структурным единицам типа AsTe₃, в которых часть атомов теллура заменена атомами селена. В образцах нестехиометрического состава связи As-As либо исчезают (As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}), либо уменьшаются (As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}), что объясняется неодинаковой химической активностью компонентов, входящих в них.

В ХСП состава As₂Se₃ наблюдается полоса в интервале частот 195 ÷ 295 см⁻¹, содержащая слабовыраженные максимумы, которые приписываются пирамидальным структурным единицам типа AsSe₃, молекулярным фрагментам типа As₄ Se₄, и мостиковой связи - Se – Se- между пирамидальными структурными единицами As Se₃ или же между элементами As₄Se₄ (As₄ Se₃).

В составе As₄₀Se₃₀S₃₀ сохраняется полоса, наблюдаемая в As₂Se₃ с небольшими изменениями и проявляется новая полоса при 280÷400 см⁻¹. В указанном интервале частот расположена колебательная мода, соответствующая пирамидальной структурной единице типа AsS₃ и другим структурным единицам такого же типа, в которых часть атомов серы заменена селеном, а также молекулярным фрагментам типа AsS(Se)_{3/2} и As₄S₄. Первая полоса соответствует структурным

элементам, в которых преобладают селеновые атомы, а вторая - атомы серы.

В составе $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ существуют полосы, относящиеся к $As_{40}Se_{30}S_{30}$ и появляется новая полоса в интервале частот $420\div507\text{см}^{-1}$, соответствующая колебательным модам гомеоплярных связей кольцевых и цепных молекул, в основном, состоящих из атомов серы. Таким образом, структура $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ отличается от структуры $As_{40}Se_{30}S_{30}$ тем, что в нем содержатся кольцевые и цепные молекулы, состоящие из атомов селена или серы, а также их смешан-

ных атомов. В спектре $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ исчезают слабовыраженные максимумы, наблюдаемые в $As_{40}Se_{30}S_{30}$, что связано с высокой степенью неупорядоченности ХСП нестехиометрического состава.

Анализ спектров составов $As_{40}Se_{30}Te_{30}$, $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ показал, что в них существуют пирамидальные структурные единицы типа $AsSe_3$, $AsTe_3$ и $AsSe_{3-x}Te_x$. Разница между ними заключается в том, что в ХСП нестехиометрического состава степень неупорядоченности высокая и поэтому слабовыраженные максимумы в них исчезают.

1. A.I.Isayev, S.I.Mekhtieva, N.Z.Jalilov, R.I.Alekperov. Solid State Communications, 149, ISS.1-2 (2009) 45-48.
2. О.А.Голикова. ФТП, 35 (2001) 1370-1375.
3. Zha Congji, Wang Rongping, et. all. J. Sci: Mater. Electron, 18 (2007) 389-392.
4. К.Д.Цендин. Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, Санкт – Петербург, (1996) 486.
5. K.N.Dri, D.Houphouet-Boigny, J.C.Jumas. J. Non-Oxide Glasses, 3 (2) (2012) 29-37.
6. А.И.Исаев, Л.П.Казакова, Э.А.Лебедев, С.И.Мехтиева, И.И.Ятлинко. Способ получения халькогенидных стеклообразных полупроводников на основе Se-As, А. С. №1512015, Москва, (1989).
7. F.Sava, A.Lorinczi, M.Popescu, G.Sokol, E.Axente, I.N.Mihailscu, M.Nistor. J. Optoelectron. Adv. Mater., 8 (2006) 1367-1371.
8. М.Ф.Чурбанов, В.С.Ширяев и др. Неорг. Матер., 43 (2007) 506-512.
9. L.P.Kazakova, E.A.Lebedev, N.B.Zakharova, I.I.Yatlinko, A.I.Isayev, S.I. Mekhtiyeva. J. Non – Cryst solids, 167 (1994) 65-69.
10. A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, N.Z.Jalilov, R.I, Alekperov, V.Z.Zeynalov. Optoelectronics and Advanced Materials-RC, 1 ISS, 8 (2007) 368-372.
11. А.Фельц. Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела, Мир, Москва (1986) 558.
12. J. Wang, J.C.Tsai, C.T.Liu. J. Appl. Phys., 88 (2000) 2533-2535.
13. В.К.Малиновский, В.Н.Новиков, А.П.Соколов. УФН, 163 №5 (1993) 119-124.
14. Z.T.Bando, B.P.Gosain, S.Okano, M.Suzuki. Effects of preparation conditions of the bulk and source temperature on the composition of As_2Se_3 films, Thin Solid Films, 195 №1 (1991) 237-244.
15. A.Stronski, M.Vlcek, A.Sklenar. Imaging technology on the base Of $As_{38}S_{62}$ thin layers, OPTIKA-98, Sth Congress on Modern Optics. Eds.: G. Akos, G. Lupkovics, A. Podmaniczky. — Proc. of SPIE, 3573 (1998) 401-404.
16. Е.Ф.Венгер, А.В.Мельничук, А.В.Стронский. Фотостимулированные процессы в халькогенидных стеклообразных полупроводниках и их практическое применение, Киев, Академперіодика, (2007) 282.
17. R.I.Alekberov, A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, G.A.Isayeva, Azerbaijan Journal of Physics, XIX №2 (2013) 3-7.
18. V.Kovanda, Mir Vicek, H.Jain. Structure of As-Se and As-P-Se glasses studied by Raman spectroscopy, J. Non-Cryst. Solids, 326-327 (2003) 88-92.
19. A.V.Stronski, M.Vicek, S.A.Kostyukevych et al. Semicon. Phys., Quantum Elec. & Optoelect. Study of non-reversible photostructural transformations in $As_{40}S_{60-x}Se_x$ layers applied for fabrication of holographic protective elements, 5(2002) 284-287.
20. S.R.Elliott. A unified model for reversible photostructural effects in chalcogenide glasses, J Non-Cryst Solids, №1-2 (1986) 71-98.
21. T.Cardinal, K.A.Richardson, H Shim, A.Schulte, R.Beatty, K.Le Foulgoc, C.Meneghini, J.F.Viens and A. Villeneuve. Non-linear optical properties of chalcogenide glasses in the system As-S-Se, J. Non-Cryst. Solids 256 -257 (1999) 353-360.
22. C.Lopez, K.A.Richardson, R.Valee, et.al. Photo-Induced Changes in Arsenic-Based Chalcogeni-

- des, paper, CThP2512, CLEO'04/ San Francisco, (2004).
- 23.M.Terao et al. Reversible amorphous optical memory, Jap J. Appl. Phys., 41 (1972) 61.
- 24.C.W.Thompson, N.G.Gingrich. J. Chem. Phys., Atomic Distributions in Liquid, Plastic, and Crystalline Sulfur, 3 (1959) 1598.
- 25.A.Mendoza-Galvan, E.Garcia-Garcia, Y.V.Vorobiev, J.Gonzalez-Hernandez. Microelectronic Engineering, 51-52 (2000) 677-687.
- 26.M.H.Brodsky, R.J.Gambino, J.E.Smith, Y.Yacoby. Physica Stat. Solidi (b), 52 (1972) 609-614.
- 27.M.Frumar, Z.Polak, M.Vlcek, Z.Cernosek. J. Non.-Cryst.Solids, 213-214 (1997) 215-224.
- 28.T.Usuki, K.Saitoh, M.Endo, O.Uemura. J. Non-Cryst. Solids, 205-207 (1996) 184-188.
- 29.Hu Juejun, Sun Xiaochen, et. al., J. of Appl. Phys, 101 (2007) 063520.

ŞÜŞƏVARİ XALKOGENİD YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ İŞİĞİN KOMBİNASİYALI SƏPİLMƏ SPEKTRİNƏ KİMYƏVİ TƏRKİBİN TƏSİRİ

G.A. İSAYEVA, R.İ. ƏLƏKBƏROV, S.İ. MEHDİYEVA, A.İ. İSAYEV

Şüşəvari xalkogenid yarımkeçirici (ŞXY) As_2Se_3 , $As_{40}Se_{30}S_{30}$, $As_{40}Se_{30}Te_{30}$, $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ və $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ nazik təbəqələrində işığın kombinasiyalı səpilmə (KS) spektri tədqiq olunmuşdur. Amorf matrisada yaranan əsas quruluş elementləri və stexiometriyanın pozulması zamanı kimyəvi tərkibdən asılı olaraq onlarda baş verən dəyişmələr müəyyən edimişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, stexiometriyaya uyğun tərkibdən qeyri-stexiometrikə keçid zamanı KS spektrində nəzərə çarpan maksimumlar itir və yeni səpilmə zolaqları yaranır.

INFLUENCE OF CHEMICAL COMPOSITION ON THE RAMAN SCATTERING OF LIGHT IN CHALCOGENIDE GLASS-LIKE SEMICONDUCTORS

G.A.ISAYEVA, R.I.ALEKBEROV, S.I.MEKHTIYEVA, A.I.ISAYEV

It has been investigated the spectra of Raman scattering (RS) the As_2Se_3 , $As_{40}Se_{30}S_{30}$, $As_{40}Se_{30}Te_{30}$, $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ и $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$. It has been determined the main structural elements forming in amorphous matrix and change in them depending on the chemical composition and in violation of stoichiometry. It has been found that the transition from the stoichiometric composition to a non-stoichiometric in the Raman spectrum of prominent peaks appear and disappear band.

Редактор: акад. Д.Ш.Абдинов

УДК 535.341; 548.4.

ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ЧАСТИЦ ТИТАНАТА БАРИЯ НА ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА 5СВ ПРИ СЛАБОМ СЦЕПЛЕНИИ

Т.Д.ИБРАГИМОВ¹, А.Р.ИМАМАЛИЕВ¹, Г.М.БАЙРАМОВ^{1,2}

Институт Физики НАН Азербайджана¹

AZ1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131

Бакинский Государственный Университет²

AZ1148, Баку, ул. З.Халилова, 23

tdibragimov@mail.ru

Поступила: 12.12.2014

Принята к печати: 23.01.2015

РЕФЕРАТ

Получен коллоид малых частиц титаната бария в жидком кристалле 5СВ и исследованы его электрооптические параметры при слабом сцеплении. Показано, что добавление частиц с концентрацией 1% в 5СВ уменьшает переход в изотропное состояние и пороговое напряжение эффекта Фредерикса. При этом время включения уменьшается, в то время как время выключения увеличивается по сравнению с чистым жидким кристаллом. Изменение характеристик 5СВ при введении частиц объяснено возникновением локальных электрических полей вблизи сегнетоэлектрических частиц.

Ключевые слова: сегнетоэлектрик, титанат бария, малые частицы, жидкий кристалл.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из направлений современной технологии и физики жидких кристаллов (ЖК) является разработка гибридных систем, в частности, состоящих из малых частиц, диспергированных в ЖК матрице. Даже при достаточно больших размерах частиц (порядка длины волны падающего излучения) возникает оптический эффект пропускания системы в узкой спектральной области, максимум которой смещается под действием электрического поля [1-5]. Кроме того, частицы влияют на электрооптические эффекты в ЖК, вызывая изменение их характеристик [6-8].

В работе [9] было показано, что при параметре сцепления молекул ЖК с поверхностью частиц меньше 1 и их малой концентрации не происходит нарушения директора ЖК. Данный параметр зависит от размера частиц, от упругих свойств ЖК, а также от

энергии сцепления молекул ЖК с поверхностью частиц. При определенном сочетании указанных параметров коллоид ведет себя как чистый ЖК, но с измененными параметрами. В частности, происходит увеличение параметра порядка ЖК и температуры изотропно-нематического перехода, а также уменьшение пороговых напряжений [10]. Если материалом частиц является ферромагнетик или сегнетоэлектрик, то могут возникнуть дополнительные эффекты. В одной из первых работ [11] было показано, что добавление магнитных частиц при малой концентрации приводит к значительному увеличению чувствительности ЖК к магнитному полю. В работе [12] получены стабильные коллоиды малых частиц окиси железа в нематическом жидком кристалле 5СВ и показано, что при малых концентрациях частиц коллоид мало отличается от чистого жидкого кристалла, но обладает свойством магнитной жидкости. В последние годы

аналогичные исследования начали проводиться с системой сегнетоэлектрических частиц в жидком кристалле. Было показано, что при добавлении сегнетоэлектрических частиц увеличивается диэлектрический отклик ЖК и изменяется проводимость [13-14], а также возникает фоторефрактивный эффект [15]. Обнаружен также эффект памяти в изотропной фазе жидкого кристалла 5CB, диспергированного наночастицами титаната бария [16].

Целью настоящей работы является исследование влияния малых частиц титаната бария на электрооптические характеристики жидкого кристалла 5CB при слабом сцеплении.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Монодисперсная фракция наночастиц титаната бария со средним размером 600 нм смешивалась с олеиновой кислотой и гептаном в соотношении 1:2:10. Затем полученная смесь добавлялась в жидкий кристалл и выдерживалась при температуре 60°C в течение 5 дней до полного испарения гептана. Контроль испарения гептана производился взвешиванием на аналитических весах. Конечная смесь перемешивалась посредством ультразвукового диспергатора. В результате получился коллоид с содержанием частиц титаната бария около 1%.

Электрооптическая ячейка представляла собой два проводящих стекла с покрытием из окиси индия или свинца (ITO), между которыми находился жидкий кристалл или коллоид. Толщина слоя вещества задавалась прокладкой из тефлона и составляла 18 мкм. Эксперименты проводились на ячейках с проводящими стеклами без специального покрытия (слабое сцепление) в специальной регулируемой печи. Температура ячейки измерялась медь-константановой термопарой с точностью 0,1°C. Измерения электрооптических параметров проводились при температуре 23°C.

Установка для измерений электрооптических параметров собрана на базе поля-

ризационного микроскопа фирмы Carl Zeiss Jena. Импульсы специальной формы подавались на ячейку посредством функционального генератора (function generator) Г6-28. Проходящий через ячейку свет падал на фотодиод и регистрировался на запоминающем осциллографе (digital storage oscilloscope) фирмы HANTEK 6022BE. Времена переключения и контраст определялись по типичной картине (Рис.1), получаемой на осциллографе при подаче однополярных прямоугольных импульсов. В то время как пороговые напряжения определялись при подаче однополярных треугольных импульсов в квазистационарном режиме (Рис.2). Кроме того, значение порогового напряжения контролировалось под поляризационным микроскопом. Зависимость порогового напряжения от частоты регистрировалась при подаче на ячейку синусоидального напряжения.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведены измерения электрооптических параметров как чистого жидкого кристалла 5CB так и системы 5CB+BaTiO₃ с концентрацией 1% при слабом сцеплении молекул с подложкой при толщине ячейки 18мкм. Эксперименты показали, что добавление частиц с этой концентрацией в 5CB уменьшает переход в изотропное состояние с 35,2°C до 32,5°C.

При слабом сцеплении пороговое напряжение эффекта Фредерикса уменьшается с 0,45В до 0,2В и ниже при добавлении малых частиц с концентрацией 1,0%. При этом оно остается практически постоянной вплоть до частоты 700 кГц приложенного электрического поля, потом резко увеличивается до 1,1В и 0,4В (Рис.3) при 1МГц, соответственно.

Время включения уменьшается (Рис.4), в то время как время выключения увеличивается, достигая максимума около 10В при всех приложенных напряжениях (Рис.5). Контраст системы BaTiO₃ – 5CB ухудшается по сравнению с чистым 5CB (Рис.6).



Рис.1

Типичная картина осциллограммы зависимости интенсивности проходящего через ячейку света от времени при приложении однополярных прямоугольных импульсов напряжения.

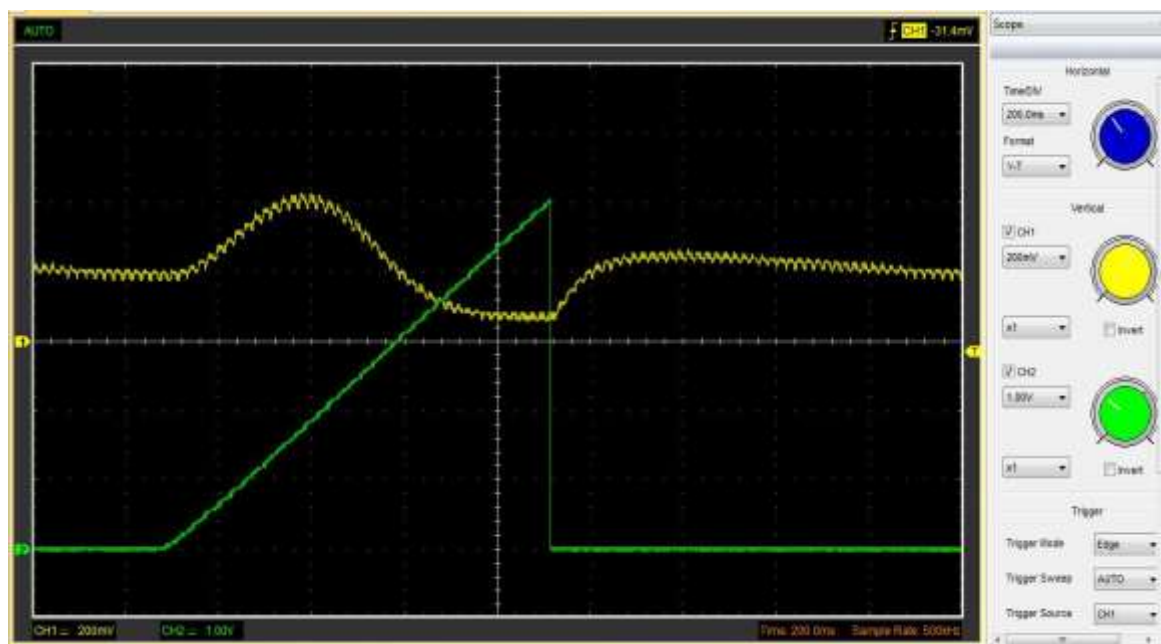
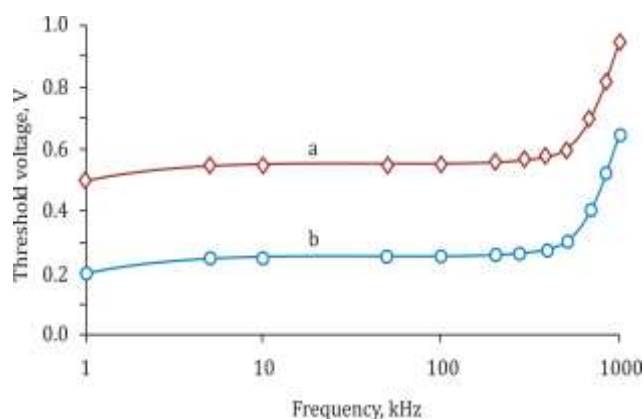
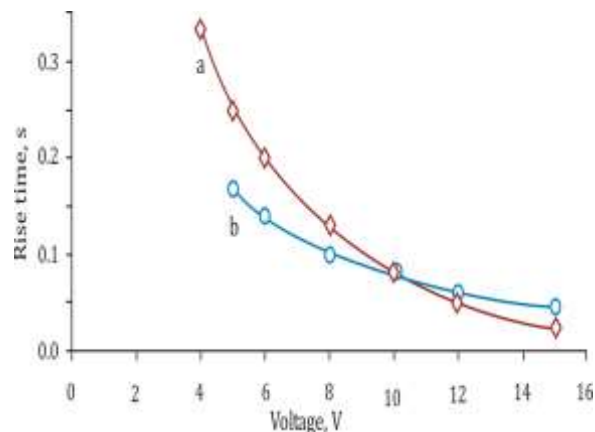


Рис.2

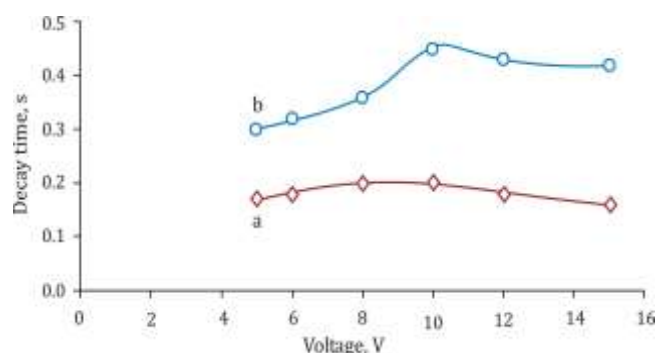
Типичная картина осциллограммы зависимости интенсивности проходящего через ячейку света от времени при приложении однополярных треугольных импульсов напряжения.

**Рис.3**

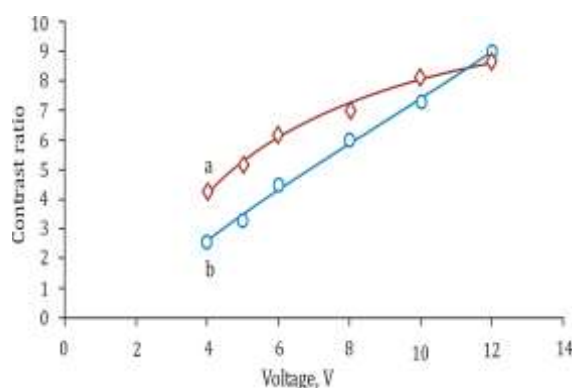
Зависимость порогового напряжения от частоты приложенного поля: а- чистый 5СВ; b- 5СВ+BaTiO₃.

**Рис.4**

Зависимость времени включения системы от приложенного напряжения: а- чистый 5СВ, b-BaTiO₃+5СВ.

**Рис.5**

Зависимость времени выключения системы от приложенного напряжения: а- чистый 5СВ, b-BaTiO₃+5СВ.

**Рис.6**

Зависимость контрастного отношения системы от приложенного напряжения: а- чистый 5СВ, b-BaTiO₃+5СВ.

ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно [9], частицы не нарушают поле директора ЖК, если параметр сцепления $\zeta = WR/K_{11}$ намного меньше 1, где W - энергия сцепления молекул ЖК с поверхностью частиц, которая имеет порядок величины $10^{-4} \div 10^{-6}$, K_{11} - модуль упругости поперечного изгиба 5СВ, равная $6,4 \cdot 10^{-12}$ Н, $2R$ - размер частиц. Использование олеиновой кислоты уменьшает энергию сцепления и одновременно стабилизирует композит. Кроме того, учитывая концентрацию наночастиц, плотности обеих ос-

новных компонент композита, размеры наночастиц, можно показать, что среднее расстояние между частицами 7,5 мкм, которое на порядок больше чем размеры частиц. При этом, общее нарушение поля директора частицами оказывается пренебрежительно малым. Таким образом, используемый композит с заданной концентрацией частиц можно считать относительно однородной средой, и он должен вести себя как чистый ЖК, но с измененными параметрами.

Согласно расчетам, приведенным в [17], при сферической форме и малых концентрациях частиц температура просветления коллоида определяется формулой

$$T_{ck} = (1 - f_v) T_{cp}$$

где f_v – объемная доля частиц, T_{cp} – температура просветления чистого ЖК.

Объемная доля частиц титаната бария в нашем эксперименте составляла 0,002, но общая объемная доля наполнителя с учетом олеиновой кислоты доходила до 0,024. То есть, уменьшение точки просветления должно составлять около 0,9°C, но эксперименты показывают большую величину. Это, прежде всего, связано с присутствием молекул олеиновой кислоты в объеме ЖК, на которое указывает проведенные предварительно изучение ИК спектров коллоида. Они нарушают ориентационный порядок ЖК, приводящий к большему уменьшению температуры просветления.

При размерах частиц больше 100 нм в отсутствие внешнего электрического поля частицы титаната бария являются полидоменными [18], то есть в них существуют домены, поляризация которых направлены в разные стороны и поля которых компенсируют друг друга. При приложении внешнего электрического поля достаточной величины диполи доменов устанавливаются по его направлению. При этом они создают вокруг себя электрическое поле, максимальное значение которого определяется по формуле:

$$E = R^3 P / 3 \epsilon \epsilon_0 r^3$$

где $2R$ – поперечный размер частицы, P – спонтанная поляризация, ϵ – диэлектрическая постоянная ЖК, ϵ_0 – электрическая постоянная, r – расстояние от центра частицы до данной точки поля. Учитывая численные значения параметров ($R=300$ нм, $P=0,26$ К/м², $\epsilon \approx 10$, $\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м), можно показать, в частности, что на расстоянии 300 нм от поверхности частицы образуется локальное поле порядка 10^{10} В/м, которое быстро

уменьшается обратно пропорционально кубу расстояния от центра частицы. Это поле ориентирует диполи молекул 5CB вблизи частиц вдоль силовых линий. При дальнейшем увеличении напряженности поля диполи частиц вместе с ближайшими молекулами ЖК поворачиваются под действием поля как единое целое.

Пороговое напряжение чистого ЖК, а также коллоида при малых концентрациях частиц определяется выражением [19]:

$$U_{th} = \pi (K_{11} / \epsilon_0 \Delta\epsilon)^{1/2}$$

где $\Delta\epsilon$ – диэлектрическая анизотропия ЖК.

Слабое сцепление молекул ЖК с ограничивающей поверхностью снижает порог Фредерикса как чистого ЖК, так и коллоида, так как директор на поверхности получает определенную свободу отклонений от планарной конфигурации вследствие действия упругих сил объема ЖК. Кроме того, меньшее значение порогового напряжения коллоида по сравнению с чистым ЖК, связано с увеличением параметра порядка при наличии сегнетоэлектрических малых частиц [20] и, соответственно, с увеличением ее анизотропии.

При 750 кГц происходит дисперсия $\epsilon_{||}$ из-за того, что молекулы ЖК не успевают поворачиваться вокруг короткой оси при быстрых изменениях направления приложенного поля, в то время как $\epsilon_{\perp}$ почти не меняется, так как он соответствует повороту молекул вокруг своей длинной оси. В итоге, $\Delta\epsilon$ уменьшается и, соответственно, пороговое напряжение увеличивается (Рис. 4).

Времена включения t_{rise} и выключения t_{decay} определяются как

$$t_{rise} = \gamma_1 d^2 / \epsilon_0 \Delta\epsilon (U^2 - U_{th}^2)$$

$$t_{decay} = \gamma_1 d^2 / \pi^2 K_{11}$$

где γ_1 – вращательный коэффициент вязкости, U – величина приложенного напряжения.

Вращательная вязкость относится к трению молекул при вращении в

неподвижном ЖК. Вся динамика оптических эффектов, вызванных только поворотом директора (без движения жидкости), определяется лишь коэффициентом γ_1 .

Наличие частиц, создающих локальное поле, препятствует вращению директора, увеличивая эффективный коэффициент вязкости, в то время как этот же фактор слабо меняет коэффициент упругости, являющийся материальным параметром матрицы. В

совокупности, а именно, увеличение коэффициента вязкости, относительная неизменность коэффициента упругости и большее увеличение диэлектрической анизотропии уменьшает время включения и увеличивает время выключения коллоида по сравнению с чистым ЖК.

Работа финансируется Научно-Технологическим Центром в Украине (грант 5821).

1. T.D.Ibragimov, *Christiansen effect in the Al_2O_3 particles – liquid crystal system*, *Journal of Applied Spectroscopy*, **76** (2009) 793-796.
2. T.D.Ibragimov, E.A.Allahverdiyev, G.M.Bayramov, A.R.Imamaliyev, *Selective modulation of infrared radiation by an Al_2O_3 particles – liquid crystal system*, *Journal of Applied Spectroscopy*, **78** (2011) 445-449.
3. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, *Novel type of tunable infrared filters based on the Al_2O_3 particles – liquid crystal system*, *Infrared Physics and Technology*, **55** (2012) 56-59.
4. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, *Application of dual-frequency liquid crystal for tunable selective filtration of infrared radiation*, *Optik*, **124** (2013) 6666-6668.
5. Т.Д.Ибрагимов, Н.Д.Исмаилов, Э.А.Аллахвердиев, *Управляемый жидкокристаллический фильтр*, *Евразийский патент №016161* (2012).
6. Г.М.Байрамов, А.Р.Имамалиев, Т.Д.Ибрагимов, А.М.Магеррамов, *Коллоидно-жидкокристаллический композит для электрооптических устройств*, *Евразийский патент №016136* (2012).
7. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, A.R.Imamaliyev, *Clark-Lagerwall effect in the small particles-ferroelectric liquid crystal system*, *Optik*, **124** (2013) 343-346.
8. T.D.Ibragimov, G.M.Bayramov, *Influence of small particles on Carr-Helfrich electrohydrodynamic instability in the liquid crystal*, *Optik*, **124** (2013) 3004-3006.
9. Yu.Reznikov, *Ferroelectric colloids in liquid crystals (In Liquid Crystals Beyond Displays: Chemistry, Physics, and Applications, Edited by Quan Li.)* John Wiley and Sons, Inc., (2012) 403-427.
10. M.Gorkunov, M.Osipov, *Mean-field theory of a nematic liquid crystal doped with anisotropic nanoparticles*, *Soft Matter*, **7** (2011) 4348-4356.
11. F.Rochard, P.G. de Gennes, *Theory of magnetic suspensions in liquid crystals*, *J. de Physique*, **31** (1970) 691-706.
12. O.Buy, E.Guskova, Yu.Reznikov, P.Litvin, *Preparation and properties of a ferromagnetic nematic suspension*, *Ukr. J. Phys.*, **49** (2004) A48-A50.
13. O.Buchnev, E.Ouskova, Yu.Reznikov, V.Reshetnyak, H.Kresse, *Enhanced dielectric response of liquid crystal ferroelectric suspension*, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **422** (2004) 47.
14. E.Quskova, O.Buchnev, V.Reshetnyak, Yu.Reznikov, H. Kresse, *Dielectric relaxation spectroscopy of nematic liquid crystal doped with $Sn_2P_2S_6$ nanoparticles*, *Liquid Crystal*, **30** (2003) 1235-1239.
15. O.Buchnev, A.Dyadyusha, M.Kaczmarek, V.Reshetnyak, Yu.Reznikov, *Enhanced two-beam ferroelectric nanoparticles in liquid crystals*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **24** (2007) 1512-1516.
16. Rajratan Basu, *Soft memory in a ferroelectric nanoparticle-doped liquid crystal*, *Physical Review*, **E 89** (2014) 022508-1- 022508-5.
17. F.Haragushi, K.Inoue, N.Toshima, S.Kobayashi, K.Tukatoh, *Reduction of the threshold voltages of nematic liquid crystal electrooptical devices by doping inorganic nanoparticles*, *Japanese Journal Applied Physics*, **46** (2007) L796-L797.
18. Hsing-I Hsiang and Fu-Su Yen, *Effect of Crystallite Size on the Ferroelectric Domain Growth of Ultrafine $BaTiO_3$ Powders*, *Journal of the American Ceramic Society*, **79** (1996) 1053-1060.
19. S.V.Pasechnik, V.G.Chigrinov, D.V.Shmeli-kova, *Liquid Crystals. Viscous and Elastic Properties*, (2009) Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, 438, 181.
20. J.-F.Blach, S.Saitzek, C.Legrand, L.Dupont, J.-F.Henninot, M.Warenghem, *$BaTiO_3$ ferroelectric nanoparticles dispersed in 5CB nematic liquid crystal: Synthesis and electro-optical characterization*, *J. Appl. Phys.*, **107** (2010) 074102-1-7.

**ZƏİF İLİŞMƏ HALINDA BARIUM TİTANAT KİÇİK HİSSƏCİKLƏRİNİN 5CB MAYE KRİSTALININ
ELEKTROOPTİK XARAKTERİSTİKALARINA TƏSİRİ**

T.C.İBRAHİMOV, A.R.İMAMALİYEV, G.M.BAYRAMOV

Kiçik ölçülü barium titanat hissəciklərinin 5CB maye kristalında colloid məhlulu alınmışdır. Zəif ilişmə halında alınan colloid sistemin elektrooptik xassələri tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, 5CB maye kristalına 1% konsentrsiyada hissəciklər əlavə olunduqda izotrop hala keçid temperaturu və Frederiks effektinin astana gərginliyi azalır. Təmiz maye kristalla müqayisədə effektin qoşulma müddəti azalır, relaksasiya müddəti isə artır. Elektrooptik xassələrdə baş verən bu dəyişikliklər seqnetoelektrik hissəciklərin yaxınlığında yaranan lokal elektrik sahəsinin yaranması ilə izah olunur.

**INFLUENCE OF SMALL PARTICLES OF BARIUM TITANATE ON ELECTRO-OPTIC CHARACTERIS-
TICS OF LIQUID CRYSTAL 5CB AT WEEK ANCHORING**

T.D.IBRAGIMOV, A.R.IMAMALIYEV, G.M.BAYRAMOV

The colloid of barium titanate small particles in the liquid crystal 5CB has been obtained and its electro-optical parameters have been investigated at weak anchoring. It has been shown that an addition of particles with concentration of 1% into 5CB decreased temperature of transition to isotropic state and threshold voltage of Fredericksz effect. At this case, a rise time has decreased while a decay time has increased in comparison with the pure liquid crystal. Change of characteristics 5CB at addition of particles has been explained by occurrence of local electric fields close ferroelectric particles.

Редактор: акад. Т.Д.Джафаров

UOT: 621. 315

PROTONLARLA ŞÜALANMIŞ GaS KRİSTALINDA STRUKTUR ÇEVRİLMƏSİ

R.S.MƏDƏTOV¹, F.İ.ƏHMƏDOV², M.M.CAHANGİROV¹, R.M.MƏMİŞOVA¹,
A.A.QƏRİBLİ¹

Azərbaycan MEA-nın Radisaiya Problemləri İnstitutu¹

RYTN- Milli Nüvə Tədqiqatları Mərkəzi²

AZ-1143 Bakı şəh, B.Vahabzadə 9

muradcahangirov@mail.ru

Daxil olub: 09.01.2015
Çapa verilib: 23.02.2015

REFERAT

GaS monokristalında ion implantasiya metodundan istifadə etməklə $1 \cdot 10^{15}$ proton/sm² və $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² dozalarında 70keV enerjili protonlarla implantasiya zamanı protonların qaçış yolu, protonların konsentrasiyasının dərinliyə görə paylanması, yaranan vakansiyaların sayı və kritik dozanın enerjiden asılılığı öyrənilmişdir. Məlum olmuşdur ki, GaS monokristalları üçün amorflaşma prosesi şüalanma dozasının $3 \cdot 5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² qiymətlərində baş verir.

Açar sözlər: Rezerford Əks Səpilmə, ion implantasiyası, qaçış yolu, amorflaşma prosesi, kritik doza.

GİRİŞ

Son illərdə ion implantasiyası yarımkeçicilər texnologiyasında geniş istifadə olunur [1]. Yarımkeçirici kristalları aşqarılmağın digər üsulları ilə müqayisədə ion implantasiyası metodu olduqca universal metod hesab olunur. İon implantasiyası üsulu kristala vurulan aşqar atomların konsentrasiyasını yüksək dəqiqliklə idarə etməyə imkan verir. İon implantasiyasının həm təcrübi, həm də praktik istifadəsi nəticəsində p-n keçidinin alınması, müasir kəsmə metodikasının işlənməsi (Smart cat) və yarımkeçirici cihazların alınması zamanı səthlərin kimyəvi təmizlənməsi mümkün olmuşdur [2].

Artıq bir çox işlərdə A^3B^5 və A^3B^6 (InAs-Si, GaSb-Si, InAs-GaAs, Ge-Si, InGaN-GaN, InGaAs-GaAs, CdSe-ZnSe) birləşmələrində ion implantasiya metodundan istifadə edərək p-n keçidlərin, kvant strukturları (kvant nöqtə, kvant quyu, kvant tel) yaradılmışdır [3-6].

İon implantasiyası zamanı kristalda baş verən dəyişikliklər A^3B^5 və A^3B^6 birləşmələrinin bəziləri üçün geniş öyrənilmişdir [5-10]. Lakin A^3B^6 birləşmələrindən olan GaS monokristalında ion implantasiya metodundan istifadə etməklə

baş verən dəyişikliklərə baxılmamışdır. Bu işdə nəzəri olaraq GaS kristalında 20÷200keV enerjili protonlarla implantasiya zamanı ionun qaçış yolunun, yaranan vakansiyaların sayının və kritik dozanın enerjiden asılılığına baxılmışdır. Alınan nəticələrin doğruluğunu sübut etmək üçün GaS kristalı $1 \cdot 10^{15}$ proton/sm² və $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² dozalarında 70keV enerjili protonlarla şüalandırılmışdır və Rezerford əks səpilmə (RƏS) metodu ilə analiz edilmişdir [11].

NÜMUNƏNİN ALINMASI VƏ ÖLÇMƏ METODİKASI

Tədqiq etdiyimiz A^3B^6 birləşməli laylı yarımkeçiricilərdən olan GaS monokristalı Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Radiasiya Problemləri İnstitutunda Bricmen üsulu ilə alınmışdır. Alınmış kristalın otaq temperaturunda xüsusi müqaviməti laylara paralel və perpendikulyar istiqamətdə uyğun olaraq $2 \cdot 10^9$ Om·sm və $1 \cdot 10^8$ Om·sm olmuşdur. 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÷0,23eV, konsentrasiyası isə 10^{11} sm⁻³ tərtibindədir. Deşiklə-

rin tutulma kəsiyinin sahəsi isə 10^{-16}sm^2 -dir [12].

SRİM proqramından istifadə edərək protonların GaS kristalında qaçış yolunun uzunluğu, protonların yaratdığı vakansiyaların sayı, protonların konsentrasiyasının dərinliyə görə paylanması, kritik doza hesablanmışdır.

Nümunənin ölçüləri $10\times 10\times 0,5\text{mm}$ olmuşdur. Nümunənin RƏS analizi üçün Van-de Qraaf tipli (tip AN 2500) sürətləndiricidə istifadə edilmişdir. Həmin sürətləndiricidə enerjisi $1,5\text{MeV}$ olan helium ionu istifadə edilmişdir. İonun cərəyanı 50nA , selin diametri $1,5\text{mm}$ və səpilmə bucağı 170° olmuşdur. Səpilən helium ionunu qeyd etmək üçün silisium əsaslı səthi baryer detektorundan istifadə edilmişdir.

GaS kristalını protonlarla şüalandırmaq üçün ESU-2 tipli sürətləndiricidən istifadə olunmuşdur. Protonun enerjisi 70keV , cərəyanın sıxlığı $0,15\text{mkA}/\text{sm}^2$ olmuş və nümunənin bütün səthi $1\cdot 10^{15}\div 5\cdot 10^{15}\text{proton}/\text{sm}^2$ dozaya qədər şüalandırılmışdır.

Bu işdə 70keV protonlarla şüalandırılmış GaS kristalı RƏS-spektroskopiyası ilə öyrənilmişdir. RƏS metodunda maddənin atomu ilə sürətli hissəcik ($^4\text{He}^+$) arasındakı elastiki səpilmədən istifadə olunur. Məlumatları ionun əks səpilməsi ilə qiymətcə aydınlaşdırmaq nisbətən sadədir, analiz zamanı nümunənin xüsusi hazırlanmasına ehtiyac yoxdur. Metodun effektivliyi onunla əlaqədardır ki, bu metodla kondensə halının fundamental və tətbiqi məsələlərini, həmçinin həll olunmuş elementlərin dərinliyə görə paylanmasını, eləcə də müxtəlif təbəqəli nümunələrdə layların qalınlığını və laylarda qarşılıqlı diffuziya proseslərini tədqiq etmək mümkündür. RƏS analizi nümunədə heç bir dəyişikliyə səbəb olmur və ona görə də eyni nümunədən başqa tədqiqat metodlarında da istifadə oluna bilər.

Eksperimentin nəticələri SIMNRA 6.05 proqramı vasitəsilə hesablanmışdır [13].

ALINMIŞ NƏTİCƏLƏRİN İZAHİ

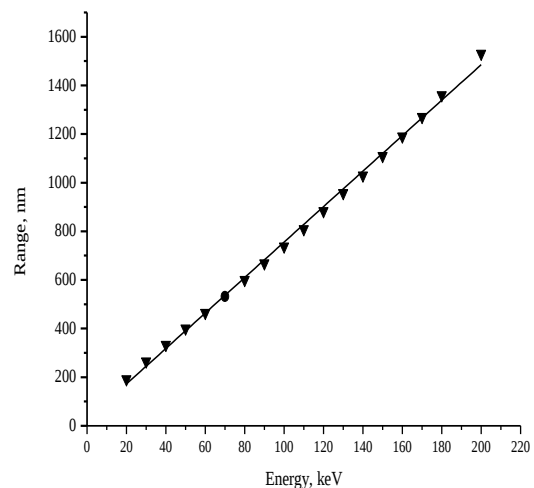
Yarımkeçirici maddələr ionlarla implantasiya olunarkən sürətlənmiş ionun sonrakı halını müəyyən edən xüsusiyyətlərdən biri onun

qaçış yoludur. İonun məruz qaldığı toqquşmaların miqdarı və hər toqquşma zamanı itirilən enerji təsadüfə xarakter daşıyır. R qaçış yolu düşən ionların böyük əksəriyyəti təcrübə şərtlərinə yəni, enerji və düşmə bucağının eyni olmasına ciddi əməl edildiyi halda onların dərinliyə görə maksimum paylanmasını xarakterizə edir. SRİM proqramından istifadə etməklə GaS monokristalının səthinə perpendikulyar istiqamətdə düşən enerjiləri $20\div 200\text{keV}$ olan protonların qaçış yolları hesablanmışdır. Şəkil 1-də müxtəlif enerjili protonların GaS kristallarında qaçış yolunun enerjiden asılılığı qrafiki qurulmuşdur və riyazi modelləşdirilmişdir (1)

$$R(\text{nm})=26.2+E(\text{keV})\cdot 7.3, \quad (1)$$

(1) ifadəsindən göründüyü kimi 70keV enerjiyə malik protonların GaS monokristalında qaçış yolu 537nm -ə uyğun gəlir.

(1) ifadəsindən alınan qiymətlərin doğruluğunu yoxlamaq üçün A^3B^5 birləşmələrindən olan GaAs kristalında 50keV və 200keV enerjili protonların qaçış yolu üçün təcrübə alınan qiymətlərlə müqayisə edilmişdir [14]. Məlum olmuşdur ki, nəzəri və təcrübə tapılan qiymətlər bir-birindən 2-3% fərqlənir.



Şəkil 1

GaS monokristalında protonların qaçış yollarının enerjiden asılılığı

Yüngül ionlarla implantasiya zamanı ionlar öz enerjisinin böyük hissəsini ionizasiyanın hesabına itirir, istiqamətlərini isə atomlarla qarşılıqlı təsirdə olduqda dəyişir. Belə qarşılıqlı təsirlər zamanı əksər hallarda atomlar kifayət qədər böyük enerji alaraq qəfəsi tərk edir və vakansiya yaradır.

GaS kristalının üzərinə düşən protonlar öz enerjilərini (E) elektronlarla baş verən ionizasiyaya (I_1), qəfəsin atomlarının qopmasına (Q_1), qəfəsin fononlarının yaranmasına (F_1) sərf edir. Bu enerji itgilərinin qiyməti uyğun olaraq cədvəldə göstərilmişdir.

Cədvəl

Prot onun enerjisi $E(\text{keV})$	$I_1(\text{keV})$	$Q_1(\text{keV})$	$F_1(\text{keV})$
20 keV	9.47	.008	.15
70 keV	9.25	.014	.182
120 keV	19.16	.012	.204
200 keV	99	.02	.22

İon implantasiyasının əsas problemlərindən biri şüalanma zamanı radiasiya defektlərinin yaranmasıdır. GaS kristallarında 20÷200keV enerji intervalındakı protonların yaratdığı vakansiyaların sayının enerjiden asılılıq qrafiki qurulmuşdur (Şəkil 2). Alınan nəticələrdən istifadə edərək GaS kristallarında 20-200 keV enerji intervalındakı protonların yaratdığı vakansiyaların sayı ilə enerji arasındakı riyazi model müəyyən edilmişdir

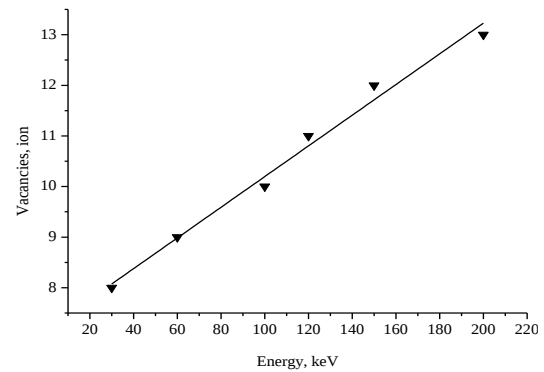
$$V(\text{say})=7.16+0.03 \cdot E(\text{keV}). \quad (2)$$

(2) ifadəsindən göründüyü kimi 70keV enerjiyə malik protonların GaS monokristalında 9 vakansiya yaradır.

Yaranan vakansiyaların konsentrasiyasının yüksək olması yarımkəçiricilərdə amorflaşma prosesinin yaranmasına səbəb olur.

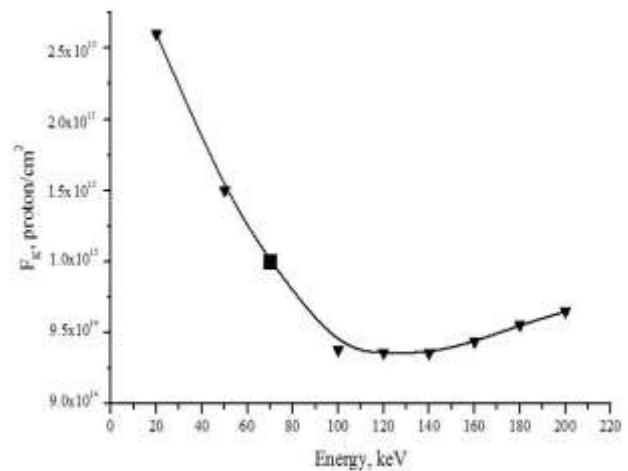
Protonlarla şüalandırma zamanı yarımkəçiricilərin amorflaşması vacib hallardan biridir. Amorflaşmanın halını xarakterizə etmək üçün amorflaşmanın başladığı dozanı müəyyən edil-

məlidir. Amorflaşma prosesinin başlanması kritik doza ilə xarakterizə edilir. GaS kristallarında enerjisi 20keV-dən 200keV-ə qədər olan protonlar üçün kritik dozanın qiyməti müəyyən edilərək enerjiden asılılıq qrafiki qurulmuşdur (Şəkil3) [10]. Şəkildən göründüyü kimi enerjisi 70keV olan protonlar üçün kritik dozanın qiyməti $1 \cdot 10^{15}$ proton/sm² olur. Laylı monokristal olan GaS nümunəsində amorflaşma prosesinin öyrənilməsi üçün təcrübə qoyulmuşdur [11]. Alınan nəticəyə görə $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² dozalı protonlarla şüandırılmış GaS nümunəsi amorflaşmış halda olur.



Şəkil 2

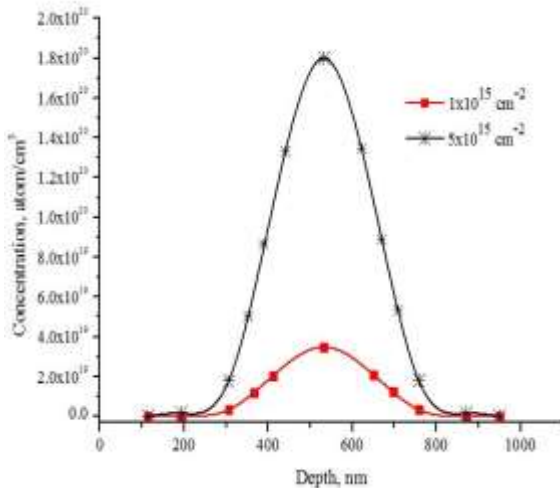
GaS kristalında protonların yaratdığı vakansiyaların sayının enerjiden asılılıq qrafiki.



Şəkil 3

GaS kristallarında enerjisi 20keV-dən 200keV-ə qədər olan protonlar üçün kritik dozanın qiymətinin enerjiden asılılıq qrafiki.

Şəkil 4-də 70keV enerjili $1 \cdot 10^{15}$ proton/sm² və $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² dozalı protonların dərinliyə görə konsentrasiyalarının paylanması nəzəri olaraq göstərilmişdir. Qrafikdən görünür ki, 537nm dərinlikdə 70keV enerjili $1 \cdot 10^{15}$ proton/sm² və $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² dozalı protonların konsentrasiyasının maksimum paylanması uyğun olaq $3.5 \cdot 10^{19}$ sm⁻³ və $1.8 \cdot 10^{20}$ sm⁻³-dur.



Şəkil 4

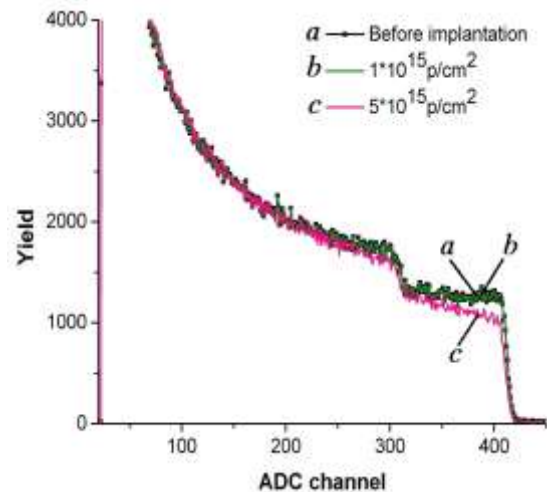
GaS kristalında $1 \cdot 10^{15}$ sm⁻² və $5 \cdot 10^{15}$ sm⁻² dozalı 70keV enerjili protonların dərinliyə görə konsentrasiyasının paylanması.

Nəzəri hesablamalardan alınan nəticələrin təcrübi nəticələrlə uyğunluğunu yoxlamaq üçün GaS monokristalı 70keV enerjili protonlarla $1 \cdot 10^{15}$ proton/sm² və $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² dozaya qədər şüalandırılmışdır. RƏS–spektrdən (Şəkil5) GaS kristalının səthindən 40nm dərinlikdə nazik lay müəyyən edilmişdir. Səthə yaxın olan lay Ga (38%), S (42%) və O (20%)–dən ibarətdir. Altlıq daxilində isə Ga (50%) və S (50%) paylanması bircinsdir. Protonlarla şüalanma dozasının $1 \cdot 10^{15}$ proton/sm² qiymətindən

sonra RƏS spektrində heç bir dəyişiklik müşahidə edilməmişdir. Lakin, $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² dozadan sonra səthdən 100nm dərinlikdə Ga-un həm də S-in konsentrasiyası azalmışdır (Ga(40%), S(44%)). Ölçmələr göstərmişdir ki, $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² dozada artıq amorflaşma prosesi baş vermişdir.

Beləliklə, müəyyən edilmişdir ki, 70keV enerjili protonlarla şüalanma zamanı GaS monokristalları üçün amorflaşma dozasının $1 \cdot 10^{15}$ proton/sm²÷ $5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² intervalında olduğu müəyyən edilmişdir. Alınan təcrübi nəticələr nəzəri nəticələrlə uyğunluq təşkil etmişdir.

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.



Şəkil 5

Enerjisi 70 keV olan protonlarla şüalandırılmış GaS kristalının Rezerford Əks Səpilmə metodu ilə alınmış spektri (a-İlkin hal, b- $1 \cdot 10^{15}$ proton /sm² doza ilə şüalandırılmış, c- $5 \cdot 10^{15}$ proton /sm² doza ilə şüalandırılmış).

1. Ф.Ф.Комаров, Л.А.Власукова, О.В.Мильчанин, А.Ф.Комаров, А.В.Мудрый, Б.С.Дунец. *Ионный синтез нанокристаллов узкозонных полупроводников A³B⁵ в кремниевой матрице для систем оптоэлектроники*, (2011) ИМФ.
2. Х.Риссел, И.Руге. *Ионная имплантация*, “М. Наука, (1983) 360.
3. А.В.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.
4. М.М.Соболев, И.М.Гаджиев, А.П.Васильев, М.С.Буяло, В.Н.Неведомский, Ю.М.Задиранов,

- Р.В.Золотарева, 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.
5. А.А.Блошкин, А.И.Якимов, В.А.Тимофеев, А.В.Двуреченский. Процесс захвата дырок в гетероструктуре Ge/Si с квантовыми точками Ge, *ФТП*, **48** (2014) 1065-1069.
 6. Г.В.Климко, С.В.Сорокин, А.А.Ситникова, И.В.Седова, В.Х.Кайбышев, С.В.Гронин, Ф.Лиачи, В.А.Севрюк, П.Н.Брунков, 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.
 7. 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.В.Вейнер, В.Фуэрман, Г.Шмидт. Латеральная фотопроводимость структур с квантовыми точками Ge/Si, *ФТП*, **47** (2013), 1599-1603.
 8. 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.
 9. Ф.И.Зубов, Ю.М.Шерняков, М.В.Максимов, А.Е.Жуков, Д.А.Лившиц, А.С.Паюсов, А.М.Надточий, А.В.Савельев, Н.В.Крыжак, новская, Н.Ю.Гордеев. Спектральная зависимость фактора уширения линии в лазерах на квантовых точках, *ФТП*, **47** (2013) 1681-1686.
 10. M.M.Cahangirov, F.İ.Əhmədov. GaS kristalində InAs kvant nöqtələrinin yaradılmasının nəzəri öyrənilməsi, *Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIV** № 5 (2014) 20-23.
 11. R.Madatov, F.Komarov, A.Komarov, F.Ahmadov, A.Garibova, Y.Mustafayev, T.Tagiyev, M.Jahangirov, A.Nacafov. Rutherford Backscattering Studies of H_2^+ implanted GaS crystals, *Radiasiya Tədqiqatları və Onların Praktiki Aspektləri VII Konfrans*, 20-21 noyabr, (2013), Bakı, Azərbaycan.
 12. А.З.Абасова, Р.С.Мадатов, В.И.Стафеев. Радиационно-стимулированные процессы в халькогенидных структурах, Баку, «Элм», (2010) 352.
 13. <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>
 14. S.M.Khanna, G.H.Yousefi, J.B.Webb, Z.Wasilewski. Comparison of Proton, Neutron and Electron Radiation-Induced Electron Traps in N-GaAs Epilayers Studied by Deep Level Transient Spectroscopy, *technical memorandum dreotm, Canada* **129** (1999) 24.
 15. Ф.Ф.Комаров. Ионная и фотонная обработка материалов, “Минск, Бел. гос. Университет”. (1998) 209.

STRUCTURE TRANSFORMATIONS OF GaS CRYSTAL IRRADIATED BY PROTONS

R.S.MADATOV, F.I.AHMADOV, M.M.JAHANGIROV, R.M.MAMISHOVA, A.A.GARIBLI

The range of protons, the distribution of protons concentration to the depth, number of the arising vacancies and the dependent critical dose of the energy have been studied with proton irradiation with 70keV energy and doses $1 \div 5 \cdot 10^{15}$ proton/sm². It has been established that the amorphization for the GaS monocrystals occurred in the range of $3 \div 5 \cdot 10^{15}$ proton/sm² of dose.

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ GaS ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ

Р.С.МАДАТОВ, Ф.И.АХМЕДОВ, М.М.ДЖАХАНГИРОВ, Р.М.МАМИШОВА, А.А.ГАРИБЛИ

При облучении монокристалла GaS протонами с энергией 70кэВ и дозами $1 \div 5 \cdot 10^{15}$ протон/см² определены: проекционный пробег, распределение протонов по глубине образца, концентрация наведенных облучением вакансий и зависимость критической дозы начала аморфизации от энергии налетающих протонов. Выяснено, что для монокристаллов GaS процесс аморфизации происходит в интервале доз $3 \div 5 \cdot 10^{15}$ протон/см².

Редактор: акад. А.А.Гарибов

УДК: 621.315.592

**МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$, $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ И
ВЛИЯНИЕ НА НИХ ЛЕГИРОВАНИЯ САМАРИЕМ**

Р.И.АЛЕКБЕРОВ, Г.А.ИСАЕВА, С.И.МЕХТИЕВА, А.И. ИСАЕВ, Г.К. АКПЕРОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131
Rahim-14@mail.ru*

Поступила: 28.11.2014

Принята к печати: 19.01.2014

Ключевые слова: аморфные полупроводники, халькогениды

РЕФЕРАТ

Методом АСМ исследована морфология поверхности пленок ХСП системы $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ и $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$, а также влияние на них легирования самарием. Определены значения параметров шероховатости поверхности и их изменения легированием. Полученные результаты объяснены в рамках пустотно-кластерной модели и модели собственных заряженных дефектов с учетом структурных особенностей исследованных материалов и распределения атомов в их аморфной матрице.

ВВЕДЕНИЕ

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

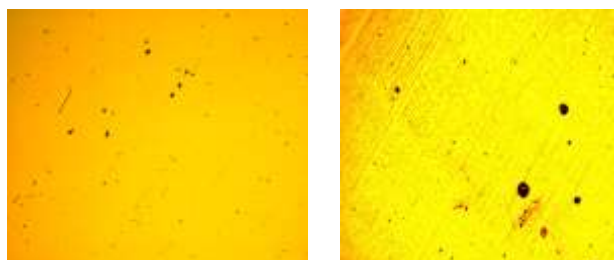
Кроме этого ХСП материалы благодаря таким свойствам, как способность инфракрасной передачи информации и проявлять ряд фотоиндуцированных явлений (фотопроектирование, фотопотемнение, фотокристаллизация, фотополимеризация и т.д.), ведущих к нелинейным изменениям оптических констант, уже применяются в дифракционных решетках, плоских волноводах, голографии, оптических запоминающих

устройствах и т.д. [5-8]. Последнее время пленки на основе ХСП, как перспективные материалы с высокой фоточувствительностью, низким энергопотреблением для применения в химических и газовых сенсорах интенсивно исследуются [9-11]. В связи с этим требуется изготовление пленок с гладкой, однородной поверхностью, равномерной толщиной и минимальным остаточным напряжением, чему посвящена представленная работа. Кроме того, такие исследования помогут получить информацию об изменениях в локальной структуре при изменении химического состава и легировании.

**ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И
МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА**

Синтез ХСП материалов $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ и $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$, легированных самарием осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в соответствующих атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы и после откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм. рт. ст. в течении 3-х часов нагрева-

лись до температуры 900-950 °С и выдерживались около 12 часов при этой температуре. С целью обеспечения однородности образцов синтез проведен во вращающейся печи, а охлаждение - в режиме выключенной печи. Примеси самария вводились в процессе синтеза. Пленки толщиной ~4 мкм, используемые в исследованиях, получены термическим испарением со скоростью 0,4÷0,5 мкм/сек на стеклянные подложки в вакууме под давлением 10⁻⁴ мм.рт.ст. Исследование поверхности полученных пленок проведено с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Bruker Nano GmbH. Поверхности образцов размерами 2х2 мм были очищены с помощью чистого азота и ставились на держатель образца АСМ. Для того чтобы получить информацию о поверхности были использованы оптические линзы, с помощью которых были увеличены площади поверхности в 10 и 50 раз (на рис.1 показаны оптические изображения пленок As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}, As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}). Подобные наблюдения помогли выбрать более чистые и гладкие участки образца и сканировать его кантилевером.



а

б

Рис.1

Оптические изображения поверхности пленок As-Se-Te (а) и As-Se-S (б).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунках представлены трехмерные -3D (рис. 2) и двухмерные – 2D (рис.3) АСМ изображения поверхности ХСП материалов As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4} (а) и As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4} (б), легированных самарием. Как видно из

рисунка, АСМ – изображения претерпевают существенные изменения в зависимости от химического состава и легирования. Параметры, характеризующие морфологические особенности поверхности, были рассчитаны применением V6.0.2.0 программного обеспечения SPIP, результаты которых представлены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1

ХСП составы	As _{33,3} Se _{33,3} S _{33,4}	As _{33,3} Se _{33,3} S _{33,4} + 1at% Sm	As _{33,3} Se _{33,3} S _{33,4} + 5 ат % Sm
Ra, nm	15,2347	12,5865	11,817
Rq, nm	28,2347	15,7176	14,7631
Rsk	5,5097	-0,170901	0,0615677
Rku	69,7618	2,95354	2,91872
Rt, nm	700,829	132,266	119,557
Rp, nm	572,522	67,0142	59,6547
Rv, nm	128,306	65,2519	59,9019
Rds, 1/μm ²	4,36444	4,36889	6,17556
Rsc, 1/μm	0,000927979	0,00148507	0,00189437

Таблица 2

ХСП составы	As _{33,3} Se _{33,3} Te _{33,4}	As _{33,3} Se _{33,3} Te _{33,4} + 1at% Sm
Ra, nm	8,39452	10,8638
Rq, nm	10,6039	13,8308
Rsk	- 0,223837	0,36039
Rku	3,28829	8,72042
Rt, nm	128,018	241,807
Rp, nm	76,4066	161,312
Rv, nm	51,6114	80,4292
Rds, 1/μm ²	5,61444	6,43444
Rsc, 1/μm	0,00132715	0,00129762

Здесь Ra – средняя арифметическая шероховатость, т. е. среднее арифметическое абсолютное значение вертикального отклонения от средней линии, проходящей через профиль, Rq – средняя квадратичная шероховатость, являющаяся квадратным корнем из среднего арифметического квадрата вертикального отклонения от опорной линии, Rsk – коэффициент асимметрии поверхности, описывающий асимметрию гистограммы распределения высот, Rku – эксцесс поверхности, описывает "островершинность" топографии поверхности. Rsk=0 и

$R_{ku} = 3$ свидетельствуют о симметричности (Гауссово) распределения высот, при этом имеются равные количества локальных максимумов и минимумов с определенной высотой выше и ниже средней линии. Высокое отрицательное значение R_{sk} и низкое значение эксцесса ($R_{ku} < 3$) указывают на большое количество локальных максимумов выше средней линии по сравнению с гауссовым распределением. Для положительных R_{sk} и высоких значений эксцесса ($R_{ku} > 3$) характерно большое число локальных минимумов ниже средней линии по сравнению с гауссовым распределением. R_t – максимум шероховатости, показывает расстояние между наибольшим максимумом и наименьшим минимумом, R_p – максимальная высота пика до средней линии, R_v – максимальная глубина минимума до средней линии, R_{ds} и R_{sc} – плотности пиков на единицу площади поверхности и на единицу длины профиля [12].

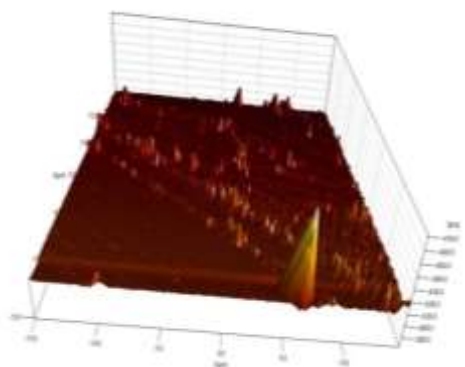
Как видно из таблицы, значения амплитудных параметров шероховатости (R_a , R_q , R_t , R_p , R_v) у $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ меньше, чем у $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$. Легирование не однократно влияет на значения указанных параметров: для $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$, значения параметров уменьшаются, а для $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ увеличиваются. Для $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ коэффициент асимметрии отрицателен, что свидетельствует о большом количестве локальных максимумов выше средней линии. В результате легирования указанный параметр становится положительным, что указывает на увеличение относительного количества пиков ниже средней линии. Для пленок $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ и $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$, легированных самарием (1 ат%), коэффициент асимметрии отрицателен, т.е. у них большое количество локальных максимумов выше средней линии, что заметно в их гистограммах (рис. 4). Значения параметров, характеризующих распределение шероховатости по поверхности (R_{ds}) и по профилю (R_{sc}) у $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ меньше, чем у $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$, причем легированием оба параметра увеличиваются.

Согласно [13-17] морфологические особенности пленок зависят от таких факторов как режим технологического процесса, толщина, воздействие мощных излучений, термообработка, материал и морфология поверхности подложки, природа материала пленки и т.д. В нашем случае изменяется только природа материала вследствие изменения химического состава и легирования самарием. Поэтому изменение морфологических особенностей поверхности пленок целесообразно было бы связать с модификацией локальной структуры.

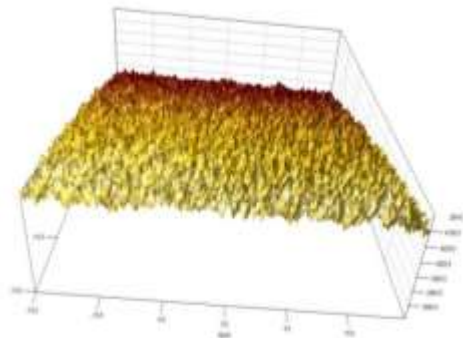
Для стеклообразных материалов с тетраэдрическими структурными единицами в [18-19, 21] предложена пустотно-кластерная модель, т.е. считается, что в них группа атомов, образующих кластеры, отделяются друг от друга пустотами или областями с пониженной атомной плотностью. Согласно [20] к большинству ХСП приемлема пустотно – кластерная модель, так как из-за взаимного отталкивания электронов уединенных пар на атомах халькогенов или пниктидов они имеют низкую плотность упаковки атомов и наличие пустот является характерной особенностью их структуры. Рентгенодифракционным анализом нами [22] оценены размеры пустых мест и показано, что они в $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ почти в два раза больше, чем в $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ и составляют приблизительно 6 и 3,5 Å, соответственно. Кроме того, необходимо учитывать, что размеры макромолекул первого состава больше, чем второго [23], что должно отражаться на морфологии поверхности. Как видно из таблицы, значения параметров шероховатости поверхности для первого состава заметно больше, чем для второго. Такое различие в размерах макромолекул (или структурных элементов) также приводит к тому, что плотность пиков как по поверхности, так и по профилю во втором случае больше, чем в первом.

Влияние легирования самарием на морфологию поверхности можно интерпретировать с учетом их химической активности и особенностью распределения.

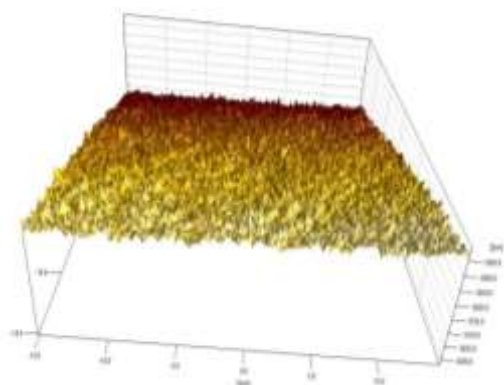
Topography



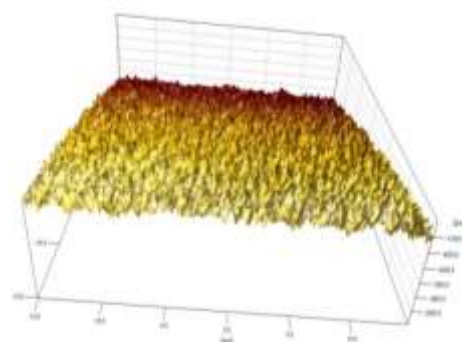
А



Б

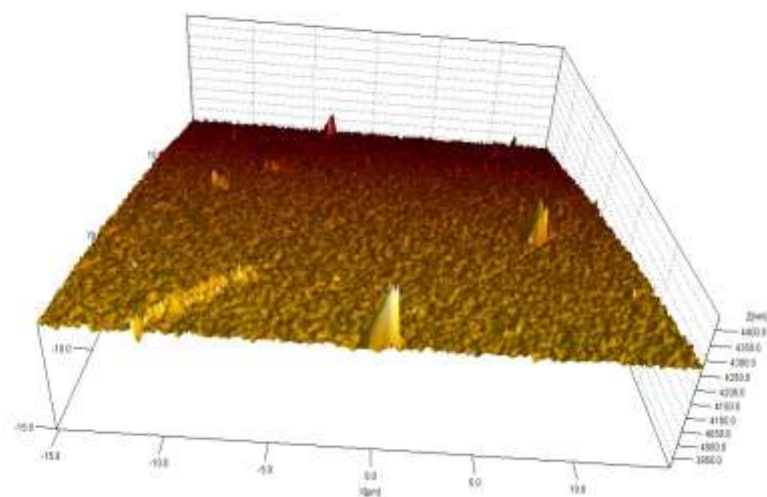


С



Д

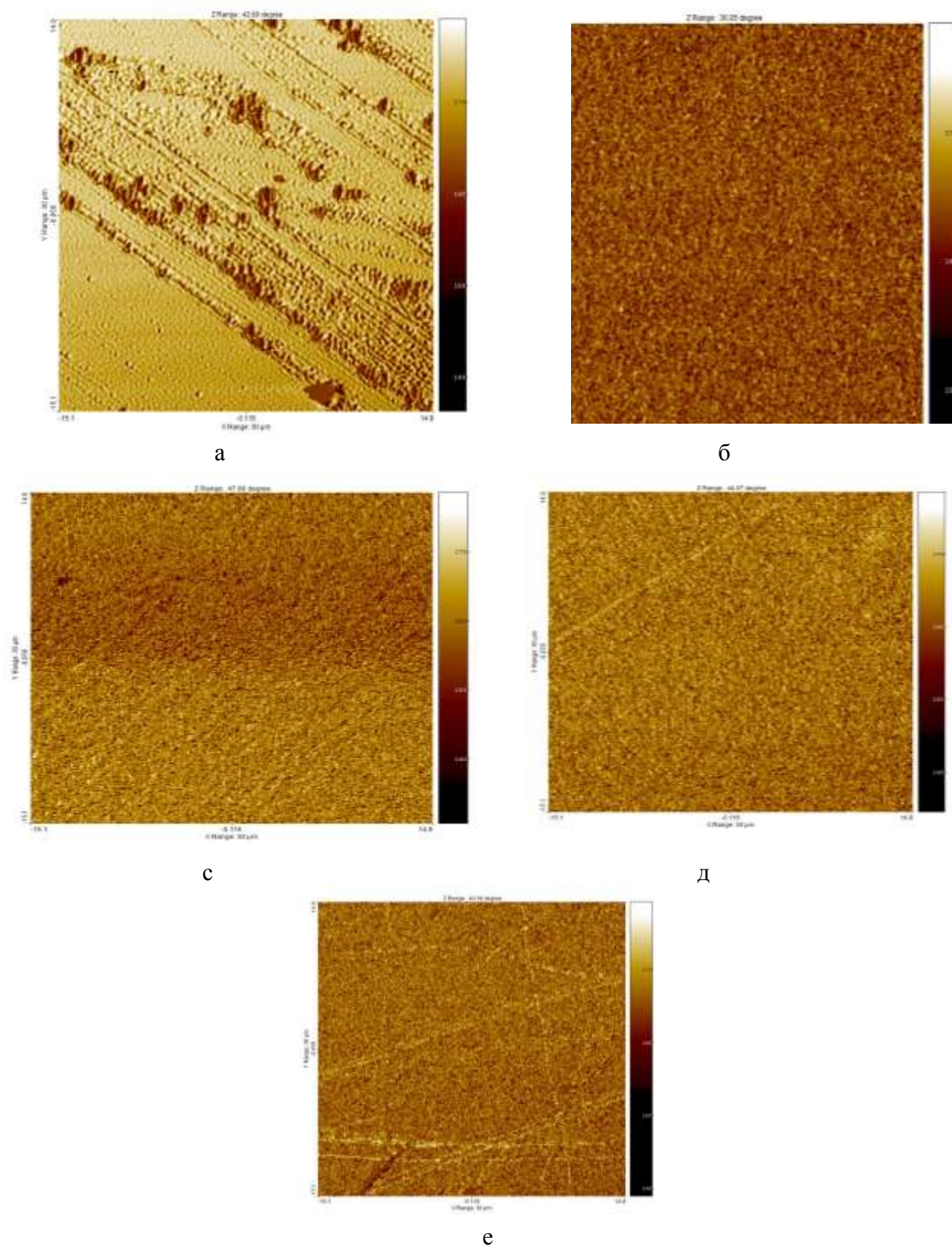
sample 11 out of 5 Topography turned



Е

Рис.2

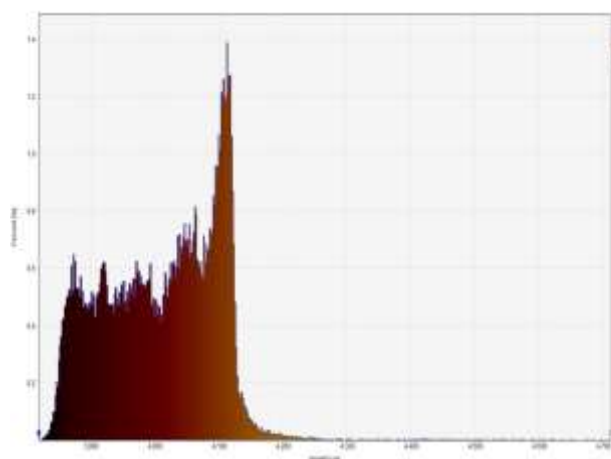
3D ACM изображения поверхности пленок ; а) As-Se-S , б)As-Se-S:Sm₁%, в)As-Se-S:Sm₅%, г)As-Se-Te, е)As-Se-Te:Sm₁%.



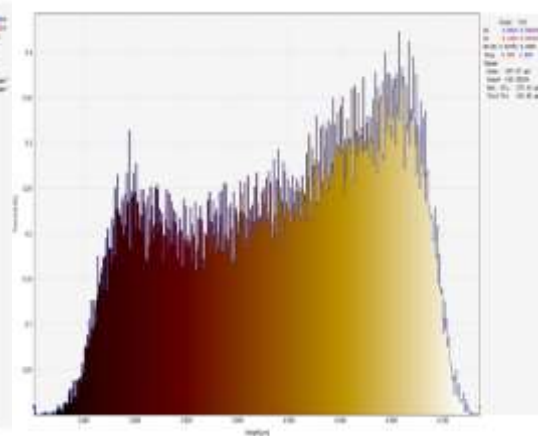
е

Рис.3

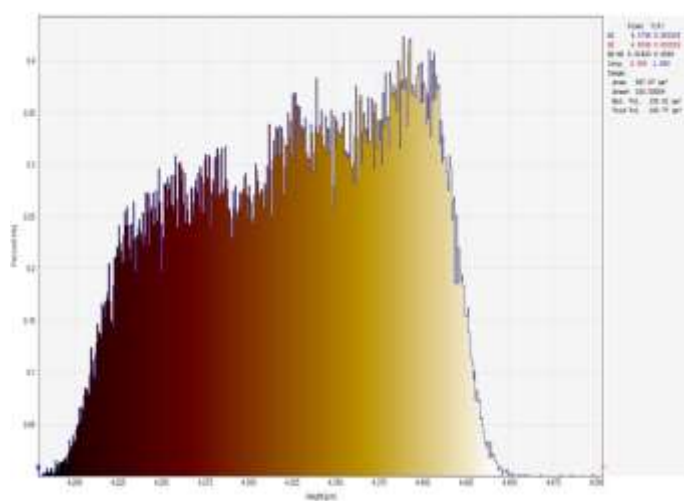
2D ACM изображения поверхности пленок; а) As-Se-S , б)As-Se-S:Sm₁%, с)As-Se-S:Sm₅%, д)As-Se-Te, е)As-Se-Te:Sm₁%.



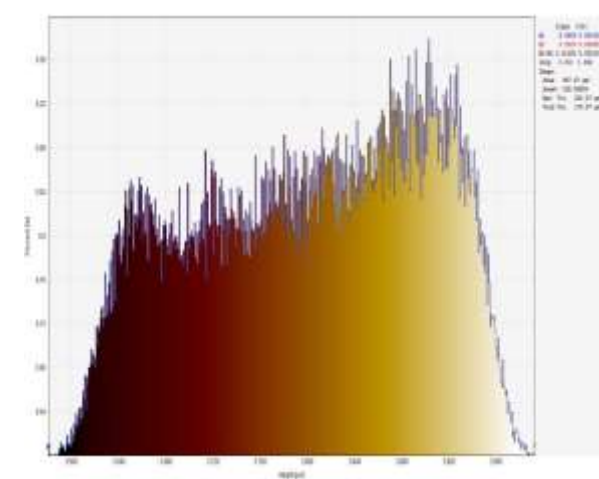
а



б



с



д

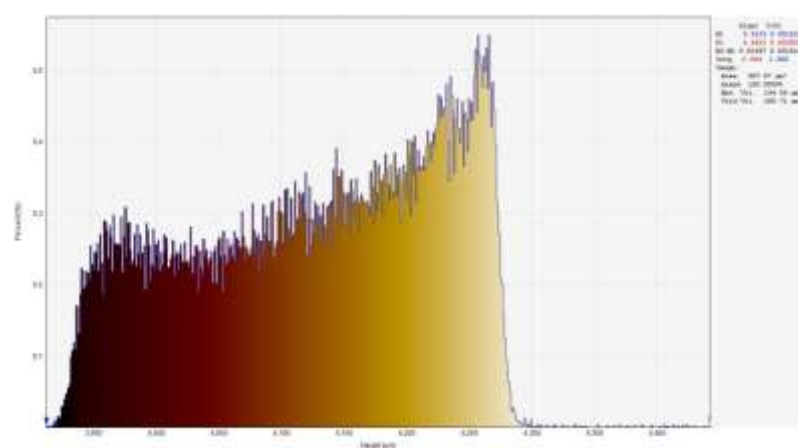


Рис.4

Гистограммы распределения высот пленок; а) As-Se-S, б)As-Se-S:Sm₁%, в)As-Se-S:Sm₅%, г)As-Se-Te, е)As-Se-Te:Sm₁%.

В ХСП составе $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ атомы самария в малых содержаниях, в основном заполняют пустые места и благодаря химической активности сшивают цепные молекулы и оборванные связи, уменьшая степень шероховатости. При больших концентрациях ионы самария распределяются по всей аморфной матрице и увеличивают степень шероховатости. Известно [24], что при добавке теллура к аморфному селену происходит разрыв цепных селеновых макромолекул, вследствие чего увеличивается концентрация оборванных связей, а также заряженных дефектных центров (D^+ , D^-) [25]. При легировании $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ положительные ионы самария, накапливаясь вокруг D^- центров, экранизируют действие их электрического поля, одновременно увеличивая степень неоднородности материала, амплитудные характеристики шероховатости (R_a , R_q , R_t , R_p , R_v) и плотность пиков (R_{ds} , R_{sc}).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом АСМ исследована морфология поверхности пленок ХСП систем $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$ и $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$, а также изменения, происходящие в них при легировании самарием.

Показано, что амплитудные параметры шероховатости (средне арифметическое - R_a и средне квадратичное - R_q шероховатости, максимум шероховатости - R_t , максимальная высота пика - R_p и максимальная глубина минимума - R_v) первого состава существенно больше, чем второго, а плотность пиков (плотность пика по поверхности - R_{ds} и по профилю - R_{sc}) в первом случае меньше, чем во втором. Легированием амплитудные параметры первого состава уменьшаются, а второго увеличиваются, плотность пиков в обоих случаях увеличивается. Полученные результаты объяснены в рамках пустотно-кластерной модели и модели собственных заряженных дефектов с учетом различия в размерах макромолекул исследованных ХСП материалов, а также особенностями распределения атомов самария в аморфной матрице и их химической активностью.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Исследовательского Центра Высоких Технологий при Министерстве Связи и Высоких Технологий за помощь в выполнении данной работы и обсуждение результатов.

1. A.B.Seddon. *Chalcogenide Glasses: A Review of Their Preparation, Properties and Applications*, *J. Non Cryst. Solids*, **184** (1995) 44–50.
2. A.M.Andriesh, M.S.Iovu, S.D.Shutov. *Chalcogenide Non-Crystalline Semiconductors in Optoelectronics*, *J. Optoelectron. Adv.Mater*, **4** (2002) 631–647.
3. A.Zakery, S.R.Elliott. *Optical Properties and Applications of Chalcogenide Glasses: A Review*, *J. Non. Cryst. Solids*, **330** (2003) 1–12.
4. M.Wuttig, N.Yamada. *Phase-Change Materials for Rewritable Data Storage*, *Nat. Mater*, **6** (2007) 824–832.
5. K.E.Asatryan, T.Galstian, R.Vallee. *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005) 087401
6. M.Krbal, T.Wagner, Mil.Vlcek, Mir.Vlcek, M.Frumar. *J. Non-Cryst. Solids*, **352** (2006) 2662.
7. A.Kovalskiy, M.Vlcek, H.Jain, A.Fiserova, C.M.Waits, M.Dubey, *J. Non-Cryst. Solids*, **352** (2006) 589.
8. A.Ozols, D.Saharovs, M. Reinfelde. *J. Non-Cryst. Solids*, **352** (2006) 2652.
9. S.Marian, D.Tsiulyanu, H.D.Liess. *Sensors and Actuators*, **B 78** (2001) 191.
10. D.Tsiulyanu, S.Marian, H.D.Liess. *Sensors and Actuators*, **B 85** (2002) 232.
11. D.Tsiulyanu, S.Mariana, H.D.Liessb, I.Eiseleb. *J. of Optoelectronics and Advanced Materials*, **5** (2003) 1349–1354.
12. B.Bhushan. *Surface Roughness Measurement Techniques*, Ohio State University, (2001).
13. M.V.Sopinsky, V.I.Mynko, I.Z.Indutnyi, O.S.Lytvyn, P.E.Shepeliavii. *Chalcogenide Letters*, **5** (2008) 239–247.
14. M.Popescu, F.Jipaa, A.Velea, M.Zameirescu, C.Floreab. *J. of intense pulsed lasers and applications in advanced physics*, **3** (2011) 25–27.
15. K.Kolev, T.Petkova, C.Popov, P. Petkov. *Journal of Physics: Conference Series*, **113** (2008) 012024.
16. K.Kolev, T.Petkova, P.Peykova, Y.Nedeva. *J. of Optoelectronics and Advanced Materials*, **11** (2009) 1244–1248.

17. В.В.Розанов, А.А.Евстрапов. *Научное приборостроение*, **18** № 2 (2008)10–17.
18. S.R.Elliott. *Medium-range structural order in covalent amorphous solids* *Nature*, **354** (1991)445.
19. R.Elliott. *Extended-range order, interstitial voids and the first sharp diffraction peak of network glasses*, *J. Non-Cryst. Solid*, **182** (1995) 40–48.
20. Э.А.Сморгонская, К.Д.Цендин. *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, Отв. Ред. К.Д.Цендин. РАН, СПб: Наука, (1996) 486.
21. R.Elliott. *The origin of the first sharp diffraction peak in the structure factor of covalent glasses and liquids*, *J. Phys. Condensed. Mat.*, **38** (1992) 7661.
22. Р.И.Алекберов, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.А.Исаева, Г.Г.Гусейнов, А.С.Амиров. *Структура халькогенидных стеклообразных полупроводников As-Se-S и As-Se-Te легированных самарием*, *Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics*, XXXIII, №2, (2013)
23. Р.И.Алекберов, Г.А.Исаева, С.И.Мехтиева, А.И.Исаев. *Особенности спектра низко-частотного рассеяния света в халькогенидных стеклообразных полупроводниках As-Se-S и As-Se-Te легированных самарием*, *Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics*, l.XXXIV, №2(2014)21-31.
24. Г.Б.Абдуллаев, Д.Ш.Абдинов. *Физика селена*, «Элм» Баку, (1975).
25. С.И.Мехтиева, А.И.Исаев, Э.А.Мамедов. *Дрейфовая подвижность носителей заряда и коэффициент оптического поглощения ХСП системы Se-Te*, *Сборник трудов III Международной конференции, Аморфные микрокристаллические полупроводники*, С.-Петербург, (2002) 204.

As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4} VƏ As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4} XALKOGENİD ŞÜŞƏVARİ YARIMKEÇİRİCİ NAZİK TƏBƏQƏLƏRİN SƏTHİNİN MORFOLOGİYASI VƏ ONLARA SAMARIUMLA LEGİRƏLƏNMƏNİN TƏSİRİ

R.İ. ƏLƏKBƏROV, G.A. İSAYEVA, S.İ. MEHDİYEVA, A.İ. İSAYEV, H.K. ƏKBƏROV

Xalkogenid şüşəvari yarımkəçirici As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4} və As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4} nazik təbəqələrinin səht morfologiyası və həmçinin onlara samariumla legirəlmənin təsiri atom qüvvə mikroskopu metodu ilə tədqiq olunmuşdur. Səthin nahamarlığının parametrləri və legirəlmənin təsiri ilə onların dəyişməsi müəyyən olunmuşdur. Alınmış nəticələr tədqiq olunan maddələrin quruluş xüsusiyyətləri və amorf matrisada atomların paylanması nəzərə alınmaqla məxsusi yüklü defektlər modeli və boşluq-klaster modeli əsasında izah olunmuşdur.

SURFACE MORPHOLOGY OF CHALCOGENIDE GLASSY SEMICONDUCTORS As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}, As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4} AND INFLUENCE ON THEM SAMARIUM DOPING

R.I. ALEKBEROV, G.A. ISAYEVA, S.I. MEKHTIYEVA, A.I ISAYEV, G.K.AKBAROV

the surface morphology of the films CGS system As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4} and As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4} have been studied by the method AFM and also influence on them of doping samarium. It has been determined the values surface roughness and their changes with the doping. The results have been explained within the void-cluster model and intrinsic charged defects with the structural features of the investigated materials and distribution of atoms in their amorphous matrix.

Редактор: акад. Д.Ш.Абдинов

УДК 537.226.4; 539.23

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА С НАНОКРЕМНИЕМ

А.М.МАГЕРРАМОВ, И.М.НУРУЕВ, Р.Н.МЕХТИЕВА

*Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, ул. Б.Вагабзаде, 9
nuruyev_ibrahim@mail.ru*

Поступила: 16.12.2014
Принята к печати: 03.02.2015

Ключевые слова: П(ВДФ-ТеФЭ), наноSi, полимерный композит, диэлектрические свойств, релаксационные процессы, подвижность, межфазная граница.

РЕФЕРАТ

Изучены диэлектрические свойства в полимерных композитах на основе сополимера поливинилиденфторида с тетрафторэтиленом П(ВДФ-ТеФЭ) с наночастицами кремния (наноSi). Показано, что введение частиц нанокремния в полимерную матрицу понижает подвижность сегментов полимерной цепи и соответственно изменяет релаксационные свойства композита. Анализ температурных и частотных зависимостей ϵ , $\text{tg}\delta$ и $\lg\rho$ полимерных композитов на основе П(ВДФ-ТеФЭ) с наночастицами кремния показывает, что релаксация электрических зарядов и соответственно их электрофизические свойства определяются взаимодействием дипольной релаксации полимерной матрицы с релаксацией накопленного заряда в межфазной границе полимер-наполнитель.

ВВЕДЕНИЕ

Композиты и полимерные смеси с различными характеристиками широко применяются в электронике, электротехнике и в изоляционных системах. Введение в полимеры дисперсных наполнителей различного типа может привести к изменению их надмолекулярной структуры (НМС), кристалличности, степени ориентации макромолекул и дефектности структуры. Кроме этого, введения наполнителя изменяет их электроактивные (электретные, пьезоэлектрические, сенсорные), электрические, диэлектрические и эксплуатационные свойства [1-4]. Причиной изменения электроактивных свойств полимеров при введении наполнителя введенные частицы наполнителя, которые играют роль центров структурообразования и изменяют их НМС, а приграничный слой полимера с наполнителем имеет особую структуру, насыщенную центрами

захвата с различными значениями энергии активации, в которых стабилизируются заряды [5-7]. Стабильность электроактивных свойств композитов определяется релаксацией этих зарядов и особенностью межфазных явлений в системе полимер-наполнитель, изучение которых сводится к изучению их электрофизических свойств, то есть температурных и частотных зависимостей электропроводности (σ) и диэлектрических характеристик (ϵ и $\text{tg}\delta$) [7-9].

В связи с этим, целью данной работы является изучение электрофизических свойств и релаксационных процессов полимерных композитов на основе сополимера поливинилиденфторида с тетрафторэтиленом П(ВДФ-ТеФЭ) с полупроводниковыми наночастицами кремния (наноSi). Известно, что Si является основным материалом микроэлектроники и полупроводниковой техники. Несмотря на широкомасштабное изучение его характеристик, малоизученным остаются диэлектрические, электрофизические

свойства и особенности межфазных явлений в его композитах с полимерами. Изучение этих вопросов способствовало бы созданию новых электроактивных композитных материалов с управляемыми свойствами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Объекты исследования композиты П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/наноSi были получены из смеси растворов компонентов в ацетоне с дальнейшим смешиванием сначала в вибростенде марки «Vortex-6» в течении 30 минут, а затем до часа в магнитной мешалке при комнатной температуре. После этого полученную смесь оставляли на седиментацию и через два дня верхнюю часть переливали в предварительно очищенные чашки Петри и оставляли для высыхания. Для деагрегации частиц нанокремния при получении композитов были использованы поверхностно-активные вещества (ПАВ): бис(2-этилгексил)сульфосукцинат натрия анионного типа, который является способным к образованию обращенных мицеллярных агрегатов. В дальнейшем из высушенных образцов для исключения дефектов структуры термопрессованием получали исследуемые пленки П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/наноSi. Измерения диэлектрических характеристик произведено измерителем иммитанса E7-20 в диапазоне частот $\sim 25\text{--}10^6$ Гц.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

На Рис.1 представлены температурные зависимости ϵ (а) и $\text{tg}\delta$ (б) полимера и композитов, измеренные при частоте $f=1\text{кГц}$. Видно, что зависимости имеют несколько максимумов в области температур $313\div 333\text{К}$, $413\div 443\text{К}$ и $453\div 473\text{К}$. Наблюдается существенное влияние поверхностно-активного вещества анионного типа, использованное для деагломерации частиц нанокремния в композите (кр.2). Наблюдаемый первый максимум в области температур $313\div 333\text{К}$ является результатом релаксации сорбированной влаги молекулами ПВА. Введением наночастиц кремния влияние молекул воды несколько уменьшается, но полностью не

исчезает. Этому может способствовать участие основной части гидрофильных молекул ПАВ в деагломерации частиц наполнителя, образуя мицеллы и, соответственно, уменьшая количество сорбированной влаги.

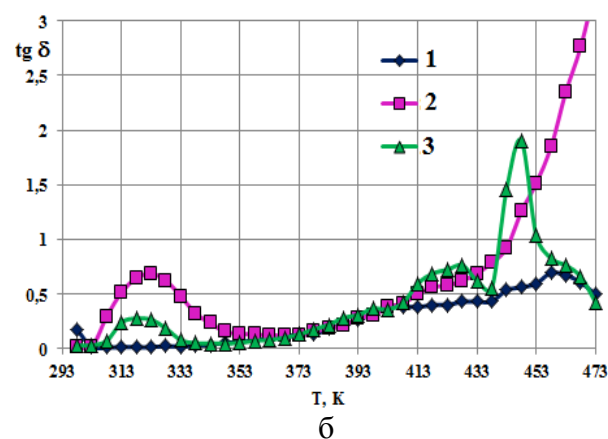
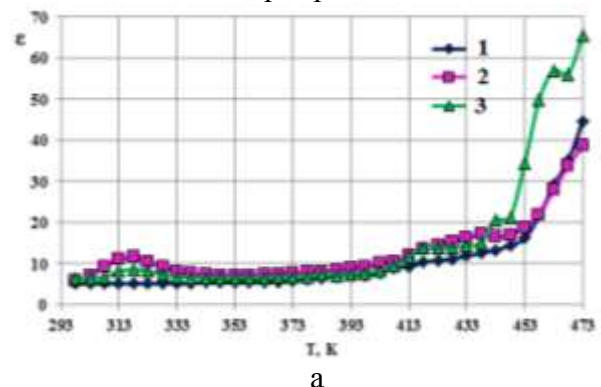


Рис.1

Температурные зависимости ϵ и $\text{tg}\delta$ исходного полимера и композита измеренная при частоте $f=1\text{кГц}$: 1 - П(ВДФ-ТеФЭ); 2 - П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ; 3 - П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/нано Si.

Такая же тенденция сохраняется и для зависимости $\text{tg}\delta=f(T)$ в области температур $313\div 333\text{К}$. Второй максимум в виде широкого плеча (кр.1 и 2) в области температур $413\div 443\text{К}$, скорее всего, является результатом релаксации, происходящий в полимерной матрице [10]. Известно, что П(ВДФ-ТеФЭ) является полярным поликристаллическим полимером, и он обладает определенным дипольным моментом, что и отражается в температурных зависимостях ϵ и $\text{tg}\delta$. Из зависимостей видно, что введение нано-Si приводит к достаточно выраженному максимуму, который связан с диэлектри-

ческими потерями при дипольной релаксации и релаксации накопленного заряда в межфазной границе аморфных и кристаллических фаз полимерной матрицы. С дальнейшим повышением температуры в зависимости $\varepsilon=f(T)$ полимера и полимера с ПАВ наблюдается повышение значения ε , но в нанокомпозите П(ВДФ-ТеФЭ) с наночастицей Si наблюдается еще один максимум в области температур 463К. Считаем, что наблюдаемый максимум ε и соответствующее плечо в зависимости $\lg \delta=f(T)$, является результатом релаксации заряда, накопленного на межфазной границе раздела фаз полимера с наполнителем, который высвобождается при сплавлении полимерной матрицы [10, 11].

Все вышесказанное подтверждает температурная зависимость удельного сопротивления $\lg \rho=f(1/T)$ этих же образцов в координатах Аррениуса (Рис.2). Известно, что наблюдаемые прямолинейные участки наклонов этих зависимостей говорят о числе релаксационных процессов, происходящих в измеренных образцах [10,13].

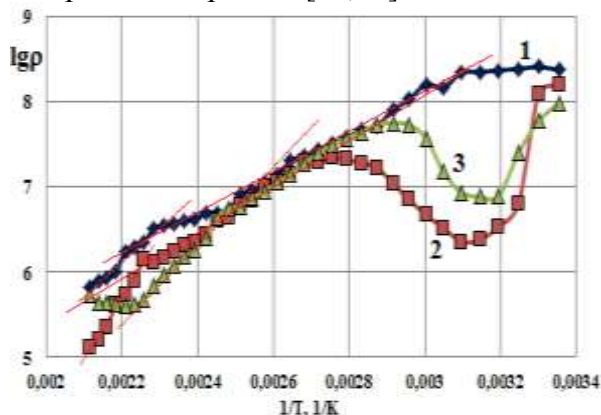


Рис.2

Температурная зависимость $\lg \rho=f(1/T)$ исходного полимера и композита в координатах Аррениуса: 1 - П(ВДФ-ТеФЭ); 2 - П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ; 3 - П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/нано Si.

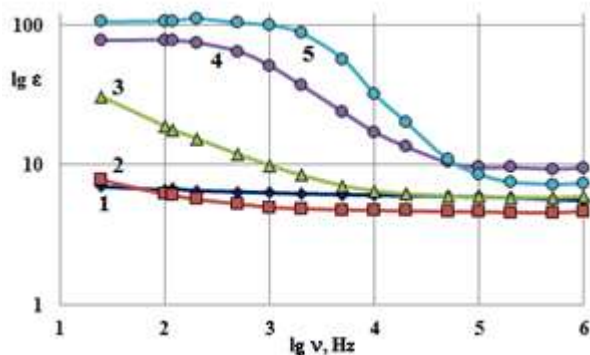
Из зависимостей видно, что исходные П(ВДФ-ТеФЭ) (кр.1) и П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ (кр.2) имеют два участка прямолинейного наклона в измеренном температурном интервале. Первый связан с релаксацией диполей, а второй, в высокотемпературной обла-

сти, связан с увеличением подвижности молекулярных единиц ПАВ в результате его низкомолекулярности и предплавлением полимерной матрицы. П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/наноSi (кр.3) тоже имеет два участка прямолинейной части с различными наклонами. Первый наклон, как и для исходного образца, связан с релаксацией диполей полимерной матрицы. Второй наклон для образца П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/наноSi связываем с увеличением подвижности молекул в межфазном слое полимерной матрицы с нанокремнием и освобождением заряда накопленного в межфазном слое. Видно, что дальнейший нагрев композита сопровождается стабилизацией значения ρ , определяемым электропроводностью нанокремния. Как видно из температурных зависимостей образцов, П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ и П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/наноSi в низкотемпературной части кривых имеется впадина. По нашему мнению она связана с десорбцией сорбированной влаги при нагреве, сопровождающимся спадом с дальнейшим возрастанием сопротивления композита.

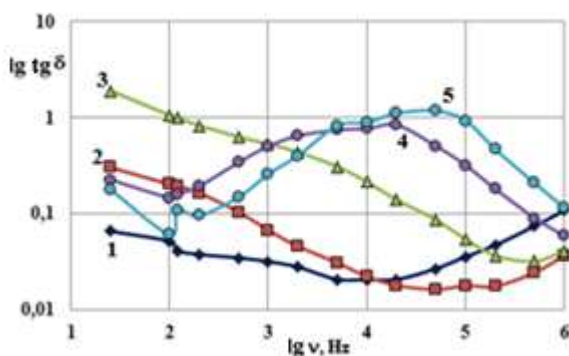
Для углубленного исследования релаксационных процессов были проведены измерения частотной зависимости ε и $\lg \delta$ композитов П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/наноSi при различных температурах. Эти зависимости позволяют оценить интенсивность молекулярной подвижности и энергии активации различных процессов релаксации. Имеется возможность определить время релаксации этих процессов в зависимости от температуры. На Рис.3. представлены зависимости $\lg \varepsilon=f(v)$ (а) и $\lg(\lg \delta)=f(v)$ (б).

Релаксационные процессы в системе полимер-наполнитель изучены недостаточно, однако принято, что уменьшение ориентационной стабильности диполей и повышение подвижности полимерной цепи связаны с переходом полимерной матрицы из стеклообразного состояния к эластичному состоянию (α - релаксация). Сказанное доказывает наличие максимумов в зависимости $\lg \delta=f(v)$, которые появляются выше температуры стеклования T_g . Кроме этого, в зависимости $\varepsilon=f(v)$ наблюдается уменьшение ε с ростом часто-

ты. Видно, что максимум $\text{tg}\delta$ и спад ϵ совпадают по частоте, что подтверждает релаксационный характер происходящих процессов.



а



б

Рис.3

Частотная зависимость ϵ и $\text{tg}\delta$ композита П(ВДФ-ТеФЭ)+ПАВ/нано Si измеренных при различных температурах: 1-25 °C; 2-50 °C; 3-100 °C; 4-150 °C; 5-200 °C.

Введение частиц нанокремния в полимерную матрицу понижает подвижность сегментов полимерной цепи в результате взаимодействия полимерных цепей с поверхностью наполнителя. Вместе с этим в композитах ещё должна наблюдаться релаксация, связанная с накоплением объемных зарядов наполнителя в межфазной границе и, называемая поляризацией Максвелла-Вагнера [12,13]. Видно, что в зависимостях $\text{tg}\delta=f(\nu)$ при высоких температурах наблюдаемый пологий максимум состоит из двух составляющих. Считаем, что относительно низкотемпературный из них соответствует релаксации диполей в матрице, а высокотемпературный релаксацией, связанной накоплением объемного заряда в межфазной границе. В заключение, анализируя результаты температурных и частотных зависимостей ϵ , $\text{tg}\delta$ и Igr полимерных композитов на основе П(ВДФ-ТеФЭ) с наночастицами кремния (наноSi), можно сказать, что релаксация электрических зарядов и соответственно электрофизические свойства в них определяются взаимодействием дипольной релаксации полимерной матрицы с релаксацией накопленного заряда в межфазной границе полимер-наполнитель и исходящих из этого электронно-ионных процессов в композите.

1. А.А.Охлопкова, О.А.Адрианова, С.Н.Попо. Модификация полимеров ультрадисперсными соединениями. Якутск: ЯФ, изд-во Наука, (2003) 224.
2. Л.И.Трахтенберг, Г.Н.Герасимов, В.К.Потопов и др. Нанокмпозиционные металлополимерные пленки: сенсорные, каталитические и электрофизические свойства Вестник Московского Университета, сер. 2. Химия, **42** № 5 (2001) 325–331.
3. В.П.Гордиенко. Радиационное модифицирование композиционных материалов на основе полиолефинов. Киев: Наук. Думка, (1986) 176.
4. М.Б.Мурадов, Г.М.Эйвазова, М.А.Нуриев, Р.Г.Гаджимамедов. Диэлектрическая релаксация в нанокмпозиатах CdS/ПВС, Прикладная физика, № 4 (2008) 135-138.
5. Д.Н.Садовничий, А.П.Тютнев, Ю.М.Милехин, С.А.Хатилов. Радиационная электропроводность полимерных композиций, наполненных дисперсными оксидами, Химия высоких энергий, **37** (2003) 436–441.
6. A.M.Magerramov, M.A.Nuriev, I.A.Veliev, S.I.Safarova. Coronolectrets Based on Polypropylene Composites Dispersed by a $\text{TlIn}_{1-x}\text{Ce}_x\text{Se}_2$ Semiconductor Filler, Surface Engineering and Applied Electrochemistry, **46** №2 (2010) 169–172.
7. J.W.Zha, T.Yang, Z.M.Dang et al. Advanced Dielectric Properties of BaTiO₃/Polyvinylidene-fluoride Nanocomposites with Sandwich Multi-layer Structure, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, **19** (2012) 1312-1317.

8. E.M.Godzhaev, A.M.Magerramov, S.I.Safarova, M.A.Nuriev, R.S.Ragimov. *Dielectric Properties of Polymer Composites with TlInSe₂ Semiconductor Filler, Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, **44** (2008) 480–483
9. P.Thomas, S.Satapathy, K.Dwarakanath, K.B.R.Varma. *Dielectric properties of poly(vinylidene fluoride)/CaCu₃Ti₄O₁₂ nanocrystal composite thick films*, *EXPRESS Polymer Letters*, **4** (2010) 632–643.
10. Г.А.Лущейкин. *Полимерные пьезоэлектрики*. М.: Изд. Химия, (1986).
11. A.Pelaiz-Barranco, P.Marin-Franch. *Piezo-, pyro-, ferro-, and dielectric properties of ceramic/polymer composites obtained from two modifications of lead titanate*, *Journal of Applied Physics*, **97** (2005).
12. N.G.MeCrum, B.E.Read and G.Williams, *Anelastic and dielectric effect in polymeric solids*, Wiley, London, (1967) and Dover Publ. New York, (1991)
13. В.Г.Шевченко, *Основы физики полимерных композиционных материалов*, Москва, (2010) 98

POLIVİNİLİDENFTORİD-TETRAFTORETİLEN VƏ NANO SİLİSİUM KOMPOZİTLƏRİNİN DİEL- EKTRİK XASSƏLƏRİ

A.M.MƏHƏRRƏMOV, İ.M.NURUYEV, R.N.MƏHDİYEV

Polivinilidenftoridlə tetraftoretlenin sopolimeri P(VDF-TeFE) ilə silisium nanohissəcikləri (nanoSi) əsasında polimer kompozitlərin dielektrik xassələri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, polimer matrisaya silisium nanohissəciklərinin daxil edilməsi polimer zəncirlərinə məxsus seqmentlərin yürüklüyünü azaldır və uyğun olaraq kompozitin relaksasiya xassələrini dəyişir. P(VDF-TeFE) ilə silisium nanohissəcikləri əsasında polimer kompozitlərin ϵ , $\text{tg}\delta$ və $\lg\rho$ parametrlərinin temperatur və tezlik asılılıqlarının analizindən görünür ki, elektrik yüklərinin relaksasiyası və uyğun olaraq elektrofiziki xassələr polimer matrisanın dipol relaksasiyası ilə polimer-doldurucu fazalararası sərhədində yığılmış yüklərin relaksasiyasının qarşılıqlı təsiri ilə müəyyən olunur.

DIELECTRIC PROPERTIES OF COMPOSITES BASED ON POLYVINYLFLUORIDE- TETRAFLUOROETHYLENE AND SILICA NANOPARTICLES

A.M.MAGERRAMOV, İ.M.NURUYEV, R.N.MƏHDİYEV

The dielectric properties of polymer composites based on copolymers of polyvinyl fluoride and tetrafluoroethylene P(VDF-TRFE) and silica nanoparticles (nanoSi) have been studied. It has been shown that, the silica nanoparticles in the polymer matrix reduced the mobility of the segments of the polymer chains and varies of the relaxation properties of the composite. The temperature and frequency dependenced of electrophysical (ϵ , $\text{tg}\delta$ and $\lg\rho$) parameters of polymer composites based on P(VDF-TFE) and silica nanoparticles have been analyzed. It has been determined that relaxation of electric charge and electrophysical properties dependyed on dipole accumulated charges on the border and the relaxation of interaction of polymer-filler interphase boundary of harvested loads.

Редактор: проф. Р.М.Сардарлы

УДК 537.311.33

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСИ БОРА В КРИСТАЛЛАХ Ge-Si, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ПОДПИТКИ РАСПЛАВА ВТОРЫМ КОМПОНЕНТОМ

З.А. АГАМАЛИЕВ, В.В. МИР-БАГИРОВ, Г.Х. АЖДАРОВ

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

Поступила: 28.01.2015

Принята к печати: 23.02.2015

РЕФЕРАТ

В пфанновском приближении решена задача концентрационного распределения примеси бора вдоль однородных, по составу основных компонентов, кристаллов $\text{Ge}(1-x)\text{Six}$, выращенных методом подпитки расплава вторым компонентом. Показан характер изменения концентрационного профиля примеси с составом кристалла, связанный с изменением коэффициента сегрегации бора в системе германий-кремний. Полученные результаты определяют оптимальные технологические операционные параметры, и возможности метода подпитки расплава вторым компонентом при выращивании кристаллов с заданным распределением примеси в матрице.

Ключевые слова: Ge, Si, твёрдые растворы, подпитка расплава, распределение примеси, однородный кристалл, пфанновское приближение.

Актуальность работ, направленных на исследование поведения примесей в полупроводниковых материалах связана с тем, что работа многочисленных приборов, лежащих в основе современной микро- и оптоэлектронной промышленности, в подавляющем большинстве случаев определяется внедрёнными в кристалл примесями. В последние годы достигнуты определённые успехи при выращивании объёмных монокристаллов твёрдых растворов классической системы Ge-Si [1-9], составные компоненты которой являются базовыми материалами электронной техники. В стадии изучения находятся вопросы по выращиванию легированных кристаллов этой системы с заданным уровнем концентрации примесей в матрице. В частности, установлены закономерности изменения коэффициентов сегрегации и продольного концентрационного распределения ряда типичных мелких примесей в кристаллах Ge-Si, выращенных из расплава традиционными и модифициро-

ванными методами Чохральского, Бриджмена и зонной плавки [10-16].

В данной работе, в пфанновском приближении решены теоретические задачи по аксиальному распределению примеси бора в однородных по составу основных компонентов монокристаллах Si-Ge, выращенных методом подпитки расплава вторым компонентом [5,7]. Заметим, что бор, как в германии и кремнии, так и в их твёрдых растворах относится к разряду типичных мелких акцепторных примесей и широко используется для легирования этих материалов. Достаточно большая растворимость бора в указанных материалах, позволяет изменять их электрические свойства в пределах нескольких порядков [17].

Цель работы – установление возможностей метода подпитки расплава вторым компонентом для выращивания монокристаллов твёрдых растворов $\text{Ge}(1-x)\text{Six}$ с заданным составом основных компонентов

(х) и аксиальным концентрационным профилем примеси бора.

На Рис. 1 представлена концептуальная схема выращивания легированных кристаллов Ge-Si методом подпитки расплава вторым компонентом [5,7].

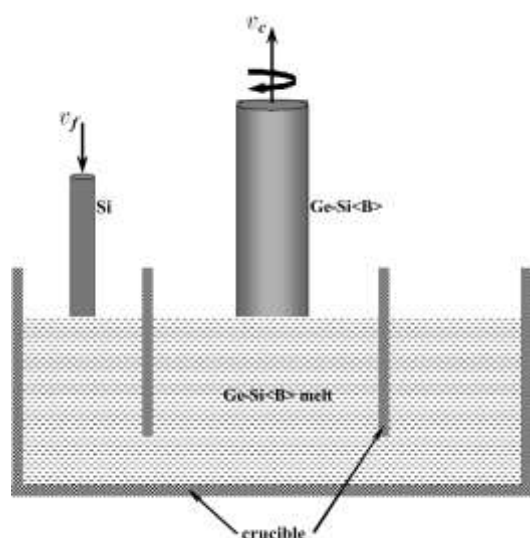


Рис.1

Концептуальная схема выращивания легированных монокристаллов твёрдых растворов германий-кремний методом подпитки расплава вторым компонентом (Si).

С началом роста кристалла твёрдого раствора из расплава, с заданными соотношением основных компонентов (Ge и Si) и концентрацией примеси, в него вводится стержень из чистого кремния. При соответствующем соотношении скоростей кристаллизации и подпитки расплава вторым компонентом, концентрация основных компонентов в расплаве остаётся неизменной. В этом режиме происходит рост кристалла твёрдого раствора с однородным составом основных компонентов. В работе [5], в приближении полностью размешанного расплава (пфанновское приближение), получены следующие соотношения, определяющие условия роста таких кристаллов:

$$C_l = \frac{\alpha}{K-1+\alpha} \quad \text{и} \quad C_c = \frac{K\alpha}{K-1+\alpha}, \quad (1)$$

здесь C_l , C_c - атомные доли кремния в расплаве и кристалле соответственно; $\alpha = V_{Si}/V_c$ - соотношение скорости подпитывания расплава вторым компонентом к скорости кристаллизации расплава; $K = C_c/C_l$ - равновесный коэффициент сегрегации кремния.

Согласно (1), рост однородного монокристалла твёрдого раствора с заданным $C_c = C_c^*$ и соответствующим ему сопряжённым значением $K_c = K_c^*$, по диаграмме фазового состояния системы Ge-Si, может происходить при удовлетворении значения технологического параметра α уравнениям (1).

Теоретическую задачу концентрационного распределения примеси вдоль кристаллов твёрдых растворов, выращенных методом подпитки расплава вторым компонентом, также решали в пфанновском приближении. Заметим, что для системы Ge-Si результаты этого приближения хорошо согласуются с экспериментальными данными при скоростях роста кристалла $<5\text{ мм/ч}$ [5, 18]. В принятом приближении требуется выполнение следующих условий: фронт кристаллизации плоский; на фронте кристаллизации существует равновесие между твёрдой и жидкой фазами; диффузия атомов примеси в твёрдой фазе пренебрежимо мала; диффузия примеси и конвекция в расплаве обеспечивают однородность жидкой фазы по всему объёму.

Введём обозначения: V_l^0, V_l - объёмы расплава в тигле в стартовый и текущий моменты; C^{im} - общее количество примеси в расплаве; $C_l^{0,im}, C_l^{im}$ - концентрации примеси в расплаве в начальный и текущий моменты; V_c - объём кристаллизующегося расплава в единицу времени; V_{Si} - объём подпитывающего слитка из Si, вводимого в расплав в единицу времени; C_c^{im} - концентрация примеси в растущем кристалле; $K_{im}^x = C_c^{im}/C_l^{im}$ - равновесный коэффициент сегрегации примеси, зависящий от состава кристалла; t - время.

С учётом принятых обозначений имеем

$$C_l^{im} = \frac{C_l^{im}}{V_l}, \quad \frac{dC_l^{im}}{dt} = \frac{\dot{C}_l^{im} - \dot{V}_l C_l^{im}}{V_l}. \quad (2)$$

Задав условие, что параметры V_c и V_{Si} не зависят от времени, получим:

$$V_l = V_l^0 - (V_c - V_{Si})t, \quad \dot{V}_l = -V_c + V_{Si}, \quad (3)$$

$$\dot{C}_l^{im} = -V_c C_l^{im} K_{im}^x.$$

С учётом равенств (3) из (2) после разделения переменных и интегрирования имеем

$$\frac{V_c - V_{Si}}{V_c - V_c K_{im}^x - V_{Si}} \int_{C_l^{0,im}}^{C_l^{im}} \frac{dC_l^{im}}{C_l^{im}} =$$

$$= \int_0^t \left[\frac{dt(V_c - V_{Si})}{V_l^0} \right] / \left(1 - \frac{V_c - V_l}{V_l^0} \right). \quad (4)$$

Введя параметр $\gamma = V_c t / V_l^0$, выражающий долю закристаллизованного расплава в единицах его исходного объёма к моменту t и принятое в (1) обозначение $\alpha = V_{Si} / V_c$, из (4) после ряда преобразований имеем:

$$C_c^{im} = C_l^{im} K_{im}^x = C_l^{0,im} K_{im}^x [1 - \gamma(1 - \alpha)]^{\frac{K_{im}^x + \alpha - 1}{1 - \alpha}}. \quad (5)$$

Уравнение (5) определяет концентрацию примеси вдоль кристалла в единицах γ при известных значениях параметров $C_l^{0,im}$, K_{im}^x и α . На Рис.2 для примера представлены, рассчитанные по уравнению (5), характерные кривые зависимости концентрации примеси бора вдоль трёх кристаллов Ge-Si, выращенных методом подпитки расплава вторым компонентом в режимах, обеспечивающих рост твёрдых растворов с содержанием кремния 25, 50 и 75 ат% кремния [5]. Для сравнения, там же представлены концентрационные профили примеси бора в германии и кремнии, при выращивании кристаллов традиционным методом Чохральского. Для этих кристаллов расчеты проводили по известному уравнению [17]

$$C_c^{im} = C_l^{im} K_{im}^x = C_l^{0,im} K_{im}^x [1 - \gamma(1 - \alpha)]^{K-1}. \quad (6)$$

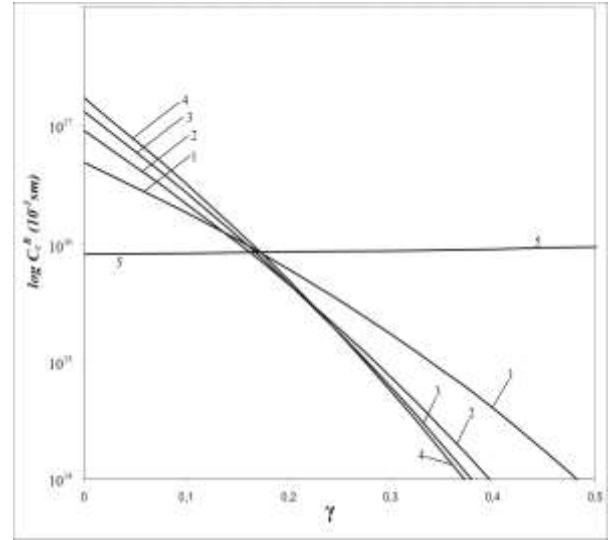


Рис.2

Аксиальное концентрационное распределение примеси бора в кристаллах Ge, Si и твёрдых растворах Ge-Si, выращенных методом подпитки расплава вторым компонентом (Si). 1 - $\text{Ge}_{0,25}\text{Si}_{0,75}$; $\alpha=0,193$; 2- $\text{Ge}_{0,50}\text{Si}_{0,50}$; $\alpha=0,384$, 3- $\text{Ge}_{0,75}\text{Si}_{0,25}$; $\alpha=0,534$, 4 - Ge; 5 - Si. Для всех случаев стартовая концентрация примеси бора в расплаве $C_l^{0,im}=1 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$. Значения параметра α вычислены по формуле (1) [5].

Начальная концентрация примеси бора в расплаве, для всех случаев принята равной $1 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$. Коэффициент сегрегации примеси бора для приведённых составов твёрдых растворов $\text{Ge}(1-x)\text{Six}$ определяли по результатам [10-15], согласно которым $K_{im}^x = C_c^{im} / C_l^{im}$ мелких примесей изменяется линейно с концентрацией кремния в матрице между значениями в германии ($K_B^0=17$) и кремнии ($K_B^1=0.8$) [17]. Как видно из Рис.2, с ростом содержания кремния в кристалле $\text{Ge}(1-x)\text{Six}$ (кривые 1-4) концентрация примеси бора в начальной части кристалла уменьшается, что связано со спадом коэффициента сегрегации. Спад аксиального градиента концентрации примеси с содержанием кремния в кристалле, также объясняется этим фактором. В связи с достаточно высоким значением коэффициента сегрегации примеси бора

в рассмотренных составах, концентрация её довольно резко снижается с ростом γ и будет стремиться к нулю в конечной части кристалла. Качественно иной ход распределения примеси по длине кристалла наблюдается в случае кремния (кривая 5). Здесь имеет место монотонный рост концентрации бора по длине кристалла. Такой характер распределения бора в слитке объясняется тем, что K_B в кремнии меньше единицы и близок к нему по значению.

С учётом данных Рис.2 и того, что параметр $\gamma = V_c t / V_l^0$ заметим, что изменением диаметра растущего кристалла и соответствующего значения скорости подпитки расплава можно в широких пределах изменять

градиент концентрации примеси бора в кристаллах $Ge(1-x)Si_x$ с заданным составом x .

На основе вышеизложенного можно сделать следующее заключение.

Математическое моделирование распределения примеси бора в кристаллах германий-кремний показывает возможности метода подпитки расплава вторым компонентом для выращивания кристаллов твёрдых растворов с заданными составом основных компонентов и аксиальным концентрационным распределением примесей. Полученные результаты определяют оптимальные технологические операционные параметры метода при выращивании кристаллов, легированных бором.

1. S.Adachi, Y.Ogata, N.Koshikawa et al. *Homogeneous SiGe crystals grown by using the traveling liquidus-zone method J. Crystal Growth*, **280** № 3-4 (2005) 372-377.
2. I.Yonenaga. *Growth and fundamental properties of SiGe bulk crystals J. Crystal Growth*, **275** №1-2 (2005) 91-98.
3. I.Yonenaga. *Czochralski growth of GeSi bulk alloy crystals J. Cryst. Growth*, **198/199** (1999) 404-408.
4. G.Kh.Azhdarov, T.Kucukomeroglu, A.Varilci et al. *Distribution of components in Ge-Si bulk single crystals grown under the continuous feeding of the melt with the second component (Si) J.Crystal Growth*, **226** № 4 (2001) 437-442.
5. C.Marin, A.G.Ostrogorsky. *Growth of Ga-doped $Ge_{0.98}Si_{0.02}$ by vertical Bridgman method with a baffle J. Cryst. Growth*, **211** (2000) 378-383.
6. J.Schilz, V.N.Romanenko. *Bulk Growth of Silicon-Germanium Solid Solutions J. Material Science: Materials in Electronics* **6** (1995) 265-279.
7. N.V.Abrosimov, S.N.Rossolenko, W.Thieme et al. *Czochralski growth of Si- and Ge-rich SiGe single crystals J. Crystal Growth* **174** №1-4 (1997) 182-186.
8. M.Yildiz, S.Dost, B.Lent. *Growth of Bulk SiGe Single Crystals by Liquid Phase Diffusion J. Crystal Growth* **280** (2005) 151-160.
9. Bok-Cheol Sim, Kwang Kim, Hong-Woo Lee. *Boron segregation control in silicon crystal ingots grown in Czochralski process J. Crystal Growth* **290** (2006) 665-669.
10. I.Yonenaga, T.Ayuzava. *Segregation coefficients of various dopants in Si_xGe_{1-x} ($0.93 < x < 0.96$) single crystals, J. Crystal Growth*, **297** (2006) 14-19.
11. A.Barz, P.Dold, U.Kerat et. al. *Germanium-rich Si-Ge bulk single crystals grown by the vertical Bridgman method and by zone melting J. Vac. Sci. Technol. B., Microelectron Nanometer Struct.*, **16** (1998) 1627-1630.
12. P.Dold, A.Barz, S.Recha et.al. *Growth and characterization of $Ge_{1-x}Si_x$ ($x \leq 10$ at. %) single crystals J. Crystal Growth* **192** №1-2 (1998) 125-135.
13. V.K.Kyazimova, Z.M.Zeynalov, Z.M.Zakhrabekova, G.Kh.Azhdarov. *Distribution of aluminum and indium impurities in crystals of Ge-Si solid solutions grown from the melt. Crystallography Reports* **51** №1 (2006) S192-S195.
14. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, L.A.Huseynli. *The Distribution of Ga and Sb impurities in Ge-Si crystals grown by the Bridgman method using a feeding rod. Crystallography Reports* **54** №1 (2009) 150-153.
15. З.М.Захрабекова, З.М.Зейналов, В.К.Кязимова, Г.Х.Аждаров. *Сегрегация примесей Al и In в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$. Неорганические материалы*, **43** (2007) 5-9.
16. В.М.Глазов, В.С.Земсков. *Физико-химические основы легирования полупроводников. М.: Наука*, (1967) 371
17. П.Г.Аждаров, Н.А.Агаев. *Распределение компонентов в кристаллах твердых растворов системы Ge-Si при выращивании из расплава, Неорган. Материалы*, **35** (1999) 903-905.

MODELING OF B IMPURITY DISTRIBUTION IN Ge-Si CRYSTALS GROWN BY THE FEEDING OF THE MELT WITH THE SECOND COMPONENT METHOD

Z.A.AGHAMALIYEV, V.V.MİR-BAGİROV, G.X.AZH DAROV

A problem of B impurity distribution along uniform Ge(1-x)Si_x crystals, grown by the feeding of the melt with the second component method has been solved in Pfann approximation. A character of changing of the impurity concentration profile in crystals with their composition, due to variation of the segregation coefficient of the impurity has been shown. The obtained results determine the optimum operational technology parameters and potential of the method for growing of Ge-Si solid solutions with desired impurity distribution in crystals.

ƏRİNTİNİ İKİNCİ KOMPOONENTLƏ QİDALANDIRMA ÜSULU İLƏ ALILAN Ge-Si KRİSTALLARINDA BOR AŞQARININ PAYLANMASININ MODELƏŞDİRİLMƏSİ

Z.Ə.AĞAMALIYEV, V.V.MİR-BAGİROV, H.X.ƏJDƏROV

Ərintini ikinci komponentlə qidalandırma üsulu ilə alınan bircinsli Ge-Si bərk məhlullarında bor aşqarının kristal boyunca paylanma məsələsi Pfann yaxınlaşmasında həll edilib. Aşqar konsentrasiya profilinin kristalların tərkibindən asılı olan dəyişmə xarakteri göstərilib və bor atomlarının Ge-Si sistemində seqreqasiya əmsalının dəyişməsi ilə əlaqələndirilib. Əldə edilən nəticələr ərintini ikinci komponentlə qidalandırma üsulunun Ge-Si bərk məhlullarının verilən tərkibdə və aşqar konsentrasiyasının paylanılmasında alınmasının imkanlarını və optimal texnoloji parametrləri müəyyən edir.

Редактор: проф. Д.Г.Араслы

УДК 621.315.592

МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

И.Р.НУРИЕВ, М.А.МЕХРАБОВА*, А.М.НАЗАРОВ, Р.М.САДЫГОВ

Институт Физики НАН Азербайджана

Баку, AZ1143, пр. Г.Джавида, 131

*Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана **

Баку, AZ1143, ул. Б.Вахабзаде, 9

afinnazarov@yahoo.com

Поступила: 26.12.2014

Принята к печати: 24.01.2015

РЕФЕРАТ

Представлены результаты исследования морфологии поверхности эпитаксиальных пленок полумагнитных твердых растворов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$), полученные методом конденсации молекулярных пучков. Установлено, что на подложках слюды пленки растут плоскостью (111) кубической гранецентрированной решетки с параметром $a=6.468 \text{ \AA}$. Определены оптимальные условия ($v_k=8\div 9 \text{ \AA/сек}$; $T_n=473\div 673 \text{ K}$) получения эпитаксиальных пленок с чистой гладкой поверхностью.

Ключевые слова: эпитаксиальные пленки, твердые растворы, слюда, полупроводники, халькогениды, электронный микроскоп

ВВЕДЕНИЕ

Полумагнитные полупроводники (ПМП) являются новым классом материалов, сочетающих в себе свойства обычных и магнитных полупроводников. В этих материалах в магнитном поле необычно изменяется энергетический спектр носителей заряда, благодаря чему появляется возможность управления свойствами структур на их основе с помощью магнитного поля и температуры.

Период бурного исследования ПМП начался с публикаций по кристаллам, легированным ионами марганца [1] и твердым растворам $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [2]. Именно в этих работах впервые сообщается о наблюдении гигантских спиновых расщеплений зонных состояний электронов, дырок, экситонов и гигантском эффекте Фарадея, обусловленных обменным взаимодействием зонных носителей с локализованными магнитными моментами ионов Mn^{2+} . С другой стороны, ПМП можно рассматривать и как промежуточный класс веществ между немагнитными и магнитными полупроводниками.

Широкое распространение получили эпитаксиальные пленки этих материалов [3,4]. Опубликованы как теоретические работы, так и работы прикладного характера [5-11]. Показана возможность успешного применения полумагнитных твердых растворов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и в ближнем ИК-диапазоне спектра, в том числе, на длине волны излучения 1.06 мкм , наиболее распространенных в настоящее время твердотельных лазеров [12].

Современная электронная техника требует получения совершенных эпитаксиальных пленок с заданными свойствами, свободных от различного рода нежелательных поверхностных состояний, поскольку приборы создаются на однородно-чистых, зеркально гладких поверхностях [13]. Поэтому исследование особенностей роста и выращивание структурно совершенных эпитаксиальных пленок с однородно чистыми поверхностями представляет научный и практический интерес.

Создание различных приборов и многоэлементных матриц на основе указанных

пленок и их успешное применение в современной оптоэлектронике требует выращивания пленок со стабильными свойствами. В связи с этим необходима разработка технологии получения эпитаксиальных пленок с заданными структурными и электрофизическими параметрами.

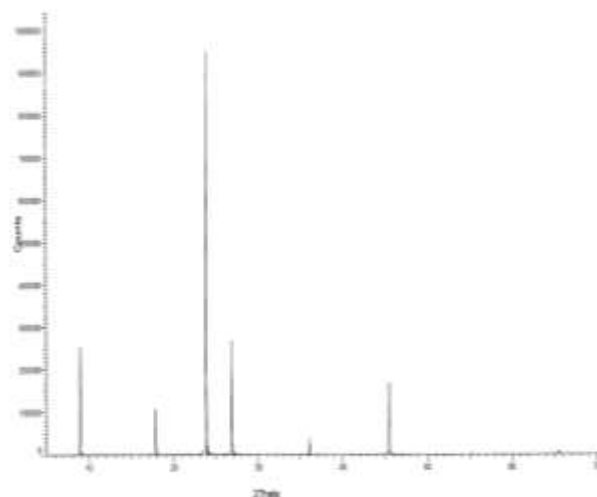
В настоящей работе рассматривается исследование морфологии поверхности эпитаксиальных пленок $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$) толщиной $0.2\div 0.5\text{ мкм}$, выращенных на слюдяных подложках методом конденсации молекулярных пучков в вакууме 10^{-4} Па . В качестве источника использовались синтезированные твердые растворы $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

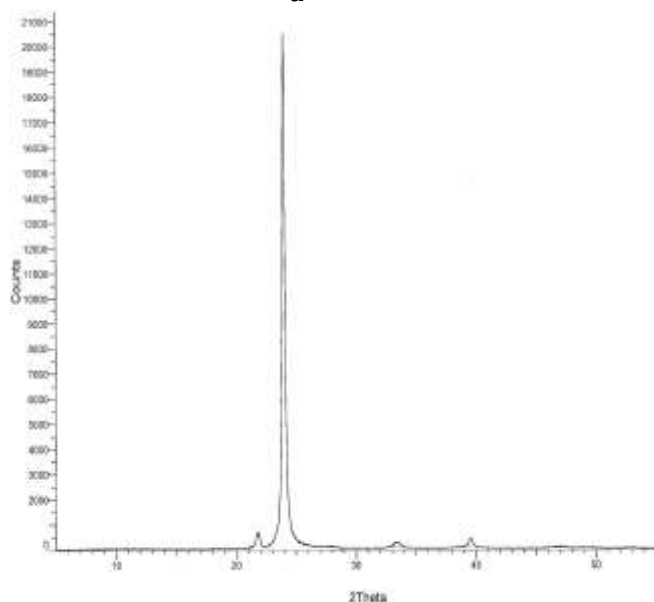
Эпитаксиальные пленки $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$) получены на стандартной вакуумной установке УВН-71П-3 методом конденсации молекулярных пучков в вакууме $\leq 10^{-4}\text{ Па}$. Пленки толщиной $0.2\div 0.5\text{ мкм}$ выращены на свежесколотых гранях монокристаллов слюды. В качестве источника были использованы заранее синтезированные образцы твердых растворов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ соответствующего состава. Температура подложки и источника определялась с точностью 0.05°C .

Определены оптимальные условия получения ($v_k=8\div 9\text{ Å/с}$; $T_{\text{П}}=473\div 673\text{ К}$) эпитаксиальных пленок $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$), растущих в плоскости (111) кубической графенцентрированной решетки с параметром $a=6,468\text{ Å}$.

Структура пленок исследовалась рентгенодифракционным методом. Показано, что при температурах подложки $T=273\div 473\text{ К}$ растут поликристаллические пленки с кубической структурой ($a=6.468\text{ Å}$) (Рис.1,а). С повышением температуры выше 473 К начинается эпитаксиальный рост пленок, и на рентгенографических снимках пленок, полученных при 673 К , наблюдаются лишь отражения типа (111) (Рис.1,б).



а



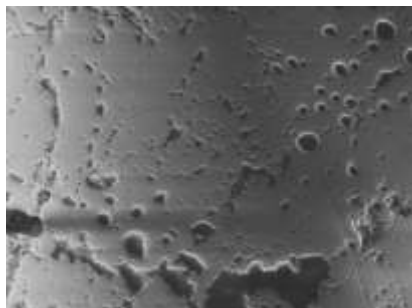
б

Рис.1

Рентгенодифракционные снимки поликристаллических (а) и монокристаллических (б) эпитаксиальных пленок $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$).

Были исследованы пленки, полученные без компенсации и после компенсации дополнительным источником паров Te в процессе роста (Рис.2.а,б). Как видно из Рис.2.а, на поверхности исследованных пленок наблюдаются черные скопления, которые являются продуктами окисления, образующиеся вследствие частичного разложения испаряемого материала в процессе ро-

ста, что характерно и для халькогенидов $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ [14]. Эти пленки обладают n-типом проводимости.



а



б

Рис.2

Электронномикроскопические снимки поверхности эпитаксиальных пленок $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$) ($\times 64000$): а) без компенсации Те, б) с компенсацией Те.

С применением дополнительного компенсирующего источника паров халькогена (Те) в процессе роста удалось получить структурно совершенные пленки с чистой, гладкой поверхностью, свободные от черных скоплений (Рис.2.б) и обладающие р-типом проводимости.

ВЫВОДЫ

На монокристаллах слюды получены структурно совершенные эпитаксиальные пленки $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$) р-, n-типа проводимости. Установлено, что на поверхности пленок n-типа наблюдаются черные скопления, которые являются продуктами окисления. С применением компенсирующего источника паров Те в процессе роста удалось получить структурно совершенные пленки р-типа проводимости с чистой гладкой поверхностью.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Науки Азербайджанской Государственной Нефтяной Компании (SOCAR), 2013.

1. A.V.Komarov, S.M.Ryabchenko, O.V.Terlets-kii, I.I.Zheru, R.D.Ivanchuk. *Magneto-optical investigations of the exciton band in CdTe:Mn^{2+}* , *ZhETF*, **73** (1977) 608-618.
2. J.A.Gaj, R.R.Galazka, M.Nawrocki, *Giant exciton Faraday rotation in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ mixed crystals*, *Solid State Commun*, **25** (1978) 193.
3. T.Koyanagi, K.Matsubara, H.Tokaoka, T.Takagi, *Epitaxial growth of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ films by ionized-cluster beams and their magneto-optical properties*, *J. App.Phys*, **61** (1987) 3020.
4. A.V.Nurmikko, R.L.Gunshor, L.A.Kolodziejski, *Optical Properties of $\text{CdTe}/(\text{Cd,Mn})\text{Te}$ Multiple Quantum Wells*, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-22** (1986) 1785.
5. A.E.Turner, R.L.Gunshor, *New class of materials for optical isolators*, *S.Datta, Appl. Opt.*, **22** (1983) 3152.
6. G.Fisher, *The Faraday Optical Isolator*, *J. Opt. Commun*, **8** (1987) 18.
7. W.Walecki, A.Twardowski, *Spin Dynamics In CdMnSe Studied By Faraday Rotation Technique*, *Acta Phys. Pol.*, **A75** (1989) 313.
8. B.M.Askarov, T.H.Ismailov, M.A.Mehrabova, *Interband Faraday rotation in semimagnetic semiconductors*, *Physica Status Solidi (b)*, **163** (1991) k117-k121.
9. M.A.Mehrabova, I.R.Nuriyev, R.N.Hasanli, *Obtaining of Perfect $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ Epitaxial Thin Films and Their Use Potentials*, *5th WSEAS International Conference on Nanotechnology, Cambridge, UK February*, **20-22** (2013) 316-320.
10. M.A.Mehrabova, I.R.Nuriyev, N.I.Huseynov, A.M.Nazarov, R.M.Sadigov, R.N.Hasanli, *Thin Films of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ Solid Solutions*, *8th International Conference on Circuits, Systems, Signal And Telecommunications, Tenerife, Spain, January*, **10-12** (2014) 152-156.
11. M.A.Mehrabova, H.S.Orujov, V.N.Poladova, *First Principles Calculations For The Electronic Structure of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ Diluted Magnet-*

- ic Semiconductors, 8th International Conference on Circuits, Systems, Signal And Telecommunications, Tenerife, Spain, January, 10-12 (2014) 177-182.*
12. Н.Ф.Андреев, В.Г.Гасс и др., *Оптические вентили Фарадея на постоянных магнитах для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов длин волн, Препринт ИПФ АН СССР, Горький, № 251 (1989) 22.*
13. А.М.Афанасьев, П.А.Александров, Р.М.Имамов, *Рентгенодифракционная диагностика субмикронных слоев, М: Наука, (1989) 151.*
14. И.Р.Нуриев, *Морфология поверхности, фотоэлектрические свойства эпитаксиальных пленок узкозонных халькогенидов $A^{IV}B^{VI}$, Москва, Прикладная физика, № 5 (2013) 16-18.*

$Cd_{1-x}Mn_xTe$ EPITAKSIAL TƏBƏQƏLƏRİNİN SƏTHİNİN MORFOLOGİYASI

H.R.NURIYEV, M.Ə.MEHRABOVA, A.M.NƏZƏROV, R.M.SADIQOV

Molekulyar dəstədən kondensasiya metodu ilə $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.03$) yarımmaqnit bərk məhlulları epitaksial təbəqələrinin səthinin morfolojiyası tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, epitaksial təbəqələr slyuda altlıqları üzərində səthinə mərkəzləşmiş kubik qəfəsin (111) müstəvisi üzrə böyüyür ($a=6.468 \text{ \AA}$). Həmin təmiz səthə malik epitaksial təbəqələrin alınmasının optimal şərtləri ($v_k=8\div 9 \text{ \AA/s}$; $T_a=473\div 673 \text{ K}$) təyin edilmişdir.

SURFACE MORPHOLOGY OF EPITAXIAL FILMS $Cd_{1-x}Mn_xTe$

I.R.NURIYEV, M.A.MEHRABOVA, A.M.NAZAROV, R.M.SADIGOV

The results of investigation of surface morphology of $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.03$) epitaxial film semimagnetic solid solutions, obtained by molecular beam condensation method have been represented. It has been found that on mica substrates films have grow on (111) plane of the cubic lattice with parameter $a=6.468 \text{ \AA}$. The optimal conditions ($v_c=8\div 9 \text{ \AA/sec}$; $T_s=473\div 673 \text{ K}$) of obtaining of epitaxial films with a clean smooth surface have been defined.

Редактор: акад. Д.Ж.Абдинов

DOT 536.77:547.442

VAPOR PRESSURES OF ETHANOL IN A WIDE RANGE OF TEMPERATURE

M.TALIBOV¹, J.SAFAROV^{1,2}, A.SHAHVERDIYEV¹, E.HASSEL²

Azerbaijan Technical University¹

AZ 1073, Baku, H.Javid avn., 25

Universität Rostock²

Albert-Einstein-Str. 2, D-18059, Rostock, Germany

javid.safarov@uni-rostock.de

Received: 16.12.2014

Accepted: 20.01.2015

REFERAT

A fundamental literature analysis of vapour pressure of ethanol has been done. Vapor pressure (VLE) of ethanol was studied at temperatures $T=274.15\div 468.15\text{K}$ using the two different static method installations. In the first installation with a glass cell was used below $T=323.15\text{K}$ with an experimental uncertainties $\Delta T=\pm 0.01\text{K}$ and $\Delta P=\pm 10\div 30\text{Pa}$ (MKS Baratron pressure sensor). In the second installation a metal cell was used at temperature $T=323.15\div 468.6\text{K}$ with an experimental uncertainties $\Delta T=\pm 0.01\text{K}$ and $\Delta P=\pm (1500\div 8000\text{Pa})$ (35X HTC Omega-Keller pressure transmitters). The observed deviations have been discussed. Measured values were fitted using the Antoine and Clausius-Clapeyron type equations. The best of fit was obtained using the Clausius-Clapeyron equation with four parameters.

Keywords: vapor pressure, ethanol, static method, pressure transmitters, Clausius-Clapeyron type equation.

INTRODUCTION

Ethanol is one of the oldest products used by humans. It is a domestically produced alcohol, which can easily obtain from many materials, such as corn, sugar cane, or grasses. Ethanol also is traditional renewable fuel, which can reduce oil dependence and greenhouse gas emissions. There is no fuel available today like as ethanol, which can matches ability of improving environmental quality compared to traditional fuels.

From the other side, the amounts of traditional fuels are limited. Alternative and renewable energy sources such as solar, wind energy, bio-diesel and biogas are becoming very important in many countries. Ethanol has been proposed as an alternative to conventional gasoline and diesel fuels. Use of ethanol as an alternative to conventional gasoline and diesel fuels dramatically increased last years. A chal-

lenge is caused by the use of ethanol or its mixtures with traditional fuels at very high pressures.

Current fuel injection systems of compression-diesel engines reach pressures up to 200MPa for transport systems. In a near future, injection systems can be designed for higher pressures up to 400 MPa. Number of injections at such high pressures per cycle can be expanding and the time of one injection process can be reduced. That is why it is so important to have reliable knowledge of thermophysical properties of the fuel under high pressures. Upon injection of the fuel in a cylinder, large depressurization of the fuel results in a significant change of the viscosity and other properties of the fluid [2].

Study of basic thermophysical properties (density, vapor pressure, viscosity, speed of sound, heat capacity etc.) of ethanol would allow modelling, understanding, and optimizing the processes in an internal combustion engine.

A new method for the analysis of thermophysical properties of substances at high pressures and over wide range of temperature was developed by our research group [3]. This work is an application of that method to ethanol. The entire research consists of the following parts:

- (p, ρ, T) properties of ethanol at temperatures $T=253.15\div 468.67\text{K}$ and at pressures up to $p=200\text{MPa}$,
- Vapor pressure measurements P/Pa of ethanol at $T=274.15\div 468.15\text{K}$,
- Heat capacity measurements $c_{p0}/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ of ethanol at $T=253.15\div 468.15\text{K}$ and at ambient pressure,
- Density $\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$ of ethanol at ambient and saturated pressures and $T=253.15\div 468.67\text{K}$.

We presented in this publication, the vapor pressure values and their wide range comparison with available literature values. These values will help us to best definition of saturation line and saturation density of ethanol using the (p, ρ, T) properties.

Of course, the full literature vapour pressure analysis of ethanol during the last century were analysed in details before the beginning of our measurements. Publications on vapor pressure of ethanol have been reviewed and the summary of these works are presented in the Table 1 [4-36]. These works can divide to groups: the vapor pressure values in smaller and higher temperatures from the normal boiling temperature, which ethanol has around $T_s=351.57\text{K}$ [4]. Vapor pressure measurements at small temperatures can be produced very accuracy, because they are smaller than normal ambient pressure. There are various methods, pressure measurement units available in this interval. But, the vapor pressure values in the high temperature region are also higher than ambient pressure many times and depend from temperature very dramatically. Modern pressure measurement units in the high pressure regions mostly use the membrane inside transmitters, which transfer the mechanical deformation to the electronic signals. They have appr. $\pm 0.1\%$ uncertainty from the measured maximum pressure. In this case, the measure-

ments in the high temperature region are not accuracy, like as a small temperature region.

The first wide temperature range vapor pressure investigation of ethanol was carried out by Scatchard and Raymond [7] in 1913. They studied the vapor pressure at $T=308.15\div 348.15\text{K}$ in 5K interval using a equilibrium still.

Kretschmer and Wiebe [9] in 1949, measured the vapor pressure of ethanol at temperatures $T=273.15\div 351.703\text{K}$ using a condensate trap and vaporizer.

Amer *et. al.* [10] in 1956, used a modified Colburn still for the investigation of vapour pressure of ethanol at temperatures $T=329.15\div 351.15\text{K}$.

Devyatko and Stabnikov [11] in 1963, developed an empiric equation for the ethanol consisted from two parts using the literature values at $T=208.16\div 516.26\text{K}$. The temperature were measured with the uncertainties in $\Delta T=\pm 100\text{mK}$. The error of fitting was $\Delta P/P=\pm 2\%$.

Efremov [12] in 1966, studied the vapor pressure of ethanol at $T=333.15\div 513.15\text{K}$ using the capillary ampoule method. The temperature were measured with the uncertainties in $\Delta T=\pm 100\text{mK}$.

Mishchenko and Subbotina [13] in 1967, studied the vapor pressure of ethanol at $T=(277.23\div 319.17\text{K})$ using the static method. The relative deviation of experimental values were $\Delta P/P=\pm 0.3\%$ at $T=277.23\text{K}$ and $\Delta P/P=\pm 0.2\%$ at $T=319.15\text{K}$. The Antoine type equation was used for the fitting of experimental values.

Ambrose and Sprake [14] in 1970, studied the vapor pressure of ethanol at temperatures $T=292.772\div 366.631\text{K}$ using the boiler with comparative ebulliometry. They use an Antoine and Cragoe equations for the fitting of obtained results.

Ambrose *et. al.* [16] in 1975, used the dynamic method for the definition of vapour pressure of ethanol at high pressures and at $T=364.86\div 513.92\text{K}$. The Chebyshev polynomial was used for the fitting of experimental results.

Wolf and Götz [17] in 1976, investigated the vapor pressure of ethanol at temperatures $T=(303.15\text{ to } 353.15)\text{K}$.

Table 1

Summary of the vapor pressure measurements for ethanol over wide range of temperatures

First author	Reference	Year	Method	Properties	Temperature, T/K	Pressure $\pm \Delta P/Pa$	Uncertainty, $\pm$	Fitted equation	Purity	Company of purchase
Scatchard	[7]	1938	ES	P, T	308.15 to 348.15	13702.9 to 88858.2	7 Pa			
Kretschmer	[9]	1949	CTV	P, T	273.15 to 351.703	1593.2 to 102219.8		Antoine		
Amer	[10]	1966	MCS	P, T, γ	329.15 to 351.15	39197 to 99992				
Efimov	[12]	1966	CAM	P, ρ, T	333.15 to 513.15	48636 to 6079500			CP	CSFCR
Mishchenko	[13]	1967	SM	P, T	277.15 to 319.15	12008 to 34975.2	0.2 to 0.3 %	Antoine	99.92 %	NA
Ambrose	[14]	1970	B	P, T	292.772 to 366.631	5726 to 179321		Antoine	99.95	
Ambrose	[16]	1975	DM	P, T	364.86 to 513.92	168390 to 6148040		Chebyshev	99.95	
Wolff	[17]	1976		P, T	303.15 to 353.15	168390 to 501140				
Ambrose	[18]	1980	VLE	T, ρ, c_p	160.60 to 266.70	0.001 to 1000		Chebyshev	99.95 %	
Yu	[19]	1980	MDBS	P, T	313.15 to 333.15	17910 to 46980	20 Pa		99.9	CIAC
Khurma	[21]	1983	VLE	P, T	298.15 to 398.66	7914 to 504700		PR	200 proof	U.S.IC
Mousa	[22]	1987	HPM	P, ρ, c_p, T	318.70 to 516.20	20000 to 6325000	1000 Pa	LETD	99.99 %	
Lydersen	[23]	1990	HPM	P, T	468.85 to 514.95	2660000 to 6165000		C-C	99.9	Merck
Deak	[24]	1994	CA	P, T	398.25 to 513.88	503000 to 6136000	1000 Pa		99.8 %	Baker
Lee	[25]	1994	VLE	P, ϕ, γ, T	344.17 to 363.20	75400 to 158700	1 %	UNIQUAC	99.8 %	Ferak
Sauer mann	[26]	1995	CA	P, ρ, T	333.668 to 473.232	48150 to 2958600	1000 Pa	Wagner-type	99.8 %	RdH
Tagikuchi	[27]	1995		P, T	309.997 to 400.001	15100 to 524410	400 Pa			
Manzooco	[29]	1997	AF	P, ρ, μ, T, c_p	273.15 to 333.15	1590 to 46610				
Figurski	[30]	1998	VNE	P, T	307.48 to 350.55	13245 to 97773	15 Pa	AEOS	99.99 %	VEB
Aucejo	[31]	1999	VLE	P, ρ, γ, T	323.65 to 357.95	30170 to 129360	100 Pa	Antoine	99.5 %	Prolabo
Pokki	[33]	2003	YTC	P, T	316.30 to 351.36	21070 to 10180	150 Pa	Antoine	99.7 %	OyAlko Ab
Zhao	[34]	2006	E	P, T	292.33 to 342.30	5560 to 69780	40000 Pa	Polynomial	99.7	BRS
Bazaev	[35]	2007	PVT	P, ρ, T	373.15 to 513.15	226000 to 6085000	0.1 %	NA	99.8 mole %	NA
Oktavian	[36]	2013	QSE	P, T	301.35 to 325.85	8930 to 33060	0.1 mm Hg	Wagner	99.9	Merck
Talibov	[this work]	2015	SM	P, T	274.15 to 468.15	1684 to 2702000	10 to 8000 Pa	C-C	99.99	Merck

ES, equilibrium still; CTV, condensate trap and vaporizer; MCS, modified Colburn still; CAM, capillary ampoule method; CP, chemical pure; CSFCR, Cherkassiyate factory of chemical reagents; SM, static method; B, boiler; DM, differential method; VLE, Vapor Liquid Equilibrium; MDBS, modified Dvorak and Boublik still; CIAC, Canadian Industrial Alcohols and Chemicals Ltd.; PR, Peng-Robinson equation; U.S.IC, United States Industrial Chemicals; HPM, high pressure measurements; LETD, logarithmic temperature dependence empiric equation; CA, Cailliet apparatus; C-C, Clapeyron-Clausius; RdH, Riedel-de-Haen; AF, Alcohol Fermentation; VNE, van Nesebullometer; VEB, VEB Spirituosenwerk; YTC, Yezunis type circulation; E, Ebullimeter; BRS, Beijing Red Star; PVT, Pressure Volume Temperature; QSE, QuasistaticEbullimeter; γ , activity coefficient; ρ_s , density at saturation pressure; c_p , heat capacity; ρ , density; ϕ , fugacity; μ , viscosity.

Yu *et. al.* [19] in 1980, studied the vapor pressure of ethanol at temperatures $T=(313.15$ to $333.15)$ K. The uncertainty of measurements was $\Delta P = \pm 20$ Pa. Vapor-liquid equilibria were established by means of a modified Dvorak and Boublik still.

Khurma *et. al.* [21] in 1983, studied the vapor pressure of ethanol at temperatures $T=(298.15$ to $398.66)$ K. The Peng-Robinson equation was used for the fitting of experimental results.

Mousa [22] in 1987, used the high pressure measurements installation for the definition of vapor pressure of ethanol at temperatures $T=(318.70$ to $516.20)$ K. The uncertainty of measurements was $\Delta P = \pm 1$ kPa. The logarithmic temperature dependence empiric equation was used for the fitting of experimental vapor pressure values. The critical parameters were defined using these measurements.

Lydersen and Tsochev [23] used 1990 a volume change method for the determination of vapor pressure at constant temperature. They used the decreasing change in volume by condensation and vaporisation for the determination the critical temperature and pressure. The temperature interval was $T=(486.85$ to $514.95)$ K. The Clapeyron-Clausius equation with two coefficients was used for the fitting of experimental results.

Deák *et al.* [24] in 1995, studied vapor pressure (bubble point pressures) of ethanol at temperatures $T=398.25$ to 513.88 K in a high-pressure capillary glass tube apparatus, using the Cailletet apparatus synthetic method. During the experiments the temperature was maintained constant within $\Delta T=\pm 0.03$ K and was measured with a Pt100 resistance thermometer, which was calibrated against a standard thermometer, with an accuracy of $\Delta T=\pm 0.01$ K. The pressure was measured with a dead-weight gauge (Budenberg) with an accuracy within $\Delta P=\pm 1$ kPa.

Lee and Hu [25] in 1994, measured vapour pressure of ethanol at $T=344.17$ to 363.20 K and $P=75400$ to 158700 Pa using the static VLE apparatus. Wilson, NRTL and UNIQUAC

models were tested for the correlating of the binary VLE data to adequate accuracy.

Sauermann *et. al.* [26] in 1997, measured the vapour pressure, (p, ρ, T) properties of ethanol and hexane binary system. The Cailletet apparatus with uncertainties $\Delta P=\pm 1000$ Pa was used during the vapor pressure measurements at $T=(333.57$ to $473.23)$ K. The values were fitted to the Wagner-type equation.

Manzocco *et. al.* [29] in 1997, also studied the vapor pressure of ethanol. The main matter of his work was the manufacturing of ethanol by fermentation in mixtures with water, sugar and ethanol. Additionally, the viscosity was measured using a Cannon-Fenske capillary viscometer and calorimetric measurements using a TE4000 differential scanning calorimeter.

Figurski and Malanowski [30] 1998, measured with the VLE of ethanol + ethyl acetate system using a van Nes ebulliometer. The pressure was measured by means of a mercury manometer with accuracy of $\Delta P=\pm 15$ Pa. The total vapor pressure values were fitted by means of the AEOS equation of state. The temperature interval of measurements was $T=307.48$ to 350.55 K. The pressure was measured by means of a mercury manometer with accuracy $\Delta P=\pm 15$ Pa. The Antoine equation was used for the fitting of experimental results.

Aucejo *et. al.* [31] in 1999, used the all-glass Fischer LABODEST VLE apparatus model 602/D for the analysis of vapor-liquid equilibrium of ethanol binary mixtures of 2-methylpentane. The vapor pressure values of pure ethanol at temperatures $T=323.65$ to 357.95 K were determined and the Antoine type equation was used for the fitting of results.

Pokki *et. al.* [33] in 2003, used the Yera-zunis type circulation still installation for the definition of vapor pressure of ethanol at $T=(316.30$ to $351.36)$ K. Vapor pressure was measured using a Druck pressure transducer with uncertainties in $\Delta P = \pm 0.15$ kPa. The Antoine type equation was used for the fitting of experimental values.

Zhao *et. al.* [34] in 2006, studied the vapor pressure of ethanol at $T=292.33$ to 342.30 K

using the working and a reference ebulliometers. The uncertainty of the measured values was $\Delta P = \pm 40 \text{ kPa}$. The polynomial equation was used for the fitting of experimental values.

Bazaev *et al.* [35], in 2007, obtained the vapor pressure of ethanol from the (p, ρ, T) measurements using the constant volume piezometer. The wide range of literature comparison was carried out. The constant volume method was used for the measurements.

Oktavian *et al.* [36], in 2013, measured the vapor pressure of ethanol at temperatures $T = 301.35 \div 325.85 \text{ K}$ with a quasi-static ebulliometre. The ebulliometer was controlled using a temperature controller and turned on over moderate heating. The vapour pressure values were fitted to the Wagner equation.

After the analysis of the available literature values, we concluded, that despite many measurements have been done and high accuracy was claimed, the most literature values were carried out or small or high temperature region. The vapor pressure measurements in a wide range of temperature have few values and they investigated many years ago using not modern technologies. In this case, additional reliable vapor pressure experiments of ethanol in a wide range of temperature using the modern measuring technology are necessary for arbitration.

EXPERIMENT

Materials. Ultra-pure ethanol EMPLURA® ($w = 99.995\%$) was purchased from Merck Schuchardt OHG, Germany (CAS No. 71-36-3, Art. Nr. 8.22262.2500). It was thoroughly degassed in glass flasks with special vacuum leak-proof valves before measurements.

Experimental Procedure. Vapor pressure of ethanol measured using the two high-accuracy experimental installations with static method [37]. Glass cells are applying for vapor pressures lower than ambient pressure, temperatures at $T = 274.15 \div 323.15 \text{ K}$ and a metal cell at temperatures $T = 323.15 \div 468.15 \text{ K}$. The glass-cell installation included the absolute and differential parts. The internal volume of every measuring cell was approximately 80 cm^3 for

both glass and steel cells. The glass-cell apparatus consists of a bolted-top cell in a water bath kept at constant temperature ($\pm 0.01 \text{ K}$) using a thermostat. The vapor pressure is measured using a calibrated high-accuracy sensor head [Type 615A connected to the signal conditioner Type 670A, MKS Baratron, USA] attached to the top of the cell. The experimental uncertainty of the pressure in the absolute vapor pressure measurement part with glass cell is $\Delta P = \pm (10 \text{ to } 30) \text{ Pa}$ (MKS Baratron pressure sensor). The temperature inside the cell was measured by a platinum resistance thermometer PT-100, connected to the signal conditioner Omega PT-104A, with an accuracy of $T = \pm 0.001 \text{ K}$. The sensor head was placed inside of air reservoirs with temperature $T = 333.15 \pm 0.01 \text{ K}$ having internal and external walls, between which hot water was pumped from the thermostat produced by Haaki (Germany). The received pressure signal from signal conditioners and temperature signals from Omega PT-104A were sent to PC, and all system was controlled using LabVIEW programme.

Equilibration in the cells is a rapid process and the constancy of pressure in the stationary regime is reached within 15 min. Equilibrium pressure readings are performed in triplets with appr. $10 \div 20 \text{ min}$ intervals. PC received the vapor pressure signal every minute and tracked the stabilization of pressure in the cell. After these the temperature was changed automatically using the LabVIEW programme. The measurements were carried out from the low temperature ($T = 274.15 \text{ K}$) to high ($T = 323.15 \text{ K}$) with required temperature steps. After the reaching of maximal temperature the thermostat was stopped automatically. Then the measurements from high temperature ($T = 323.15 \text{ K}$) to low ($T = 274.15 \text{ K}$) were done in the same way. Manually-controlled measurements were also possible.

Vapor pressures of the water, methanol, acetone, toluene *etc.* as reference substances were measured for testing of both installations. The experimental vapor pressure P/Pa results are assessed to be reliable to within

$\Delta P = \pm 10 \div 30$ Pa average uncertainty according to test measurements.

The experiments to determine vapor pressure of ethanol at temperatures $T = 323.15 \div 468.67$ K were performed in a metal cell. The installation consists of a stainless-steel measuring cell in a stainless-steel reservoir. The internal volume of the measuring cell is appr. 140 cm^3 . The temperature of the measuring cell and heat transfer reservoir is stabilized using the thermostat with the accuracy $\Delta T = \pm 0.01$ K. The second platinum resistance thermometers PT-100 transfers the measured temperature in the computer via Omega PT-104A Channel RTD Input Data Acquisition Module for the measuring of temperature, with an accuracy of $\Delta T = \pm 0.001$ K. The vapor pressure was measured using the three various Omega-Keller pressure transmitters with max. 3, 10 and 16 bar measured pressures (Model: SERIE 35 X HTC, Omega GmbH & Co., Germany) with the uncertainty 1.5 kPa for pressures up to $P = 300$ kPa, $\Delta P = \pm 5$ kPa up to $P = 1000$ kPa and $\Delta P = \pm 8$ kPa up to $P = 1600$ kPa.

Equilibration in the measuring cell is a rapid process, and the constancy of pressure is reached

within appr. 50–70 min. Equilibrium pressure readings are performed with 1 min intervals and transferred to the computer system controlled using the LabView program. Experiments were carried out starting from small temperature ($T = 333.15$ K) to high temperature $T = 468.67$ K with $\Delta T = 10$ K intervals. After stabilization of the pressure within the system and measuring of vapor pressure at the given temperature the PC with LabView programme increases the temperature using the predefined step. The new vapor pressure of sample is measured. This procedure continues up to the last measured temperature $T = 468.67$ K, after which the PC stops the thermostat and the measurements at $T = 333.15 \div 468.67$ K is finished. The total measurements at $T = 333.15 \div 468.67$ K take approximately 10 hours. After scanning the temperature range, the measurements were continued from the high $T = 468.67$ K to the low $T = 333.15$ K using the cooling process in the thermostat for verification. The measured vapor pressure values of pure water and comparison of them with calculated IAPWS 95 results [38] are given in Table 2.

Table 2

Experimental and calculated literature values [38] of vapor pressure P of IAPWS-95 water.

T/K	P_{exp}/Pa	P_{lit}/Pa	$(P_{\text{exp}} - P_{\text{lit}})/\text{Pa}$	T/K	P_{exp}/Pa	P_{lit}/Pa	$(P_{\text{exp}} - P_{\text{lit}})/\text{Pa}$
274.15	661	657	4	328.14	15748	15754	-6
279.48	953	961	-8	328.14	15746	15754	-8
286.16	1508	1502	6	328.88	16312	16321	-9
291.39	2094	2096	-2	333.15	20056	19946	110
293.14	2337	2338	-1	343.15	31279	31201	78
296.32	2834	2840	-6	353.15	47450	47414	36
296.31	2839	2838	1	363.15	70210	70182	28
298.81	3288	3297	-9	373.15	101425	101418	7
301.37	3827	3832	-5	383.15	143287	143379	-92
303.57	4360	4351	9	393.15	198752	198674	78
307.73	5507	5500	7	403.15	270216	270280	-64
308.26	5666	5664	2	413.15	361642	361539	103
312.87	7275	7276	-1	423.15	476334	476165	169
313.07	7345	7354	-9	433.15	618336	618235	101
314.62	7977	7984	-7	443.15	792154	792187	-33
318.13	9585	9585	0	453.15	1002713	1002811	-98
318.13	9578	9585	-7	463.15	1255226	1255236	-10
322.99	12260	12254	6	468.15	1398871	1398820	51
323.10	12320	12321	-1	470.15	1459748	1459719	29
323.17	12362	12364	-2	471.15	1490952	1490935	17

RESULTS AND DISCUSSION

The measured experimental vapor pressures P of ethanol at $T=(274.15\div 468.67\text{K})$ are listed in Table 3, also shown in Figures 1 a,b. The temperature steps were $\Delta T=5\div 10\text{K}$. The obtained experimental works are fitted to two different equations. Firstly, the experimental

vapor pressure p results of ethanol were fit to the Antoine equation:

$$\ln(P/\text{Pa}) = A - B/\{(T/\text{K}) + C\}. \quad (1)$$

The evaluated constants A , B and C are tabulated in Table 4 together with the standard mean deviation as:

$$\Delta P/P = 100/n \cdot \sum_{i=1}^n [(P_{\text{exp.}} - P_{\text{cal.}})/P_{\text{exp.}}]. \quad (2)$$

Table 3

Experimental and calculated by Clausius-Clapeyron equation values of vapor pressure P of ethanol.

T/K	$P_{\text{exp.}}/\text{Pa}$	T/K	$P_{\text{exp.}}/\text{Pa}$	T/K	$P_{\text{exp.}}/\text{Pa}$	T/K	$P_{\text{exp.}}/\text{Pa}$
274.15	1684	323.15	29356	383.15	313786	433.15	1254038
278.15	2248	333.15	46796	393.15	429264	443.15	1582042
283.15	3155	343.15	71902	403.15	576481	453.15	1965023
293.15	5842	353.15	108174	413.15	759512	463.15	2429182
303.15	10458	363.15	157911	423.15	982342	468.67	2702000
313.15	18054	373.15	224798				

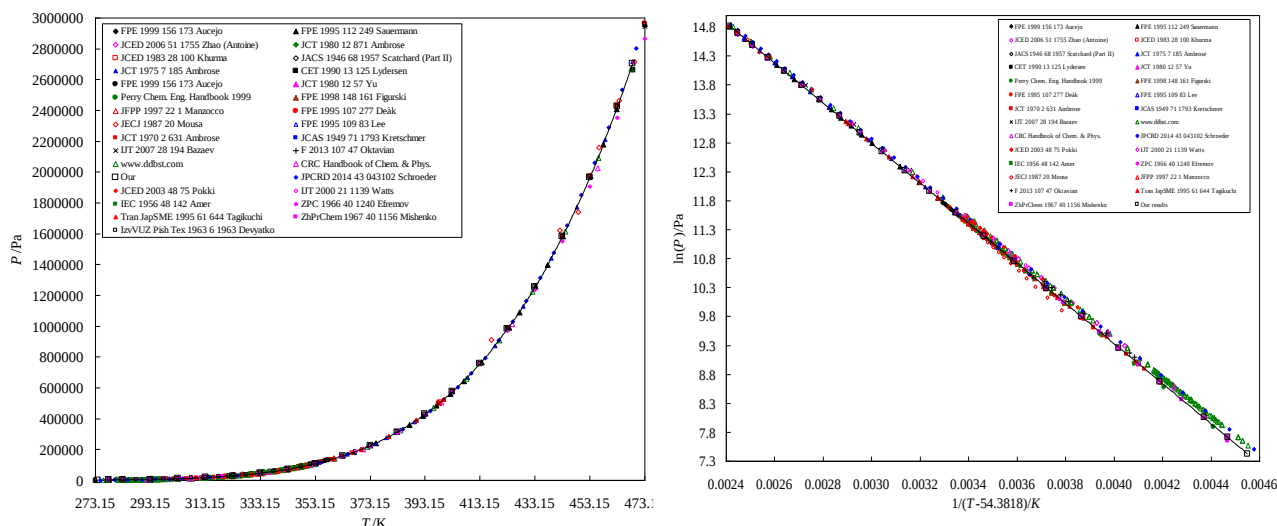


Fig. 1

Plot of vapor pressure P/Pa of ethanol versus temperature T/K together with the literature values:

- a) in P - T coordinates; solid line: Clausius-Clapeyron type equation (3).
b) in $\ln(P) - (1/(T-54.3818)\text{K})$ coordinates. solid line: Clausius-Clapeyron type equation (3).

Table 4

Antoine parameters A , B , C and standard deviations $\delta p/p$ of ethanol.

A	B	C	$(\Delta P/P)\%$
23.1773	3461.23	- 54.3818	± 0.6615

During the fitting of experimental values, we have seen, that Antoine equation fit the experimental values with not high accuracy. The

uncertainty of fitting is $\Delta P/P = \pm 0.6615\%$. But, use of the extended version of Clausius-Clapeyron equation for fitting of the vapor pressure data for ethanol reduced the fitting error:

$$\ln P = A + \frac{B}{T} + C \ln T + D, \quad (3)$$

where P is vapor pressure, Pa; T is the absolute temperature in K; A , B , C and D are the coefficients of equation. The uncertainty of fitting is decreased up to $\Delta P/P = \pm 0.2907\%$. The coefficients of equation (3) together with the standard mean deviation are tabulated in Table 5. The fitting line also shown in the Figure 1,b.

Table 5

Clausius - Clapeyron equation fitting parameters A , B , C and D of ethanol.

A	B	C	D	$(\Delta P/P)/\%$
64.2491	-6783.25	-5.76052	$0.984612 \cdot 10^{-3}$	± 0.2907

The Clausius–Clapeyron type equation constructed in this work, was used for the analysing of literature values. The results of this analysis are discussed in the below and shown in Figure 2.

Form these comparison, it is seen that the vapor pressure values for ethanol have good agreement with the most literature values within $\Delta P/P = \pm 1\%$. The uncertainty is decreasing up to 0.5 % at temperatures smaller than normal boiling temperature. The large deviation between some experimental vapor pressure values of ethanol can be explain as the results of not purity of ethanol and using of old measurement techniques. As discussed in the experimental parts, we used the modern pressure transmitters during the experiments. But, any case the uncertainties of experiments and available literature values also smaller than appr. 1% in these high temperature regions, were the vapor pressure values many time higher than their values at small temperatures.

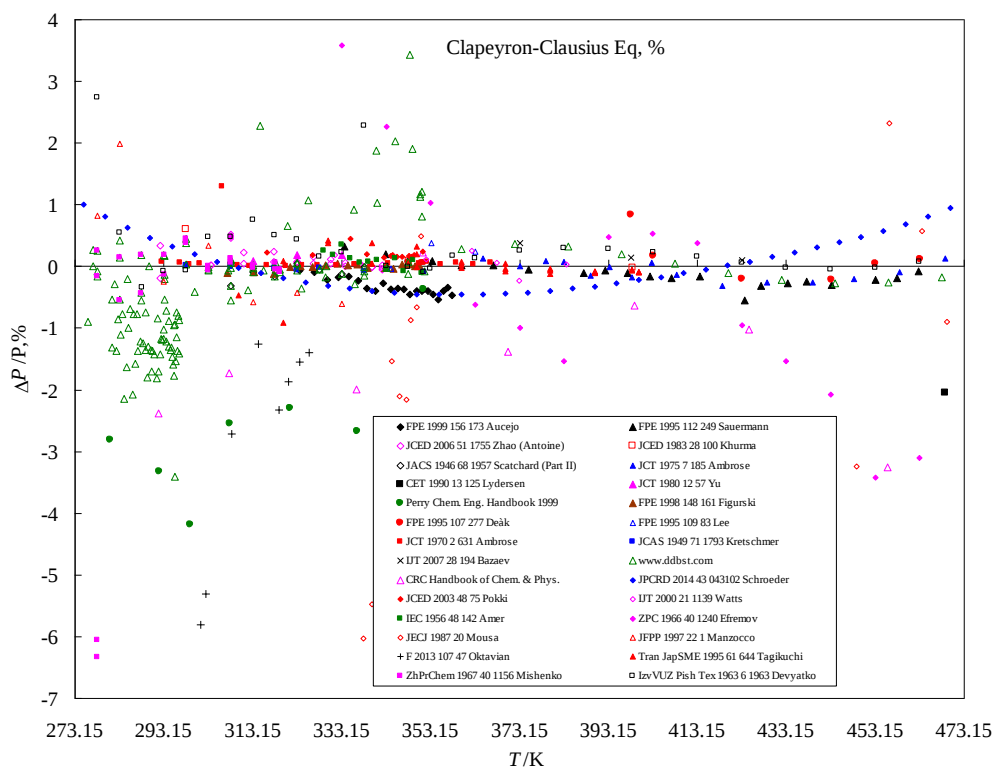


Fig. 2

Plot of percent deviation of experimental $P_{\text{exp.}}$ and literature $P_{\text{lit.}}$ vapor pressure values of ethanol versus temperature T/K .

The values of Mousa *et al.* [22] have large deviation with our results up to $\Delta P/P = -18.79\%$. The middle average deviation is $\Delta P/P = \pm 6.07\%$. The authors indicated the uncertainties in their work about $\Delta P = \pm 1000$ Pa. Ethanol was also high purity (99.99%). In any case, such big deviation of this literature from others is unclear. The next large deviation from our work is the values of Efremov [12] in $\Delta P/P = \pm 1.57\%$. These values obtained from the density measurements at saturation pressure (no directly vapor pressure results). The other literature values mostly agree with our values in the interval of uncertainty as $\Delta P/P = \pm 1\%$. At the end of this discussion, we can decide, that our measured vapor pressure values of ethanol have very good quality and we can use them during the analysis of full thermophysical properties of ethanol at the liquid phase. These values will help to

best definition of saturation line density using the in DMA HPM measured isotherms.

CONCLUSION

The vapor pressure of ethanol experimentally measured at temperatures $T(274.15\text{ K} \div 468.67\text{ K})$ using two modern automatic installations based on the static method. The investigations in a such wide range of temperature and using a high quality techniques was carried out for the first time. The obtained experimental results were fitted using the Antoine and Clausius-Clapeyron type equations. The Clausius-Clapeyron type equations with four parameters was selected as the best equation of fitting with a $\Delta P/P = \pm 0.2907\%$ average percent deviation. All available literature vapor pressure values of ethanol during the last century were analysed and our experimental results were compared with the most of them.

1. Biofuel Production – Recent Developments and Prospects, Edited by Marco Aurélio dos Santos Bernardes, InTech - Croatia, (2011) 596
2. A.M.Duncan, A.Ahosseini, R.McHenry, C.D.Depcik, S.M.Stagg-Williams, S.M.Scurto. High-Pressure Viscosity of Biodiesel from Soybean, Canola, and Coconut Oils, *Energy Fuels*, **24** (2010) 5708-5716.
3. J.Safarov, R.Hamidova, S.Zepik, H.Schmidt, I.Kul, A.Shahverdiyev, E.Hassel. Thermophysical Properties of 1-hexyl-3-methylimidazolium bis(trifluoromethylsulfonyl)imide at high temperatures and pressures, *Journal of Molecular Liquids*, **187** (2013) 137-156.
4. J.A.Schroeder, S.G.Penoncello, J.S.Schroeder. A Fundamental Equation of State for Ethanol, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, (2014) 043102-1 – 043102-43.
5. R.W.Merriman. LXX.—The vapour pressures of the lower alcohols and their azeotropic mixtures with water. Part I. Ethyl alcohol, *Journal of the Chemical Society, Transactions*, **103** (1913) 628-636.
6. E.F.Fiock, D.C.Ginnings, W.B.Holton, Calorimetric Determinations of Thermal Properties of Methyl Alcohol, Ethyl Alcohol, and Benzene, *Bureau of Standards Journal of Research*, **6** (1931) 881-900.
7. G.Scatchard, C.L.Raymond, H.H.Gilman. Vapor-Liquid Equilibrium. II. Chloroform-Ethanol Mixtures at 35, 45 and 55°, *Journal of the American Chemical Society*, **60** (1938) 1278-1287.
8. K.A.Dulitskaya. *Zhurnal Obshchiy Khimii*, **7** (1945) 185.
9. C.Kretschmer, R.Wiebe. Liquid-vapor equilibrium of ethanol-toluene solutions, *Contribution from the analytical and physical chemical division, northern regional research laboratory*, **71** (1949) 1793-1797.
10. H.H.Amer, R.R.Paxton, M.V.Winkle. Methanol-Ethanol-Acetone, *Industrial Engineering Chemistry*, **48** (1956) 142-146.
11. V.I. Devyatko, V.N. Stabnikov, Equation of vapor pressure of ethanol, *Izvestiya Vysshikh Uchebnich Zavedeniy, Pishchevaya Tekhnologiya*, **6** (1963) 117-120.
12. Yu.V.Efremov. Density, Surface Tension, Saturated Vapor Pressures and Critical Parameters of Alcohols, *Zhurnal Fizicheskoy Khimii*, **40** (1966) 1240-1247.
13. K.P.Mishchenko, V.V.Subbotina. Vapor pressure of ethyl alcohol at temperatures from 4 to 46 °C, *Zhurnal Prikladnoy Khimii*, **40** (1967) 1156-1159.
14. D.Ambrose, C.H.S.Sprake. Thermodynamic properties of organic oxygen compounds

- XXVI Vapour pressures and normal boiling temperatures of aliphatic alcohols, *Journal of Chemical Thermodynamics*, **2** (1970) 631-645.
15. R.C.Wilhoit, B.J.Zwolinski. *Journal of Physical Chemistry Reference Data* **2** (Suppl. 1) (1973) 55.
 16. D.Ambrose, C.H.S.Sprake, R.Townsend. Thermodynamic properties of organic oxygen compounds XXXVII. Vapour pressures of methanol, ethanol, pentan-1-ol, and octan-1-ol from the normal boiling temperature to the critical temperature, *Journal of Chemical Thermodynamics*, **7** (1975) 185-190.
 17. H.Wolff, R.Götz. Die Assoziation verschieden deuterierter Äthanol in n-Hexan (nach Dampfdruckmessungen), *Zeitschrift für Physikalische Chemie Neue Folge*, **100** (1976) 25-36.
 18. D.Ambrose, R.H.Davies. The correlation and estimation of vapour pressures III. Reference values for low-pressure estimations, *Journal of Chemical Thermodynamics*, **12** (1980) 871-879.
 19. J.M.Yu, T.Ishikawa, B.C.Y.Lu. Vapor-liquid equilibria for ethanol + methyl methacrylate, *Journal of Chemical Thermodynamics*, **12** (1980) 57-63.
 20. R.C.Weast, M.J.Astle. *Handbook of Chemistry and Physics*, 62nd Edition, CRC Press, (1982), Florida.
 21. J.R.Khurma, O.Muthu, S.Munjal, B.D.Smith. Total-Pressure Vapor-Liquid Equilibrium Data for Binary Systems of Chlorobenzene with Nitromethane, Ethanol, Benzene, and 1-Chlorobutane, *Journal of Chemical Engineering Data*, **28** (1983) 100-107.
 22. A.H.N.Mousa. Critical Properties, Heat of vaporisation and vapour pressure of ethanol from 20 kPa to the critical point, *Chemical Engineering Department*, **20** (1987) 635-637.
 23. A.L.Lydersen, V.Tsochev. Critical Temperatures and Pressures and High Temperature Vapour Pressures of Seven Alcohols, *Chemical Engineering Technology*, **13** (1990) 125-130.
 24. A.Deák, A.I.Victorov, Th.W. de Loos. High pressure VLE in alkanol + alkane mixtures. Experimental results for n-butane + ethanol, + 1-propanol, + 1-butanol systems and calculations with three EOS methods, *Fluid Phase Equilibria*, **107** (1995) 277-301.
 25. M.J.Lee, C.H.Hu. Isothermal vapor-liquid equilibria for mixtures of ethanol, acetone, and diisopropyl ether, *Fluid Phase Equilibria*, **109** (1995) 83-98.
 26. P.Sauermann, K.Holzapfel, J.Oprzynski, F.Kohler, W. Poot, T.W. de Loos The ppT properties of ethanol + hexane, *Fluid Phase Equilibria*, **112** (1995) 249-272.
 27. Y.Takiguchi, M.Uematsu. PVT measurements of liquid ethanol in the temperature range from 310 to 363 K at pressures up to 200 MPa, *International Journal of Thermophysics*, **16** (1995) 205-214.
 28. Y.Takiguchi, M.Kamiya, M.Uematsu. Measurements of the Vapor Pressure for Ethanol at Temperatures from 310 K to 400 K, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Part B*, **61** (1995) 644-649.
 29. L.Manzocco, E.Maltini, C.R.Lerici. Changes of some thermal and physical Properties in model Systems simulating an alcoholic fermentation, **22** (1997) 1-12.
 30. G.Figurski, S.K.Malanowski. Vapor-liquid equilibrium studies of the ethanol/ethyl acetate system, *Fluid Phase Equilibria*, **148** (1998) 161-169.
 31. A.Aucejo, S.Loras, R.Munoz, L.M.Ordonez. Isobaric vapor-liquid equilibrium for binary mixtures of 2-methylpentane/ethanol and 2-methyl-2-propanol, *Fluid Phase Equilibria*, **156** (1999) 173-183.
 32. L.A.Watts, B.Louie. Apparatus for Measuring Vapor-Liquid Equilibria and Phase Densities of Complex Aqueous Solutions, *International Journal of Thermophysics*, **21** (2000) 1139-1151.
 33. J.-P.Pokki, K.Řehák, Y.Kim, J.Matouš, J.Aitamäa. Vapor-Liquid Equilibrium Data at 343 K and Excess Molar Enthalpy Data at 298 K for the Binary Systems of Ethanol + 2,4,4-Trimethyl-1-pentene and 2-Propanol + 2,4,4-Trimethyl-1-pentene, *Journal of Chemical Engineering Data*, **48** (2003) 75-80.
 34. J.Zhao, C.X.Li, Z.H.Wang. Vapor Pressure Measurement and Prediction for Ethanol + Methanol and Ethanol + Water Systems Containing Ionic Liquids, *Journal of Chemical Engineering Data*, **51** (2006) 1755-1760.
 35. A.R.Bazaev, I.M.Abdulagatov, E.A.Bazaev, A.Abdurashidova. PVT Measurements for Pure Ethanol in the Near-Critical and Supercritical Regions, *International Journal of Thermophysics*, **28** (2007) 194-219.

36. R.Oktavian, V.Amidelsi, A.Rasmito, G.Wibawa. Vapor pressure measurements of ethanol–isooctane and 1-butanol–isooctane systems using a new ebulliometer, *Fuel*, **107** (2013) 47–51.
37. M.A.Talibov, J.Safarov, A.Shahverdiyev, E.Hassel. Vapor pressure of geothermal and mineral waters of Yardimli district of Azerbaijan, *Herald of Kazan State Technological University*, **17** (2014) 2, 114-118.
38. 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 Reference Data*, **31** (2002) 387-535.

ETANOLUN GENİŞ TEMPERATUR İNTERVALINDA DOYMUŞ BUXAR TƏZYİQİ

M.TALIBOV, C.SƏFƏROV, A.ŞAHVERDİYEV, E.HASSEL

Etanolun doymuş buxar təzyiqinin fundamental ədəbiyyat analizi aparılmışdır. Etanolun doymuş buxar təzyiqi $T=274.15\div 468.15\text{K}$ temperatur intervalında iki müxtəlif statik metodla işləyən qurğuların köməyi ilə ölçülmüşdür. 1-ci qurğuda şüşə yuva ilə $T = 323.15\text{ K}$ temperaturdan aşağıda, ölçü xətası $\Delta T = \pm 0.01\text{K}$ və $\Delta P = \pm 10\div 30\text{Pa}$ dəqiqliyi ilə (MKS Baratron təzyiqölçən), 2-ci qurğuda metal yuva ilə $T = (323.15 - 468.67)\text{ K}$ temperaturlarda ölçü xətası $\Delta T = \pm 0.01\text{K}$ və $\Delta P = \pm (500\div 8000\text{Pa})$ dəqiqliyi ilə (35X HTC Omega-Keller təzyiqölçəni) təcrübə aparmaq mümkündür. Ölçmənin nəticələri Antoine və Klausius-Klapeyron tənlikləri ilə yoxlanmış və dörd əmsallı Klausius-Klapeyron tənliyinin etanolun doymuş buxar təzyiqini daha düz ifadə etməsi qənaətinə gəlinib.

ДАВЛЕНИЕ НАСЫЩЕННЫХ ПАРОВ ЭТАНОЛА В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ TEMПЕРАТУР

M.ТАЛЫБОВ, Дж.САФАРОВ, А.ШАХВЕРДИЕВ, Э.ХАССЕЛ

Проведен фундаментальный литературный анализ давления насыщенных паров этанола. Давление насыщенных паров этанола измерено статическим методом на двух разных установках в температурном интервале $T=274.15\div 468.15\text{K}$. Эксперименты были проведены на первой установке с помощью стеклянной ячейки при маленьких температурах до $T = 323.15\text{K}$ с погрешностью $\Delta T = \pm 0.01\text{K}$ и $\Delta P = \pm 10\div 30\text{Pa}$ (измеритель давления MKS Baratron), а на второй установке с помощью металлической ячейки при температурах $T=323.15\div 468.67\text{K}$ с погрешностью $\Delta T = \pm 0.01\text{ K}$ и $\Delta P = \pm (1500\div 8000)\text{Pa}$ (измеритель давления 35X HTC Omega-Keller). Результаты экспериментов были описаны с помощью уравнений Антуана и Клапейрона–Клазиуса. Показано, что уравнение Клапейрона–Клазиуса с четырьмя коэффициентами лучше описывает давление насыщенных паров этанола.

Редактор: акад. Дж.Ш.Абдинов

УДК 621.315.592

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

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

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 131
bagieva-gjulandam@rambler.ru*

Поступила: 26.12.2014

Принята к печати: 24.01.2015

РЕФЕРАТ

Выращены монокристаллы $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и исследованы их электрические свойства в интервале температур $77\div 300\text{K}$. Показано, что зависимости электрических параметров от температуры и концентрации марганца удовлетворительно объясняются моделью двух валентных зон.

Ключевые слова монокристалл, валентная зона, вакансия, эффективная масса.

Теллурид олова является перспективным материалом для термо- и фотоэлектрических преобразователей. Кроме этого, характерные для всех халькогенидов четвертой группы и их твердых растворов особенности электрических свойств особенно резко проявляются в теллуриде олова [1-2]. Одним из основных способов повышения эффективности материала является создание твердых растворов на его основе. Максимальному значению, например, термоэлектрического эффекта материала соответствует определенная концентрация носителей тока, которая может изменяться при легировании материала, отклонения от стехиометрии, термической обработки и т.д. Представляют интерес твердые растворы $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, также являющиеся полумагнитными полупроводниками, которые почти не исследованы.

В настоящей работе исследуются электрические свойства монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0; 0,0025; 0,005; 0,01; 0,02; 0,04$) в интервале температур $77\div 300\text{K}$. Монокристаллы выращивались методом Бриджмена [3] из особо чистых элементов, взятых в стехиометрическом соотношении. Технологические параметры синтеза и выращивания монокристаллов определены экспериментально. Монокристалличность и однофаз-

ность слитков подтверждены рентгеновским методом. Диаметр и длина выращенных слитков составляли ~ 14 и ~ 25 мм, соответственно. Однородность слитков проверялась измерением распределения электрического потенциала вдоль слитка. Длина участка слитка однородного по электрическим свойствам достигала ~ 19 мм. Из однородной части слитков монокристаллов на электроискровой установке были вырезаны для измерений образцы в виде параллелепипедов размерами $3\times 6\times 12\text{мм}$. Удаление нарушенного слоя, образующегося на торцах боковых поверхностей образцов при резке, осуществлялось химическим травлением. Электрические параметры (электропроводность σ , коэффициенты Холла R и термоэдс α) измеряли при постоянном токе зондовым методом вдоль длины образца (слитка).

Зависимости электропроводности σ и коэффициента термоэдс от концентрации Mn и температуры представлены на Рис.1-3. Видно, что коэффициент термоэдс при 77 и 300 К растет с повышением концентрации марганца, образуя максимум, затем уменьшается. При этом значения α при 77 и 300 К для образцов, содержащих атомы Mn, всегда больше, чем для SnTe. Зависимости электропроводности образцов при 77 и 300 К от содержания Mn примерно такие же, как и

для коэффициента термоэдс: в начале (до $x=0,005$) с ростом концентрации Мп в образце σ растет, а затем уменьшается. На кривой температурной зависимости α образца SnTe при ~ 180 К наблюдается мини-

мум, который с ростом концентрации Мп сдвигается в сторону низких температур. При больших концентрациях Мп коэффициент термоэдс монотонно возрастает с увеличением температуры.

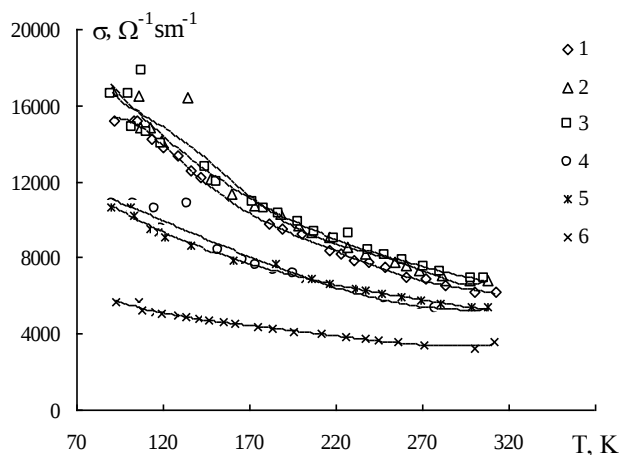


Рис. 1

Зависимости электропроводности (σ) монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ от температуры. Кривые 1-6 соответствуют образцам с $x = 0; 0,0025; 0,005; 0,01; 0,02; 0,04$.

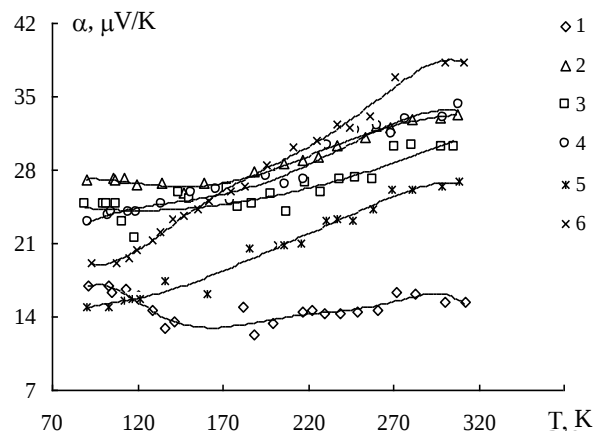


Рис. 2

Зависимости коэффициента термо-э.д.с. (α) монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ от температуры. Обозначения те же, что и на Рис. 1.

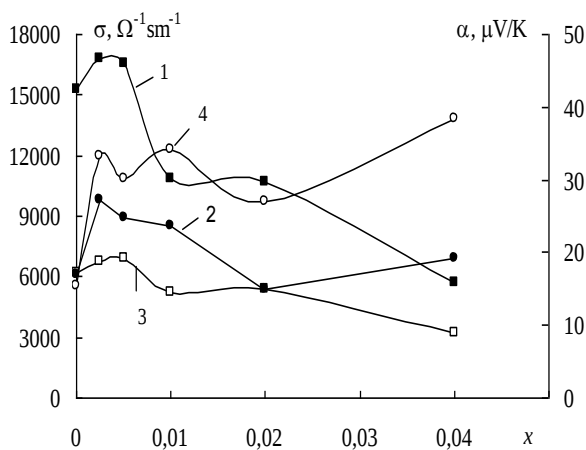


Рис. 3

Зависимости электропроводности (1, 3), коэффициента термо-э.д.с. (2, 4) монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ от концентрации марганца при 77 К (кривые 1, 2) и 300 К (кривые 3, 4).

Температурная зависимость электропроводности для всех образцов имеет металлический характер.

Коэффициент Холла для всех образцов с температурой меняется незначительно. Концентрация дырок в образцах, определяемая из постоянной Холла при ~ 77 К ($p = \frac{1}{eR}$), составляет $\sim (2,9-3,1) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

В [2] показано, что данные температурных зависимостей электропроводности, коэффициента термоэдс и постоянной Холла в приготовленных методом горячей пресовки образцах SnTe, удастся объяснить моделью двух валентных зон, разделенных зазором при наличии межзонного рассеяния.

Если принимать, что при температурах жидкого азота все носители сосредоточены в зоне легких дырок и межзонное рассеяние не сказывается, то для определения параметров зонной структуры образцов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ можно пользоваться теорией для полупроводника с одним типом носителей тока. В этом случае эффективная масса носителей может быть вычислена по формуле [2].

$$m^* = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{3/2} \frac{\pi^2 p^{2/3}}{kT} \left(\alpha - \frac{Q}{R\sigma}\right) \frac{e}{k} \quad (1)$$

где Q - коэффициент поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена (Н-Э). При вычислениях m^* нами использовались соответствующие данные Q , приведенные в [2].

Рассчитанные по формуле (1) эффективные массы легких дырок для образцов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ составляли $\sim 0,40 \div 0,45 m_0$, что согласуется с данными [2]. Эффективная масса тяжелых дырок при $p = 1,6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ составляет $\sim 3,3 m$ [2].

Для объяснения концентрационной и температурной зависимостей электрических параметров SnTe была предложена модель сложной структуры валентной зоны. Экспериментальные данные в основном согласуются с моделью двух валентных зон, разделенных энергетическим зазором $\Delta\varepsilon$ без перекрытия с зоной проводимости. В [2] показано, что аномалии в электрических свойствах можно объяснить на основе модели двух валентных зон при наличии межзонного рассеяния. Рассчитано значение энергетического зазора между двумя валентными зонами и установлено, что с ростом температуры $\Delta\varepsilon$ меняется согласно

$$\frac{d\Delta\varepsilon}{dT} = - (2-3) \cdot 10^{-4} \text{ В/град.}$$

Экспериментальные данные, представленные на Рис.1-3, нами объясняются на основе двух валентных зон. Принимается, что с ростом температуры за счет смещения края второй зоны вклад тяжелых дырок в проводимость растет, и поэтому происходит рост коэффициента термоэдс.

Малые концентрации марганца, распределяясь в кристаллах как примесные атомы, приводят к росту концентрации дырок и, соответственно, электропроводности. При концентрациях марганца больше $x=0,005$ происходит замещение ими атомов олова. Так как соединение SnTe кристаллизуется с вакансиями в подрешетке олова,

введенные атомы Mn , в первую очередь, будут размещаться в этих вакансиях. Это приведет к уменьшению вакансий, т.е. концентрации дырок и электропроводности. Как и в случае $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [4] в $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с ростом концентрации Mn зона легких дырок приближается к зоне тяжелых дырок. Поэтому с ростом концентрации марганца в составе $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ вклад тяжелых дырок в электропроводность и термоэдс увеличивается. Это приводит к росту коэффициента термоэдс и уменьшению электропроводности.

Таким образом, температурные и концентрационные зависимости электрических параметров монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ удовлетворительно объясняются моделью двух валентных зон, разделанных энергетическим зазором. При этом с ростом температуры и концентрации марганца в составе зона легких дырок приближается к зоне тяжелых дырок, и вклад последних в электрические параметры увеличивается.

1. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимова, И.А.Смирнов. *Методы исследования полупроводников в применении халькогенидам свинца PbTe , PbSe , PbS* . М.:Наука, (1968) 384.
2. В.И.Кайданов, И.А.Черник, Б.А.Ефимова. *Исследование зонной структуры и механизма рассеяния носителей тока в теллуриде олова, ФТП, 1* (1967), 869-879.
3. З.Ф.Агаев, Э.М.Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов. *Выращивание и электрические свойства кристаллов твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, Неорган.материалы, 39* (2003) 543-545.
4. Б.А.Акимов, Н.А.Львова, Л.И.Рябова. *Кинетика фотопроводимости в твердых растворах $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(\text{In})$ при изменении их состава, ФТП, 30* (1996) 1647-1652.
5. Г.З.Багиева, Г.Д.Абдинова, Н.Б.Мустафаев, Д.Ш.Абдинов. *Электрические свойства монокристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с избытком теллура, ФТП, 47* (2013) 289-292.
6. Г.З.Багиева, Г.Д.Абдинова, Н.Б.Мустафаев, Д.Ш.Абдинов. *Влияние отжига на электрические свойства монокристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с избытком теллура, ФТП, 48* (2014) 149-151.

Sn_{1-x}Mn_xTe MONOKRISTALLARININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

G.Z. BAĞIYEVA, N.B. MUSTAFAYEV, D.Ş. ABDİNOV

Sn_{1-x}Mn_xTe monokristalları göyərdilmiş və onların elektrikkeçiriciliyi, termoehtq və Holl əmsalları 77÷300 K intervalında tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, bu xassələrin temperatur və manganın konsentrasiyasından asılılıqları iki valent zonası modeli ilə izah oluna bilər.

ELECTRICAL PROPERTIES OF SINGLE CRYSTALS Sn_{1-x}Mn_xTe

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

The single crystals Sn_{1-x}Mn_xTe have been grown and their electrical properties in the temperature range 77÷300K have been studied. It has been shown that the dependence of the electrical parameters of the temperature and the concentration of manganese satisfactorily explained by the model of two valence bands.

Редактор: проф. С.И.Мехтиева

УДК 621.382.822

**СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК CdS,
ОСАЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИМ СПОСОБОМ**

**Ш.О.ЭМИНОВ, Э.К.ГУСЕЙНОВ, Х.Д.ДЖАЛИЛОВА, Н.Д.ИСМАЙЛОВ,
А.А.РАДЖАБЛИ, Г.Х.МАМЕДОВА, Д.А.ГУЛИЕВ**

Институт физики НАН Азербайджана

AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 131

shikhamirem@gmail.com

Поступила: 10.12.2014

Принята к печати: 24.01.2015

РЕФЕРАТ

Тонкие пленки CdS были осаждены электрохимическим способом из раствора, состоящего из 0.055М CdCl₂ и 0.19М серы, растворенных в диметилсульфоксиде, на стеклянные подложки, покрытые ИТО. Проведены исследования оптических свойств пленок и получены их EDX спектры для определения химического состава. СЭМ изображения подтверждают однородность морфологии поверхности пленок, а EDX анализ указывает на стехиометричность содержания Cd и S в пленках. Ширина запрещенной зоны CdS, определенная из оптических измерений, составляет 2.42eV.

Ключевые слова: солнечные элементы, тонкие пленки, электроосаждение, диметилсульфоксид, CdS, оптическое пропускание

ВВЕДЕНИЕ

Солнечная энергия является наиболее мощным источником энергии. Эффективность современных кремниевых солнечных ячеек представителей первого поколения достигает 22,5%. Хотя высокоэффективные ячейки и изготавливаются в лабораторных условиях, однако их практическое применение ограничено высокой себестоимостью производства и очистки этих материалов. Солнечные ячейки второго поколения основаны на тонких пленках различных полупроводниковых материалов. Солнечные ячейки, основанные на гетеропереходах CdS/CdTe или CdS/CuInSe (CIS), вызывают наибольший интерес из-за их высокой эффективности и низкой себестоимости. В этих ячейках CdS ($E_g=2,42\text{эВ}$) используется в качестве окна, а CdTe и CuInSe-в качестве поглощающих слоев. К настоящему времени наибольшая эффективность, достигнутая в солнечных ячейках на основе CdS/CdTe, составляет 16,5%, которая очень близка к теоретическому пределу 17,5%. Обратная структура, типа

стекло /ИТО/CdS/CIS/Mo, называемая “back wall structure”, также разработана рядом исследователей и эффективность такой структуры, полученной технологией распыления составляет 5%, а с использованием “co-evaporation” эффективность составляет 8%. Дальнейшее улучшение эффективности преобразования по сравнению с традиционными фотовольтаическими устройствами возможно путем управления оптическими и электрическими свойствами оконного и поглощающего материалов с использованием наноматериалов. Таким образом, CdS является ключевым элементом в солнечных преобразователях. В последние десятилетия прилагаются большие усилия для разработки и исследования высококачественных тонких пленок на основе CdS. Для этого используются различные технологические методы изготовления: химическое осаждение, осаждение из метало-органики, вакуумное осаждение, а также электроосаждение. В настоящей работе представлены результаты исследования тонких пленок CdS, электрохимически осажденных из

безводных растворов на основе диметилсульфоксида на подложки ИТО-стекло, и исследования их свойств различными методами: EDX, SEM и оптической спектроскопии. Выбор метода электрохимического осаждения обусловлен тем, что он позволяет производить осаждение на большие поверхности, а также из-за возможности производить процессы при низких температурах, гибкости управления свойствами, а также низкой себестоимости.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Электрохимическое осаждение было проведено в двухэлектродной ячейке с объемом 150ml, снабженной датчиком температуры, электронагревателем и магнитной мешалкой. Оптическое стекло, покрытое прозрачным электропроводящим слоем оксид индия-олова (ИТО), нанесенным вакуумным магнетронным распылением, было использовано в качестве рабочего электрода. Электролит для осаждения пленок CdS был составлен из безводного раствора, содержащего 0.055M CdCl_2 и 0.19M элементарной серы, растворенной в 50мл диметилсульфоксида (DMSO) при $110\div 120^\circ\text{C}$. Полное растворение серы происходило при температуре 150°C в течение 1 часа. Электроизолирующая лента (марки 3М) была наклеена поперек ИТО образца на границе раздела области контакта воздуха с раствором перед тем как опустить образец в раствор. Это было сделано из-за того, что мы обнаружили прогорание этой области во время процесса осаждения, так как она электрохимически очень активна и сильно нагревается во время приложения напряжения, что приводит в результате к разрыву электрического контакта с остальной частью образца. Подложка стекло-ИТО была установлена вертикально внутри ячейки с раствором. Осаждение проводилось в течение 10-100 сек при плотности тока $j=15\text{ mA/cm}^2$. После окончания осаждения подложка извлекалась из ячейки и высушивалась в потоке сухого азота. Осушенный образец промывался в ацетоне с целью устранения остатков серы и затем окончательно высушивался в потоке азота. Затем образцы опускались в раствор

CdCl_2 в метаноле, после чего отжигались на воздухе при 400°C в течении 10 мин. с целью рекристаллизации CdS и очистки пленок от излишков серы, а также для подготовки поверхности пленок, на которые в дальнейшем предполагается осаждение CdTe.

Морфология поверхности изучалась с помощью сканирующего электронного микроскопа (JEOL model). Химический состав пленок исследовался с помощью энергодисперсионного рентгеновского анализатора марки Bruker Nano GmbH, Berlin. Оптические свойства пленок с разными толщинами исследовались посредством измерения спектров оптического пропускания при комнатной температуре в области энергии от 1.0 до 4.0 eV ; SEM и EDX исследования проводились во Франции (IRDEP), а оптические измерения в институте Физики НАН Азербайджана.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Толщины выращенных пленок находились в пределах от 6нм до 1.5 мкм , в зависимости от температуры и длительности процесса осаждения. Оптическая микрофотография пленок CdS показана на Рис.1, а SEM изображения представлены на Рис.2.

Таблица 1

Данные EDX спектра

Elements	Series	[wt.%]	[at.%]
cadmium	L-series	72.38	39.14
carbone	K-series	0.00	0.00
oxygene	K-series	4.84	18.39
silicium	K-series	0.14	0.30
soufre	K-series	19.63	37.22
chlore	K-series	2.83	4.86
indium	L-series	0.17	0.09
Total:		100.00	100.00



Рис.1.

Оптическая микрофотография выращенных пленок CdS.

Как видно из фотографии, пленки имеют мелкозернистую морфологию с диаметром зерен $1.5\div 2\text{ мкм}$. На относительно толстых пленках видна сеть глубоких трещин, обусловленных, по-видимому, механическими напряжениями на границе раздела подложка-пленка. EDX спектр показан на Рис. 3, а химический состав более подробно представлен в Таблице 1

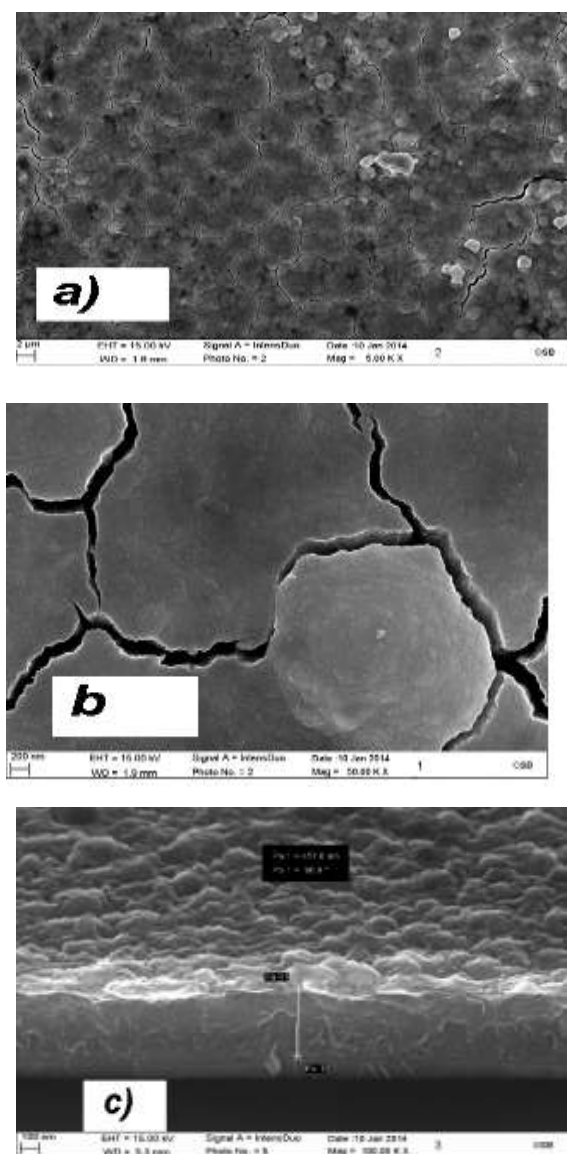


Рис.2

SEM изображение тонких пленок CdS:
а) увеличенное в 5×10^3 ; б) 1×10^5 ;
с) изображение поперечного сечения пленок.

На Рис.3 отчетливо видны 6 пиков спектра, соответствующие сериям Cd, S, O, Si, Cl и In. Сравнивая интенсивности пиков Cd (39%) и S (37.22at%) мы можем

заключить, что содержание CdS и S приблизительно одинаковы, что позволяет судить о стехиометричности состава CdS. По-видимому, присутствие Cl (4,86at%) обусловлено использованием CdCl_2 в качестве компонента раствора. Наличие Si связано с тем, что использовалась стеклянная подложка, а присутствие пика In (0,1%) свидетельствует о наличии ИТО. Спектр указывает на присутствие кислорода ($18\div 20\%$), процентное содержание которого является довольно высоким и приводит к повышенному сопротивлению материала. В дальнейшем планируется снижение концентрации кислорода путем барботирования раствора газообразным азотом в процессе осаждения. Согласно [13], процесс формирования CdS является результатом непрерывного электрохимического восстановления $\text{S}_2\text{O}_3^{2-}$, которое можно выразить посредством химической реакции:

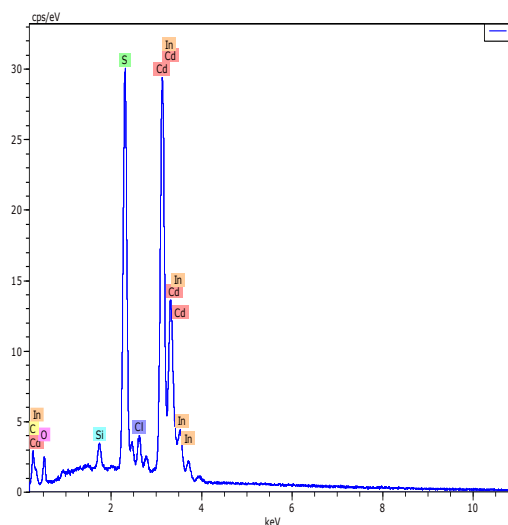
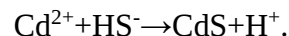
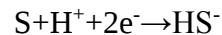
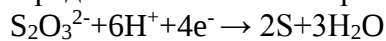


Рис.3

EDX спектры пленок CdS, осажденных на подложку стекло/ИТО.

Спектр поглощения системы стекло-ИТО-подложка, а также тонких пленок CdS с различными толщинами и временами роста пленок: $d=6\text{ нм}$, $t=20\text{ сек.}$; $d=2\div 30\text{ нм}$,

$t=50$ сек. и $d=3\div 43$ нм, $t=40$ сек., показан на Рис.4. Ширина запрещенной зоны пленок, рассчитанной с помощью формулы Тауца, $E_g=2.42$ эВ совпадает с данными из [8].

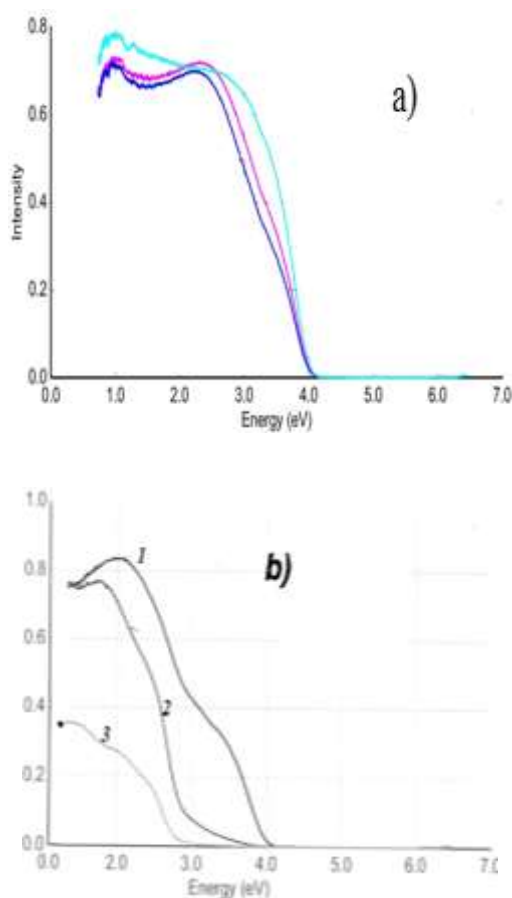


Рис.4

Спектры оптического пропускания: а) для системы подложки (стекло/ITO), б- для пленок CdS с различными толщинами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тонкие пленки CdS стехиометрического состава были осаждены электрохимическим способом из безводного раствора, состоящего из 0.055М CdCl₂ и 0.19М серы, растворенных в диметилсульфоксиде при 110÷120° С на стеклянные подложки, покрытые SnO₂ (ITO). Проведены исследования оптических свойств пленок, а также получены их EDX спектры для определения химического состава. СЭМ изображения подтверждают однородность морфологии поверхности пленок, а EDX анализ указывает на стехиометричность содержа-

ния Cd и S в пленках. Ширина запрещенной зоны CdS, определенная из оптических измерений, составляет 2.4эВ.

1. T.S.Ravi. *Technology development for high-efficiency solar cells and modules using thin (<80μm) single-crystal silicon wafers produced by epitaxy*, Subcontract Report, (2013) NREL/SR-5200-58593.
2. L.Piao. *Heterojunctions and Schottky diodes on semiconductor nanowires for solar cells* (2010) Doctoral Dissertations.
3. A.H.Hochbaum, P.Yang. *Semiconductor nanowires for energy conversion*, Chem. Rev., **2** (2010) 527-546.
4. P.Jackson, et al. *New world record efficiency for Cu(In,Ga)Se₂ thin-film solar cells beyond 20%*. Prog. Photovolt Res. Appl., **19** (2011) 894-897.
5. ARomeo, M.Terheggen. *Development of Thin-film Cu(In,Ga)Se₂ and CdTe Solar Cells* Prog. Photovolt: Res. Appl., **12** (2004) 93–111.
6. A.Chirilă, P.Reinhard et al. *Potassium-induced surface modification of Cu(In,Ga)Se₂ thin films for high-efficiency solar cells*, Nature Materials, **12** (2013) 1107–1111.
7. P.Reinhard, et al. *Review of progress toward 20% efficiency flexible CIGS solar cells and manufacturing issues of solar modules*.IEEE J. Photovolt., **3** (2013) 572–580.
8. R.Asaba, K.Wakita, A.Kitano, Yong Gu Shim, N.Mamedov, A.Bayramov, E.Huseynov, I.Hasanov. *Structure and optical properties of CdS:O thin films*, Physica Status Solidi, **C10** (2013) 1098-1101.
9. S.Rajpal, V.Bandyopadhyay. *Structural and optical properties of CdS thin films grown by chemical bath deposition*, Journal of Nano and Electronic Phys., **5** (2013) 03021.
10. A.Hasnat, J.Podder. *Optical and electrical characteristics of pure CdS thin films for different thickness*, J. Bangladesh Academy of Science, **37** (2013) 33-41.
11. N.P.Klochko. *Electrodeposition kinetics, structure and optical properties of cadmium sulphide*, Functional Materials., **14** (2007) 195-199.
12. M.N.Mammadov, A.Sh.Aliyev, M.Elrouby. *Electrodeposition of cadmium sulphide*, Int. J. Thin Fil Sci. Tec. **1- 2** (2012) 43-53.
13. Lu C.Wang X., Xu J. et al. *Electrochemical modulation of electogenerated chemoluminescence of CdS nano-composit*, Electrochem. Commun., **10** (2008) 3749-3755.

ELEKTROKİMYƏVİ ÇÖKTURMƏ ÜSULU İLƏ ALINAN NAZİK CdS TƏBƏQƏLƏRİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Ş.O.EMİNOV, E.K.HÜSEYNOV, X.D.CƏLİLOVA, N.C.İSMAYILOV, Ə.Ə.RAJABLI, G.H.MƏMMƏDOVA, C.A.QULİYEV

Stexiometrik tərkibli CdS nazik təbəqələri SnO₂ (ITO)-şüşə altlıqları üzərində dimetil sulfoksid (DMSO)-də həll olunmuş 0.055M CdCl₂ və 0.19M kükürd məhlulundan 110-120°C də elektro-kimyəvi yolla çökdürülmüşdür. Təbəqələrin optik xassələri və kimyəvi tərkibi (EDX spektrləri) tədqiq olunmuşdur. Skan edilmiş elektron mikroskopu (SEM) vasitəsilə aparılmış tədqiqat CdS təbəqələrinin bircinsli morfologiyaya malik olmasını, EDX analiz isə, Cd və S tərkiblərinin stexiometrik olduğunu göstərmişdir. Optik buraxma spektrinin tədqiqatı göstərmişdir ki, CdS təbəqələrində qadağan olunmuş energetik zolağın eni 2.42eV-dir.

THE FEATURES OF ELECTROCHEMICALLY DEPOSITED CdS THIN FILMS

Sh.O.EMINOV, E.K.HUSEYNOV, KH.D.JALILOVA, N.J.ISMAILOV, A.A.RAJABLI, G.H.MAMEDOVA, J.A.GULIYEV

The stoichiometric CdS films have been successfully deposited on ITO glass substrate using electro-deposition technique from non-aqueous solution of 0.055M CdCl₂ and 0.19M elemental sulfur, dissolved in 50mL dimethyl sulfoxide (DMSO) at 110-120°C. The films have been characterized for optical properties and EDX composition. The SEM images have been shown uniform thin film CdS. EDX analyze has shown that the composition of Cd and S may considered to be stoichiometric. The optical band gap of as grown CdS films has been measured to be 2.42eV.

Редактор: проф. Д.Г.Араслы

УДК 544.344; 546.22; 538.958

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И КРАЙ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x = 0 \div 0,01$)

Н.З.ГАСАНОВ, Э.М.КЕРИМОВА, Ф.М.СЕИДОВ, Ю.Г.АСАДОВ, К.М.ГУСЕЙНОВА,
С.Г.ДЖАФАРОВА*

*Институт физики НАН Азербайджана,
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
Гянджинский Государственный Университет*
AZ 2000, г. Гянджа, пр. Алиева, 159
ngasanov@yandex.ru,*

Поступила: 12.12.2014
Принята к печати: 24.01.2015

Ключевые слова: халькогениды, твердые растворы, экситон.

РЕФЕРАТ

Синтезированы твердые растворы $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0$; 0,001; 0,005; 0,01), проведен их рентгенографический анализ и вычислены параметры кристаллической решетки. Для исследования их оптических свойств выращены совершенные монокристаллы. Установлена экситонная структура края оптического поглощения данных кристаллов, изучена зависимость экситонного пика от состава и температуры.

ВВЕДЕНИЕ

Тройные таллиевые халькогениды с элементами III^B подгруппы (In, Ga), а также редкоземельными элементами (Yb, Sm, Er, Dy) являются представителями нового класса полупроводниковых материалов [1-15]. В работах [2,4] изучено взаимодействие TlInS_2 с TlErS_2 и установлено, что при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $\text{Tl}_2\text{InErS}_4$ с конгруэнтным плавлением, а также твердые растворы на основе TlInS_2 . При комнатной температуре твердые растворы на основе TlInS_2 простираются до 8мол% TlErS_2 , а на основе TlErS_2 до 2мол% TlInS_2 . Координаты эвтектических точек соответствуют 12,5мол% TlErS_2 , и 973K, 55мол% TlErS_2 и 1673K, соответственно.

В настоящей работе синтезированы твердые растворы $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x = 0$; 0,001; 0,005; 0,01), проведен их рентгенографический анализ, выращены совершенные монокристаллы и исследованы их оптические свойства на краю поглощения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Образцы системы TlInS_2 - TlErS_2 получены прямым сплавлением элементов высокой чистоты в кварцевых ампулах, вакуумированных до $1,3 \cdot 10^{-2}$ Па. Температура печи поднималась со скоростью 5K/мин до 1120K, при этой температуре ампула выдерживалась в течение 8-9 часов, а затем медленно охлаждалась до температуры отжига, производимого при температуре 770K в течение 240 часов.

Для установления индивидуальности каждого состава и определения параметров кристаллической решетки синтезированных твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0$; 0,001; 0,005; 0,01) был проведен рентгенографический анализ на автодифрактометре типа D8-ADVANCE (CuK_α -излучение, $\lambda=1,5418\text{\AA}$, фильтр -Ni, режим: 35кВ, 10мА).

При исследовании однофазности синтезированных химических составов рентгенографический анализ является совершенно незаменимым. Если в синтезированном составе участвуют различные фазы, то каждая

фаза характеризуется своей рентгенограммой, т.е. дифракционными отражениями с соответствующими наборами межплоскостных расстояний и интенсивностей соответствующих отражений. Основные преимущества рентгенографического анализа заключаются, бесспорно, в том, что исследуется само твердое тело в неизменном состоянии и результатом анализа является непосредственно определение вещества или его составляющих. Преимуществом этого анализа является еще и то, что для него требуется небольшое количество вещества, которое к тому же не нарушается при аналитической операции.

Для исследования оптических свойств твердых растворов $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0; 0,001; 0,005; 0,01$) нами были получены их монокристаллы, выращенные видоизмененным методом Бриджмена-Стокбаргера в специально изготовленных ампулах из плавленого кварца. Внутренние стенки ампулы были покрыты слоем графита. Ампулы помещали в вертикальную двухзонную печь. Равновесную температуру в верхней высокотемпературной зоне устанавливали на 25-30K выше температуры плавления ($T_{пл}$) вещества, а температура низкотемпературной зоны была на 30-40K ниже $T_{пл}$. Между этими двумя зонами имелась переходная зона с градиентом температуры $\sim 20K/cm$. Ампула с веществом с помощью специального механизма вводилась вдоль оси трубчатой печи в верхнюю высокотемпературную зону и после 15-20-часовой стабилизации режима перемещалась вниз со скоростью 0,8мм/час. За 7-8 дней ампула с веществом, полностью пройдя через переходную зону кристаллизации, оказывалась в низкотемпературной зоне. Затем температуры обеих зон медленно (2-3 суток) понижались до комнатной. Полученные таким образом монокристаллические слитки составов $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0,001; 0,005; 0,01$) представляли собой хорошо выраженный слоистый кристалл, как и $TlInS_2$.

Образцы для изучения спектров оптического поглощения монокристаллов $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ скалывались от монокристалли-

ческого слитка и имели форму тонких пластинок с толщиной 15÷100мкм. Свет направлялся на образцы перпендикулярно слоям (параллельно кристаллографической оси c). Исследования температурных зависимостей спектров оптического пропускания проводились при помощи азотного криостата с возможностью стабилизации температуры в интервале 77÷300K (точность стабилизации составляла $\pm 0,5K$). В качестве монохроматора использовался МДР-6, приемника излучения ФЭУ-100. Разрешение установки было $\sim 2\text{\AA}$.

Для вычисления коэффициента оптического поглощения α в интервале от 1 до $10^5 cm^{-1}$ мы использовали данные измерений интенсивности светового пучка, прошедшего через образцы различных толщин, причем для охвата всего интервала пришлось разбивать его на 3 участка и учитывать измерения пропускания трех пар образцов соответствующих толщин для каждого исследуемого состава твердого раствора $TlIn_{1-x}Er_xS_2$. При этом для каждого участка α вычислялся по формуле $\alpha = 1/(d_2 - d_1) \times \ln(I_1/I_2)$, где d_1 и d_2 – толщины образцов, а I_1 и I_2 – интенсивности прошедшего через них света. Поскольку величина αd была больше единицы для каждого образца и соответствующего участка, интерференция световых пучков, проходящего и отраженного от задней поверхности кристаллической пластинки, была очень слабой и нами не наблюдалась.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты дифрактограмм твердых растворов $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x = 0; 0,001; 0,005; 0,01$) показали, что частичная замена катионов индия на катионы эрбия не приводит к существенным изменениям в структуре кристалла $TlInS_2$. Все изученные составы имеют гексагональную сингонию, как и $TlInS_2$. Расчет дифрактограммы одного из синтезированных составов, $TlIn_{0,99}Er_{0,01}S_2$, представлен в Таблице 1. Параметры кристаллической решетки твердых растворов $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0; 0,001; 0,005; 0,01$) приведены в Табли-

це 2. С ростом концентрации атомов эрбия параметры элементарных ячеек твердых растворов увеличиваются аддитивно. Это связано с тем, что в кристаллической решетке TlInS_2 трехвалентные ионы индия замещаются ионами эрбия, обладающими немного большим ионным радиусом. Такое замещение влияет в основном на физические свойства полученных твердых растворов.

Таблица 1

Расчет дифрактограммы кристалла $\text{TlIn}_{0,99}\text{Er}_{0,01}\text{S}_2$.

№	$\text{TlIn}_{0,99}\text{Er}_{0,01}\text{S}_2$			
	θ	I/I_0	$d_{\text{эксп}}, \text{\AA}$	hkl
1	$11^\circ 50'$	50	7,516	002
2	$23^\circ 05'$	20	3,758	004
3	$23^\circ 50'$	100	3,344	100
4	$25^\circ 50'$	30	3,436	101
5	$31^\circ 00'$	20	2,869	103
6	$35^\circ 40'$	5	2,505	006
7	$37^\circ 30'$	10	2,415	104
8	$42^\circ 10'$	15	2,147	007
9	$45^\circ 00'$	5	2,004	106
10	$47^\circ 00'$	20	1,933	110
11	$48^\circ 40'$	60	1,879	008
12	$51^\circ 30'$	15	1,771	113
13	$53^\circ 20'$	10	1,705	114
14	$54^\circ 30'$	15	1,672	200
15	$57^\circ 30'$	10	1,602	115
16	$62^\circ 00'$	5	1,503	0.0.10
17	$65^\circ 00'$	5	1,432	205
18	$68^\circ 30'$	5	1,369	206

Таблица 2

Параметры решетки кристаллов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x = 0; 0,001; 0,005; 0,01$).

Состав	a, $\text{\AA}$	c, $\text{\AA}$	z	Простр. группа
TlInS_2	3,830	14,880	2	$P6_3/\text{mmc}$
$\text{TlIn}_{0,999}\text{Er}_{0,001}\text{S}_2$	3,837	14,980	2	$P6_3/\text{mmc}$
$\text{TlIn}_{0,995}\text{Er}_{0,005}\text{S}_2$	3,852	15,017	2	$P6_3/\text{mmc}$
$\text{TlIn}_{0,99}\text{Er}_{0,01}\text{S}_2$	3,861	15,030	2	$P6_3/\text{mmc}$

Оптические измерения показали, что структура края поглощения монокристаллов TlInS_2 и $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0,001; 0,005; 0,01$) оказалась схожей и формировалась прямыми межзонными переходами с образованием экситонов. Концентрация эрбия оказывает

влияние на энергетическое положение этих переходов. Например, при $T=120\text{K}$ в $\text{TlIn}_{0,99}\text{Er}_{0,01}\text{S}_2$ экситонный пик ($n=1$) смещен на 25мэВ в низкоэнергетическую сторону сравнительно с TlInS_2 . На Рис.1 приведены зависимости коэффициента оптического поглощения α от энергии фотонов для всех исследованных составов при температуре 120K . Видно, что для твердых растворов имеет место закономерное сужение запрещенной зоны (зависимость близка к линейной) и уширение экситонной полосы по мере возрастания концентрации замещающих атомов Er.

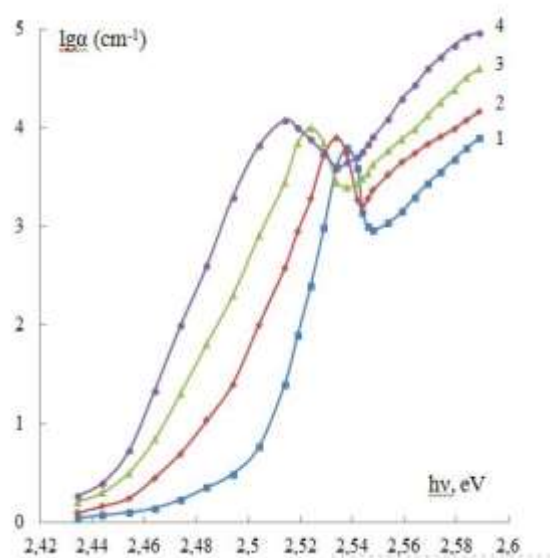


Рис.1.

Спектры коэффициента поглощения α в монокристаллах TlInS_2 (1), $\text{TlIn}_{0,999}\text{Er}_{0,001}\text{S}_2$ (2), $\text{TlIn}_{0,995}\text{Er}_{0,005}\text{S}_2$ (3), $\text{TlIn}_{0,99}\text{Er}_{0,01}\text{S}_2$ (4) при $T=120\text{K}$.

Исследование температурных зависимостей спектров поглощения в интервале $80\div 200\text{K}$ показало, что для всех изученных составов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ с повышением температуры пик экситонного поглощения смещается в сторону длинных волн, так же, как и для TlInS_2 . Если принять во внимание слабую зависимость от температуры энергии связи экситона, это говорит об уменьшении ширины запрещенной зоны твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ с повышением температуры. На Рис.2 представлены температурные зависимости энергетического положения

максимума экситонной полосы на краю поглощения в монокристаллах $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$. Выше температуры 200К экситонный пик вырождается в ступеньку и затем исчезает. Средний коэффициент температурного сдвига ширины запрещенной зоны в TlInS_2 в

области 80÷240К составляет $\partial E_g/\partial T = -5,6 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. В результате частичного замещения ионов индия в TlInS_2 ионами эрбия коэффициент температурного сдвига незначительно уменьшается, в частности, для $\text{TlIn}_{0,99}\text{Er}_{0,01}\text{S}_2$ $\partial E_g/\partial T = -5,4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

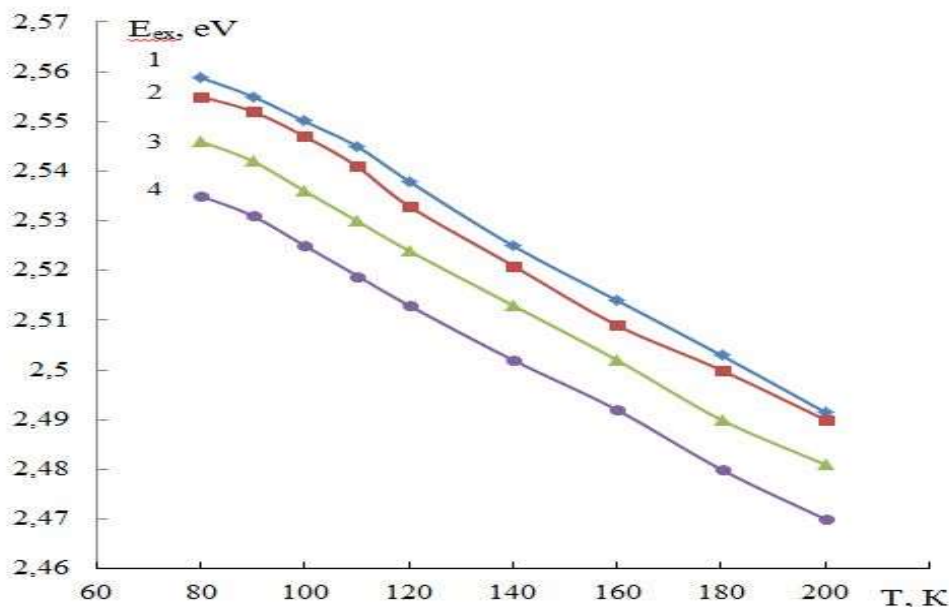


Рис.2.

Температурная зависимость энергетического положения максимума экситонной полосы поглощения в монокристаллах TlInS_2 (1), $\text{TlIn}_{0,999}\text{Er}_{0,001}\text{S}_2$ (2), $\text{TlIn}_{0,995}\text{Er}_{0,005}\text{S}_2$ (3), $\text{TlIn}_{0,99}\text{Er}_{0,01}\text{S}_2$ (4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При помощи рентгенографического анализа вычислены параметры кристаллической решетки синтезированных твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x = 0; 0,001; 0,005;$

$0,01$). Оптические исследования монокристаллов этих соединений позволили установить экситонную структуру их края поглощения, определить зависимость положения экситонного пика от температуры и состава твердых растворов.

1. S.Kabre, M.Julien-Pouzol, M.Guittard. *Etude cristallographique des combinaisons ternaires formées par le thallium, les terres rares et le soufre, le selenium ou le tellure, le long des binaires $\text{Tl}_2\text{X}-\text{L}_2\text{X}_3$* , Bull. Soc. Chim. France, **9-10** (1974) 1881-1886.
2. С.Х.Агаева, М.Х.Алиева, Э.М.Годжаев. *Твердые растворы $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$, Неорган. материалы*, **29** (1993) 181-182.
3. M.Duczmal, L.Pawlak. *Magnetic properties of TlLnS_2 compounds ($\text{Ln}=\text{Nd}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Er}$ and Yb)*, J.Alloys Comp., **209** (1994) 271-274.
4. С.Х.Агаева. *Физико-химические свойства $\text{TlInS}_2-\text{TlErS}_2$ и оптическое поглощение монокристаллов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0,001; 0,01; 0,04$)*, Сб. тезисов V Респ. Науч. Конф. Физико-химический анализ и неорганическое материаловедение, Баку, (1999) 68.
5. M.Duczmal, L.Pawlak, S.Pokrzywnicki. *Magnetic properties of layer-type compounds TlGdS_2 and TlGdSe_2* , Acta Physica Polonica A, **97** (2000) 839-842.

6. E.M.Kerimova, S.N.Mustafaeva, Yu.G.Asadov, R.N.Kerimov. *Synthesis, growth and properties of $TlGa_{1-x}Yb_xS_2$ crystals*, *Crystallography Reports*, **50** (2005) 122–123.
7. С.Н.Мустафаева. *Фотоэлектрические и рентгендозиметрические свойства монокристаллов $TlGaS_2<Yb>$* , *ФТТ*, **47** (2005) 1937–1940.
8. F.M.Seyidov, E.M.Kerimova, N.Z.Gasanov, Sh.D.Alizade. *Interaction of $TlInS_2$ with $TlYbS_2$ and electric, thermal properties of crystals $(TlInS_2)_{1-x}(TlYbS_2)_x$ ($x=0\div0,12$)*, *Book of Abstracts 16-th Intern. Conf. on Ternary and Multinary Compounds, Sept.15-19, Tech. Univ. Berlin, Germany*, (2008) ID 93.
9. Э.М.Керимова, Р.Г.Велиев, Мир-Гасан.Ю.Сеидов, Н.З.Гасанов, Ф.М.Сеидов, Р.З.Садыхов, А.А.Исаева. *Фазовые соотношения и магнетодиелектрические свойства фаз в системах $TlInS_2-TlFeS_2$, $TlInS_2-TlFeSe_2$* , *Сб. Докл. Межд. Научной Конф. Актуальные проблемы физики твердого тела, ФТТ-2009, Минск*, **2** (2009) 130-132.
10. Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов. *Диаграмма состояния системы $TlSe-SmSe$ и свойства $TlSmX_2$ ($X=S, Se, Te$)*, *Неорган. материалы*, **46** (2010) 1-5.
11. Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов. *Фазовые равновесия в системе $TlInS_2-TlYbS_2$ и электрические свойства кристаллов Tl_2InYbS_4* , *Неорган. материалы*, **47** (2011) 1429-1432.
12. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов. *Диелектрические и оптические свойства монокристаллов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0; 0,001; 0,005$ и $0,01$)*, *Неорган. Материалы*, **49** (2013) 1271–1276.
13. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, Э.М.Керимова. *Влияние состава кристаллов $TlGa_{1-x}Er_xSe_2$ на их диелектрические характеристики и параметры локализованных состояний*, *ФТТ*, **55** (2013) 2346–2350.
14. А.М.Пашаев, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова. *Дисперсия диелектрических характеристик и электропроводности синтезированных твердых растворов $TlM_{1-x}Er_xX_2$ ($M=In; Ga; X=S; Se$) в радиочастотном диапазоне*, *Ученые записки Национальной Академии Авиации*, **15** (2013) 56-64.
15. А.М.Пашаев, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов. *Диелектрические и оптические свойства легированных редкоземельными элементами монокристаллов $TlInS_2$ и $TlInSe_2$* , *Ученые записки Национальной Академии Авиации*, **16** (2014) 29-37.

$TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x = 0\div0,01$) BƏRK MƏHLULLARIN RENTGENOQRAFİK ANALİZİ VƏ OPTİK UDULMA SƏRHƏDİ

N.Z.HƏSƏNOV, E.M.KƏRİMOVA, F.M.SEYİDOV, YU.G.ƏSƏDOV, K.M.HÜSEYNOVA

$TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x = 0; 0,001; 0,005; 0,01$) bərk məhlullarının sintezi və rentgenoqrafik analizi işlənilib, kristallik qəfəs parametrləri hesablanmışdır. Onların optik xassələrinin tədqiqi məqsədi ilə mükəmməl monokristalları alınmışdır.

Müəyyən olunub ki, bu kristalların optik udulma sərhədi eksitonla formalaşır, eksiton pikinin tərkibdən və temperaturdan asılılığı öyrənilmişdir.

X-RAY ANALYSIS AND OPTICAL ABSORPTION EDGE OF $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x = 0\div0,01$) SOLID SOLUTIONS

N.Z.GASANOV, E.M.KERIMOVA, F.M.SEYIDOV, YU.G.ASAOV, K.M.GUSEYNOVA

$TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x = 0; 0,001; 0,005; 0,01$) solid solutions have been synthesized. Their X-Ray analysis have been conducted and lattice parameters have been determined. Perfect single crystals have been grown in order to study their optical characteristics. The exciton structure of the optical absorption edge of given crystals has been determined, and exciton peak's dependence on composition and temperature has been studied.

Редактор: проф. Г.Х.Аджаров

УДК 621.315.592

**О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В
ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ при $0 \leq x \leq 0,10$**

Ф.Ф. АЛИЕВ¹, В.И.ЭМИНОВА¹, У.М.АГАЕВА², М.М.ЗАРБАЛИЕВ², Т.Ф.ЮСИФОВА³

*Институт Физики НАН Азербайджана¹
AZ 1143, г.Баку, пр. Г. Джавида, 131
Сумгаитский Государственный Университет²
AZ 5000, г. Сумгаит, кв.43
Мингечаурский Политехнический Институт³
AZ 374311, Г. Мингечаур, ул. Д.Алиева, 21
farzali@physics.ab.az; zarbaliyevmm51@mail.ru*

Поступила: 02.12.2014
Принята к печати: 24.01.2014

Ключевые слова: ширина запрещенной зоны, эффективная масса, приведенный химический потенциал, узкозонные полупроводники.

РЕФЕРАТ

Исследованы температурные зависимости электропроводности σ , коэффициента Холла R и коэффициента термо э.д.с. α в твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 0,10$) при $80 \div 1000$ К. По данным кинетических параметров определены эффективные массы электронов и дырок. Установлено, что, начиная с $x=0,05$, твердые растворы $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ относятся к узкозонным полупроводникам, обладающим высокими значениями матричного элемента взаимодействия.

В [1] показано, что в системе $TlInTe_2$ – $TlYbTe_2$ наблюдается область растворимости на основе $TlInTe_2$ до 10% $TlYbTe_2$ при комнатной температуре. Характерной особенностью кристаллов твердых растворов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ является наличие в их кристаллической решетке стехиометрических вакансий с высокой концентрацией (10^{18} – 10^{20} см⁻³) и связанных с ними локализованных состояний в запрещенной зоне [1-6], и эта величина растет с ростом мольной доли иттербия в составе твердых растворов. Образование твердых растворов приводит к изменениям электронной и решеточной подсистем кристалла, вызывая статическую деформацию решетки и возмущение электрон-фононного спектра. С ростом концентрации вакансий в твердом растворе среднее расстояние между атомами растворенного вещества $TlYbTe_2$ достигает значений, при которых межпримесное взаимодействие начинает вносить заметный вклад в энергию

кристалла растворителя $TlInTe_2$ [2], и это приводит к появлению принципиально новых свойств, не характерных для исходного материала. Так, при легировании $TlInTe_2$ некоторыми редкоземельными элементами (Gd, Pr, Nd, Eu, Dy, Yb) наблюдается эффект стабилизации уровня Ферми, когда его положение определяется только составом сплава и не зависит от концентрации легирующих примесей [1,3,7].

В работе [4] исследованы электрические свойства $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ при слабых и сильных электрических полях и авторы наблюдали переключение ВАХ. А в работе [5,6] исследованы температурные зависимости термо-э.д.с. и теплопроводности твердых растворов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ и показано, что в рассеянии фононов одновременно с U-процессами активную роль играют нормальные процессы и рассеяние на точечных дефектах. Авторы [1-4] так же показали, что образцы $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ обладают переключо-

чающими свойствами с электрической памятью и высокой термоэффективностью.

Несмотря на то, что исследованию электрических и тепловых свойств $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ посвящен ряд работ [1-6], в них не было изучено влияние иттербия на энергетический спектр носителей заряда. Данный вопрос представляет особый научный и практический интерес, так как переход от TlInTe_2 к $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ позволяет улучшить термоэлектрические свойства при температурах $T > 600\text{K}$ и создать термопары для термогенераторов в качестве р-ветви [8]. Изучению электронного спектра носителей заряда уделяется особое внимание для стабилизации работы термогенераторов [8]. Поэтому целью настоящей работы является изучение энергетического спектра носителей заряда в твердых растворах $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. В данной работе исследованы температурные зависимости электропроводности (σ), коэффициент Холла (R) и термо-э.д.с. (α) в твердых растворах $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ ($0 \leq x \leq 0,10$) при $80 \div 1000\text{K}$. Измерения σ , R и α проводились на образцах с омическими контактами при постоянном токе [4] в постоянных магнитных полях вплоть до 1200 А/м . Погрешность измерений не превышала 4-5%.

СИНТЕЗ ОБРАЗЦОВ

Синтез твердых растворов системы $\text{TlInTe}_2\text{--TlYbTe}_2$ проводился сплавлением исходных компонентов, взятых в стехиометрическом соотношении. Для синтеза использовались материалы чистотой 99,999÷99,992 масс.%. Согласно диаграмме состояния [1] незначительное отклонение от стехиометрии в ту или иную сторону может привести к получению гетерофазных образцов. Поэтому в шихту добавляли до 0,05масс.% теллура сверх стехиометрии.

Синтез проводили в откачанных до 10^{-2}Па и запаянных кварцевых ампулах в следующем режиме: температуру нагревателя, содержащего кварцевые ампулы с веществом, повышали со скоростью $20 \div 25\text{K/ч}$ до 750K . При этой температуре образцы вы-

держивали в течении $3 \div 4\text{ч}$, а затем нагревали до 1100K и выдерживали ещё 4ч , после гомогенизации в течение $25 \div 30\text{ч}$ при 1250K ампулу перемещали через зону с температурным градиентом 50 K/см со скоростью $2 \div 3\text{мм/ч}$.

Полученные слитки медленно охлаждали (2K/ч) до 1000K , а затем до 500K со скоростью 4K/ч , после чего печь выключали. В результате были получены монокристаллы и крупноблочные поликристаллы $\text{r-TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. Измерения проводились на поликристаллических образцах.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 приведены температурные зависимости электропроводности σ твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. Как видно из рисунка, зависимости $\sigma(T)$ для разных составов твердых растворов существенно отличаются друг от друга. Для исходного соединения TlInTe_2 собственная область проводимости начинается при температуре $T \sim 700\text{K}$, а в твердых растворах $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ по мере роста относительного содержания иттербия в составах собственная область смещается в сторону более высоких температур (Рис.1). Было выявлено, что по мере роста содержания относительного количества иттербия в составах твердых растворов E_{g_0} изменяется от $0,70\text{эВ}$ для исходного соединения TlInTe_2 и до $0,54\text{эВ}$ для $\text{TlIn}_{0,90}\text{Yb}_{0,10}\text{Te}_2$.

На Рис.2 и Рис.3 представлены температурные зависимости коэффициентов Холла R и термоэдс α в твердых растворах $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. Знаки обоих коэффициентов положительны и это свидетельствует о том, что проводимость полностью обеспечивается дырками.

Из Рис.2 видно, что при слабом замещении атомов In атомами Yb , коэффициент Холла уменьшается, и соответственно концентрация дырок увеличивается. На всех образцах при $T > 650\text{K}$ наблюдается область собственной проводимости.

$\sigma, \text{Om}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$

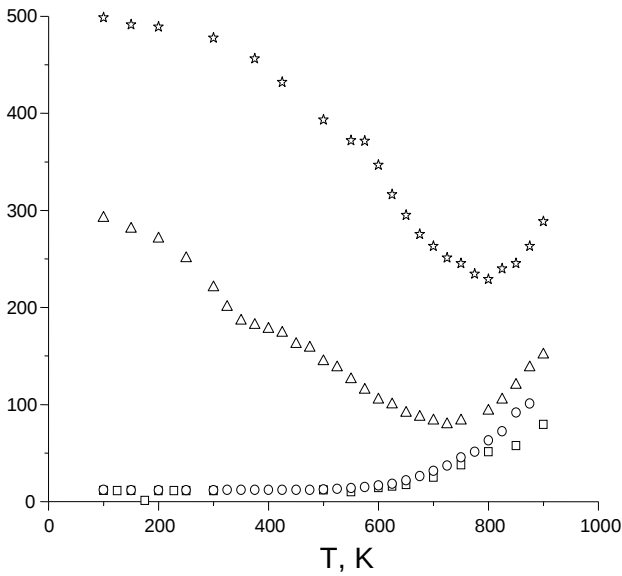


Рис.1

Температурные зависимости электропроводности в $\text{TIIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$; $\square$ - ($x=0$), $\circ$ - ($x=0.02$), Δ - ($x=0.05$), $*$ - ($x=0.10$).

$R, \text{cm}^3/\text{Cl}$

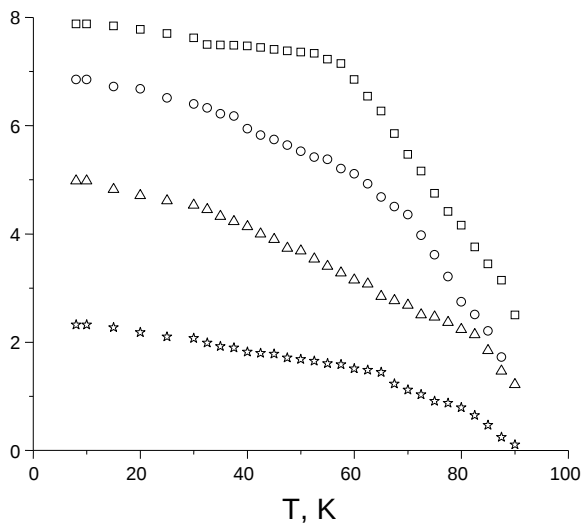


Рис.2

Температурные зависимости коэффициента Холла при $H=1200 \text{ A/m}$ в $\text{TIIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. Обозначения те же, что на Рис.1.

При дальнейшем увеличении относительного содержания Yb в составах, область собственной проводимости смещается в сторону более высоких температур. Данный факт наблюдается так же на температурной зависимости α , откуда видно, что до температуры $T \sim 650 \text{ K}$, $\alpha(T)$ линейно возрастает, а

при наступлении собственной области, медленно уменьшается.

$\alpha, \mu\text{V/K}$

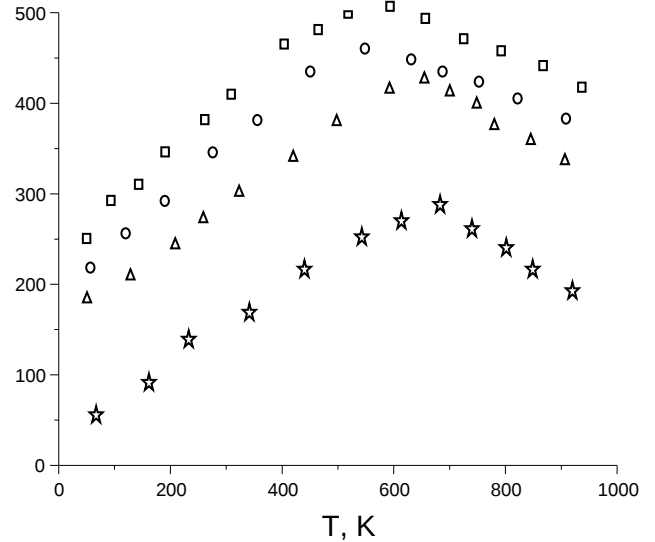


Рис.3

Температурные зависимости термоэдс в $\text{TIIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. Обозначения те же, что на Рис.1.

Из Рис.1-3 видно, что, начиная с $x \geq 0.05$ температурный ход σ и α имеет такой же характер, что и для узкозонных полупроводников [9].

В данных образцах слабая зависимость $R(T)$ и линейная зависимость $\alpha(T)$ до $T \sim 650 \text{ K}$ означает, что проводимость осуществляется одним типом (p-тип) носителей заряда, что и дает возможность определить эффективную массу дырок. В случае квадратичного закона дисперсии и для любой степени вырождения коэффициент термоэдс в классически сильном магнитном поле описывается соотношением [10]:

$$\alpha_{\infty} = -\frac{k}{e} \left[\frac{5}{3} \frac{F_{3/2}(\eta^*)}{F_{1/2}(\eta^*)} - \eta^* \right], \quad (1)$$

где η^* - приведенный химический потенциал, $F(\eta^*)$ - однопараметрический интеграл Ферми. Известно, что термоэдс при сильном магнитном поле выражается как $\alpha_{\infty} = \alpha + \Delta\alpha_{\infty}$, где $\Delta\alpha_{\infty}$ - магнитотермоэдс в классически

сильном магнитном поле. В узкозонных полупроводниках $\Delta\alpha_\infty$ составляет ~10-12% от величины α [11].

Коэффициент Холла в сильном магнитном поле (R_∞) определяется только концентрацией носителей заряда:

$$R_\infty = \frac{1}{e\mu} \cdot \quad (2)$$

В свою очередь концентрация носителей заряда описывается соотношением [10]:

$$n, p = 4\pi \left(\frac{2m_n^* m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} (F_{3/2}(\eta^*)), \quad (3)$$

где m_n^* и m_p^* - эффективные массы электронов и дырок. Из (3) по значениям p , T и η^* была определена эффективная масса дырок m_p^* .

Таблица

Зонные параметры и подвижности дырок в твердых растворах $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$

Образцы Параметры	T, K	E_{g_0} , eV	m_p^*	m_n^*	$\alpha_1 \cdot 10^{-4}$, $\text{eV} \cdot \text{K}^{-1}$	$p \cdot 10^8$, $\text{eV} \cdot \text{cm}$	μ_p , $\text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ ($T=100\text{K}$)	b
x=0	100	0.70	0.55	0.040	1.20	6.4	56	4,8
	300	0.66	0.53	0.040		6.2		
	500	0.64	0.53	0.040		6.0		
	600	0.63	0.52	0.039		6.0		
	700	0.62	0.51	0.037		5.9		
	800	0.60	0.51	0.036		5.9		
	900	0.59	0.50	0.035		5.9		
x=0,02	100	0.65	0.52	0.036	1.23	6.1	60	6.2
	300	0.62	0.52	0.035		6.0		
	500	0.60	0.51	0.035		5.9		
	600	0.59	0.50	0.034		5.8		
	700	0.57	0.48	0.033		5.7		
	800	0.56	0.47	0.032		5.7		
	900	0.55	0.46	0.031		5.7		
x=0,05	100	0.61	0.48	0.034	1.28	6.0	950	7.0
	300	0.58	0.48	0.033		5.8		
	500	0.56	0.46	0.031		5.7		
	600	0.54	0.45	0.030		5.6		
	700	0.53	0.45	0.029		5.6		
	800	0.52	0.43	0.028		5.5		
	900	0.50	0.41	0.027		5.4		
x=0,10	100	0.54	0.43	0.031	1.30	5.9	1100	8.1
	300	0.52	0.43	0.039		5.4		
	500	0.50	0.42	0.029		5.3		
	600	0.48	0.41	0.028		5.2		
	700	0.46	0.40	0.027		5.2		
	800	0.44	0.39	0.026		5.0		
	900	0.42	0.38	0.025		5.0		

Получено, что для всех образцов эффективная масса дырок в интервале температур 100÷650К почти не меняется. Это указывает на то, что валентная зона $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ подчиняется квадратичному закону дисперсии. Следует отметить, что до настоящего времени не был исследован энергетический спектр зоны проводимости в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$.

Используя значение эффективной массы дырок и полагая, что концентрация доноров $N_d=0$, по значению коэффициента Холла при $T \leq 700K$, находим концентрацию акцепторов $N_a \sim 1,2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (образец $x=0.05$) и температуру снятия вырождения дырконого газа при $T_{nd} \sim 760K$.

При $T \geq 700K$ вырождение дырок снимается и начинается собственная проводимость, о чем свидетельствуют экспериментальные кривые, приведенные на Рис.1-3. В области собственной проводимости величина собственной концентрации носителей заряда определяется из уравнения электронейтральности $N_a = p - n$ как:

$$n_i = 4,9 \times 10^{15} (m_n^* m_p^*)^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g/2kT), \quad (4)$$

где n_i в области собственной проводимости определяется из зависимостей $R(T)$ и $\sigma(T)$. Для двух типов носителей заряда $R(T)$ и $\sigma(T)$ в слабых магнитных полях определяются по следующим соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{1}{N_a e} \frac{(1-c)(1-b^2c)}{(1+bc)^2} \\ \sigma &= N_a e b \mu_p \frac{1+bc}{b(1-c)} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где $c = n_i / (N_a + n_i)$, $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ - отношение по-

движности электронов к подвижности дырок.

Значения N_a можно вычислить по начальной части кривой $R(T)$, на которой R не зависит от температуры. Равенство $r_n = r_p$ (r_n, r_p - факторы рассеяния) справедливо при условии одинаковой зависимости времени ре-

лассации электронов и дырок от энергии [10]. В этом случае b не зависит от температуры. Температурная зависимость подвижности дырок определяется в виде $\mu_p(T) = \mu_p(100K) T^{-0.7}$, где $\mu_p(100K) = R\sigma(100K)$. Решением системы (5) определялись c и b и находилась оценка значения собственной концентрации n_i .

Учитывая значения n_i, m_p^* и E_g в (4), можно определить эффективную массу электронов m_n^* (см. Таблицу). Используя (3) определяется концентрация электронов n .

Другим важным параметром полупроводника является температурный коэффициент ширины запрещенной зоны $\alpha_1 = dE_g/dT$. Характерным для узкозонных полупроводников является то, что температурная зависимость $E_g(T)$ линейна, а температурный коэффициент ширины запрещенной зоны α_1 является отрицательным. В этом случае зависимость $E_g(T)$ подчиняется линейному закону в виде

$$E_g(T) = E_{g_0} - \alpha_1 T. \quad (6)$$

Подставив выражение (6) в (4), получим:

$$n_i \cdot T^{-3/2} = 4,9 \times 10^{15} (m_n^* m_p^*)^{3/4} \cdot e^{-\alpha_1/2k} e^{-E_{g_0}/2kT}. \quad (7)$$

Откуда найдем, что

$$\alpha_1 = 72,26 \cdot k + 2k \left[\frac{3}{4} \ln(m_p^* m_n^*) + \frac{3}{2} \ln T - \ln n_i \right] - \frac{E_{g_0}}{T}. \quad (8)$$

Полученные данные представлены в таблице.

Как видно из таблицы, значения m_p^* , m_n^* в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ меньше, чем в других растворах $TlIn_{1-x}Ln_xTe_2$ [13]. Из таблицы также видно, что в образцах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ в основном существует корреляция между шириной запрещенной зоны, эффективной массой m_p^* , m_n^* и матричным элементом взаимодействия (P). Из этого ряда выпадает лишь то, что по сравнению с другими узкозонными полупроводниками [9] большая

эффективная масса электронов в $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ может быть связана либо с матричным элементом взаимодействия, либо с кристаллической структурой. Твердые растворы $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ кристаллизуются в тетрагональной сингонии, как и исходное соединение TlInTe_2 [14]. В этой сингонии взаимодействие электронов с кристаллической решеткой незначительно [15]. В силу [15] можно полагать, что большие значения E_g и m_n^* не связаны с кристаллической структурой. Можно ожидать, что их значения обусловлены высоким значением матричного элемента взаимодействия:

$$P = \left[\frac{3\hbar^2}{4m_0} E_g (1 - m_n^*) \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Из Рис.2 видно, что до температуры $T \sim 650\text{K}$ концентрация дырок возрастает настолько, что продолжается вырождение

дырочного газа, что также характерно для узкозонных полупроводников [9]. Эта оценка подтверждается температурными зависимостями σ и R при $T \leq 640\text{K}$.

Итак, в исследованной области температур твердые растворы $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ ($0 \leq x \leq 0,10$) обладают дырочной проводимостью при сильновырожденном состоянии дырочного газа. Валентная зона $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ подчиняется квадратичному закону дисперсии. При $T \geq 650\text{K}$ наблюдается область собственной проводимости и характер температурных зависимостей σ и α объясняется наличием двух типов носителей заряда. Начиная с $x=0.05$ при переходе от TlInTe_2 к $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$, температурный ход σ качественно и количественно сильно отличается. Предполагается, что это - переход от полупроводника к узкозонному полупроводнику.

1. М.М.Зарбалиев. Твердые растворы замещения в системе TlInTe_2 - TlYbTe_2 , Неорг. Материалы, **35** (1999) 560-564.
2. Г.С.Оруджев, Э.М.Годжаев, Р.А.Керимова. Зонная структура и оптические свойства цепочного соединения TlInTe_2 , ФТТ, **48** (2006) 40-46.
3. Л.Д.Иванова, Ю.В.Петрова, Ю.В.Гранаткина, Т.Е.Свечникова, М.А.Коржуев, В.С.Земсков. Материалы с градиентом концентрации носителей заряда для термоэлектрических охладителей, Неорг. Материалы, **43** (2007) 1436-1443.
4. М.М.Зарбалиев, Особенности электрических свойств твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{S}_2(\text{Te}_2)$, Изв. АН Азерб. Респуб., Физика, **5** (1999) 26-29.
5. Э.М.Годжаев, Р.А.Керимова. Термоэлектрические свойства кристаллов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Te}_2\text{Yb}_x\text{Te}_2$ ($0,01 \leq x \leq 0,09$), Неорг. Материалы, **40** (2004) 1314-1316.
6. М.М.Зарбалиев, А.М.Ахмедова, У.М.Зарбалиева, Термоэлементы на основе твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Te}_2\text{Yb}_x\text{Te}_2$, Вестник Бакинского Гос. Унив., **1** (2011) 1435.
7. Б.А.Волков, Л.И.Рябова, Д.Р.Хахлов. Энергетические спектры и неравновесные состояния в твердых растворах на основе теллурида свинца, УФН, **172** (2002) 875-906.
8. T.Harman, Multiple stage thermoelectric generation of power, J.Appl. Phys., **29** (1958) 1471.
9. С.И.Радауцан, Э.К.Арутанов, В.И.Пругло. Полуметаллы и узкозонные полупроводники, Кишинев, Штиница, (1979) 138.
10. Б.М.Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. (1970) 303.
11. F.F.Aliev, H.A.Hasanov. Increase in thermoelectric figure of merit in $\text{Sb}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ solid solutions through substitution of lead atoms by samarium atoms, Indian journal of Phys. **87** (2013) 345-352.
12. F.F.Aliev, E.M.Kerimova, S.A.Aliev. Semiconductors, **36** (2002) 932-939.
13. Э.М.Керимова. Кристаллофизика низкоразмерных халькогенидов, Изд. Элм, Баку, (2012) 708.
14. M.Duczmal, L.Pawlok. Magnetic properties and crystal field effects in TlInX_2 , J. Alloys and Comp., **316** (1997) 262-263.
15. И.М.Цидильковский. Электроны и дырки в полупроводниках, Изд. Наука, (1970) 303.

**ZƏIF MAQNIT SAHƏLƏRİNDƏ $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ BƏRK MƏHLULARINNIN KINETİK ƏMSALLARININ
ÖLÇÜLMƏSİNDƏN İSTİFADƏ EDƏRƏK ELEKTRON VƏ DEŞİKLƏRİN EFFEKTİV KÜTLƏLƏRİNİN
TƏYİNİ**

F.F.ƏLİYEV, V.İ.EMİNOVA, Ü.M.AĞAYEVA, M.M.ZƏRBƏLİYEV, T.F.YUSİFOVA

$\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ ($0 \leq x \leq 0,10$) bərk məhlullarında elektrikkeçirmə, Holl və termoelektrik əmsallarının (σ , R , α) temperatur asılılıqları ($\sigma(T)$, $R(T)$, $\alpha(T)$) $80 \div 1000\text{K}$ temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. Bu kinetik əmsallar əsasında elektron və deşiklərin effektiv kütlələri təyin olunmuş. $x=0.05$ qiymətindən başlayaraq $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ bərk məhlulu özünü dar-zolaqlı yarımkeçirici kimi aparır.

**ON TEMPERATURE DEPENDENCE OF KINETIC COEFFICIENTS IN $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$
SOLID SOLUTIONS ($0 \leq x \leq 0.10$)**

F.F.ALIEV, V.I.EMINOV, U.M.AGAEVA, M.M.ZARBALIEV, T.F.YUSIFOVA

The temperature dependences of the electrical conductivity $\sigma(T)$, the Hall coefficient $R(T)$ and the coefficient of thermo-power $\alpha(T)$ in the $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ ($0 \leq x \leq 0,10$) solid solutions at $80 \div 1000\text{K}$ have been investigated. The effective masses of electrons and holes have been determined on the basis of the kinetic parameters. It has been established that starting with $x=0.05$ $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ solid solutions belong to the narrow-gap semiconductors having high interaction matrix element.

Редактор: д.н.по физике С.Н.Мустафаева

УДК 541(64+15): 537.7

РАДИОТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ γ -ОБЛУЧЕННЫХ КОМПОЗИЦИЙ ПОЛИПРОПИЛЕНА С ДИОКСИДОМ ТИТАНА И ОКСИДОМ БЕРИЛЛИЯ

А.М.МАГЕРРАМОВ*, Н.Ш.АЛИЕВ*, М.Н. БАЙРАМОВ*, И.К.АЛИЕВА**,
Е.Г.ГАДЖИЕВА*

*Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана**
AZ 1143, г. Баку, ул. Б.Вагабзаде, 9

*Азербайджанская Государственная Морская Академия***
AZ 1000, г. Баку, ул. З.Алиевой, 18
nabi.aliyev.1958@mail.ru

Поступила: 14.01.2015

Принята к печати: 24.02.2015

Ключевые слова: радиотермолюминесценция, композиция, полипропилен, оксиды металлов

РЕФЕРАТ

Исследованы кривые радиотермолюминесценции (РТЛ) в низкотемпературной области (100÷300К) γ -облученных композиций полипропилена с оксидами металлов TiO_2 и BeO . Показано, что в композиции полипропилена (ПП) содержащего 3÷5об.% оксидного наполнителя происходят более активные структурно- релаксационные процессы. Влияние оксидных наполнителей TiO_2 и BeO подтверждаются изменениями температуры стеклования T_g в спектрах РТЛ композиции ПП/оксид металла, так при содержании TiO_2 3об.% температура стеклования композиции увеличивается до 269К, а при содержании BeO 5об.% снижается до 248К.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов радиационного модифицирования полимерных композиционных материалов представляет интерес для электронной, кабельной и электротехнической промышленности. К этим материалам предъявляются определенные требования, такие как радиационная и тепловая стойкость, низкие диэлектрические потери и т.п. [1,2]. Композиции полипропилена (ПП) с дисперсными оксидами металлов типа TiO_2 , ZnO , ZrO_2 , Al_2O_3 , BeO хорошо перерабатываются и обладают повышенной морозостойкостью (до 250÷253К) [3-6,14]. Введение в полипропилен структурообразующих наполнителей (оксидов металлов, например, BeO , ZrO_2) приводит к повышению термической и временной стабильности электретного заряда [5]. Присутствие дисперсных оксидных наполнителей может оказывать влияние на структуру ПП (на молекулярную

и надмолекулярную структуру НМС) и, тем самым, на эффективность, направленность радиационных-химических превращений [1,8]. Композиции, полученные в условиях закалки при 273К, имеют более однородную структуру [4, 5], отличаются высокой механической и электрической прочностью [1-3, 9].

Для прогнозирования степени изменения структуры и свойств полимеров и композитов на их основе после воздействия ионизирующего излучения[6,8] широко применяется метод радиотермолюминесценции (РТЛ). По кривым высвечивания РТЛ, по положению β -максимума (температура расстеклования) в наполненных полимерах судят о степени воздействия ионизирующих излучений (электронов- и γ -облучения) на структуру и молекулярную подвижность полимера. В работе [4] выявлено, что при малых дозах γ -облучения (до 5 кГр) в кристаллических областях полиолефина присутствуют ловушки для зарядов радиацион-

ного происхождения, в качестве которых выступают регулярные участки самой цепи макромолекулы (метиленовые группы), то есть составные части кристаллитов. Только при малых дозах формы кривой РТЛ отражают структуру и свойства полимера [6].

Цель данной работы - изучение влияния оксидных наполнителей TiO_2 и BeO на радиационную стойкость и низкотемпературные структурные переходы в гамма-облученных композициях полипропилена на их основе.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследований использовали образцы композитов на основе изотактического ПП марки 04П и дисперсных наполнителей оксидов металлов TiO_2 и BeO в виде пленок толщиной $150 \div 200$ мкм, полученных путем горячего прессования предварительно смешанных порошков полимера и наполнителя при давлении 15 МПа в течение 5 минут и при температуре 443 ± 5 К, с последующей закалкой при 273 К в смеси лед-вода. Содержание наполнителя с дисперсностью до 50 мкм в композите составляло от 3 до 10 об.%. Образцы в стеклянных ампулах вакуумировали при $1,3 \cdot 10^{-3}$ Па, далее облучали при 77 К источником γ -излучения Co^{60} на установке РХМ- γ -25 с мощностью дозы 10 кГр/час. Термолюминесцентные исследования проводились на установке ТЛГ-69М при скорости нагрева 10-12 К/мин.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.1. приведены кривые РТЛ образцов композиций ПП/ TiO_2 (а) и ПП/ BeO (б) при различном содержании TiO_2 и BeO . Как видно из рис.1(а) спектры РТЛ композиции ПП/ TiO_2 в низкотемпературной области (100-300 К) содержат четыре характерных пика. Если кривые РТЛ изотактического ПП характеризуются тремя пиками свечения при температурах 123, 193 и 267 К (кр.1), то для наполненных образцов появляется дополнительный слабый пик при 181-

224 К (кр.2-4). Известно [6], что более чувствительным к структурным изменениям в ПП при введении наполнителей являются пики свечения РТЛ в области стеклования.

Из рис.1(а) также видно, что характерный β -релаксационный пик чистого ПП при температуре 193 К (энергия активации $W=0,16$ эВ) с увеличением содержания TiO_2 до $\phi=3$ об.% снижается до 181 К ($W=0,18$ эВ), при $\phi=5$ об.% увеличивается до 195 К ($W=0,23$ эВ), а при $\phi=10$ об.% имеет одинаковое значения с чистым ПП ($T_m=193$ К и $W=0,16$ эВ).

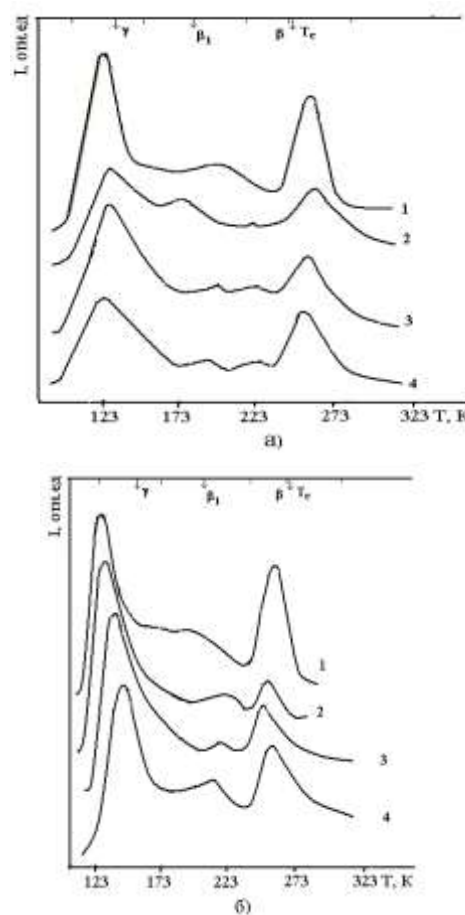


Рис.1.

Спектры РТЛ образцов композиций ПП/ TiO_2 (а) и ПП/ BeO (б) для различных содержаний наполнителей: 1 – ПП; 2 – 3%; 3 – 5%; 4 – 10%.

В композиции ПП/ TiO_2 в областях температур $200 \div 230$ К появившиеся новые пики связаны, видимо, с химическими свойствами TiO_2 и изменениями в надмолекулярной структуре полимера после его

введения в матрицу, пики при $\varphi=3\text{об.}\%$ $T_m=218\text{К}$ и при $\varphi=5\div 10\text{об.}\%$ $T_m=224\text{К}$ с энергиями активации 0,40; 0,29 и 0,25эВ, соответственно. Пик высвечивания 267К ($W=0,68\text{эВ}$) смещается в область высоких температур $T_m=269\text{К}$ ($W=0,37\text{эВ}$), далее при $\varphi=5\text{об.}\%$ снижается до $T_m=265\text{К}$ ($W=0,43\text{эВ}$) и $T_m=261\text{К}$ при $\varphi=10\text{об.}\%$ с высокой амплитудой свечения ($W=0,49\text{эВ}$) в сторону низких температур.

В отличие от композиции ПП/ TiO_2 композиция ПП/ BeO в низкотемпературной области характерной для β -релаксации в зависимости от содержания BeO имеет пики РТЛ при температурах $T_m=224\text{К}$ ($\varphi=3\text{об.}\%$, $W=0,55\text{эВ}$), $T_m=221\text{К}$ ($\varphi=5\text{об.}\%$, $W=0,45\text{эВ}$) и $T_m=219\text{К}$ ($\varphi=10\text{об.}\%$, энергия активации 0,37эВ). В области β -перехода при содержании BeO в композите $\varphi=3\div 10\text{об.}\%$ значение смещений максимумов составляет соответственно 14, 19 и 9К. Ранее было показано [13], что для чистого BeO кривые РТЛ содержат, в основном, четыре пика при температурах 155, 203, 276К и небольшой пик при 290К. Однако, по данным работы [9,12,13], в области 77÷300К кривые термовысвечивания характеризуются двумя основными пиками при 155 и 290К с энергиями активаций 0,59 и 0,87эВ, соответственно.

Для композиций ПП/ TiO_2 (а) и ПП/ BeO (б) соответственные низкотемпературные пики свечения, как видно из рис.1, совпадают с областью свечения для чистого ПП, связанного с β -релаксационными процессами полимера, и в температурной области 250÷290К, связанные с оксидами металлов TiO_2 и BeO . Причем, с увеличением содержания TiO_2 и BeO в композиции наблюдается снижение для TiO_2 при $\varphi=3\div 5\text{об.}\%$ и рост при $\varphi=10\text{об.}\%$, а для BeO снижается интенсивности свечения РТЛ в низкотемпературных областях при $T\leq 290\text{К}$. По данным [13], пик при 290К с энергией активации 0,87эВ связан с собственными и гетеровалентными примесными дефектами в BeO и сосредоточен в полосе 4,9эВ.

В Таблице приведены значения энергии активации W , соответствующей каждо-

му максимуму свечения полимера и композита. Расчет W произведен способом парциальной полуширины пика [14] по следующей формуле:

$$W = G \cdot \frac{kT_m(T_m - \Delta T)}{\Delta T},$$

где коэффициент G для кинетики релаксации первого порядка принят $1,45T_m$ – температура максимума свечения, ΔT – полуширина пика свечения на участке возрастания интенсивности; $k=1,38\cdot 10^{-23}\text{Дж/К}$, $0,861\text{эВ/К}$ – постоянная Больцмана.

Таблица

Температура максимума свечения T_m , температурный интервал – ΔT_m и значение энергии активации W (эВ) композитов на основе ПП при различных содержаниях наполнителей φ (об.%) для β -перехода

$T_m, \text{К}$	ПП	3об.%		5об.%		10об.%	
		TiO_2	BeO	TiO_2	BeO	TiO_2	BeO
161-213	0,16	0,18	0,17	0,23	0,10	0,16	0,10
201-264	0,68	0,40	0,55	0,29	0,45	0,25	0,37
244-305	-	0,37	0,34	0,43	0,32	0,49	0,26

Из таблицы видно, что максимум свечения для процесса β -релаксация достигается при содержании TiO_2 $\varphi=10\text{об.}\%$ ($W=0,49\text{эВ}$) в композиции ПП/ TiO_2 . Наблюдаемое изменение W может быть связано с увеличением перенапряжений на аморфных участках ПП.

При низких содержаниях наполнителя радиационная сшивка (при дозе 10кГр) обусловливает медленное изменение энергии активации W , а наполнители играют роль структурообразователя [9].

Как видно из рис.2, рассматриваемые наполнители по разному влияют на температуру стеклования T_c композиции ПП/оксид металла, для которых форма зависимости $T_c=f(\varphi)$ существенно отличаются. При содержании TiO_2 $\varphi=3\text{об.}\%$ температура стеклования T_c композиции повышается до 269К, а при содержании BeO $\varphi=5\text{об.}\%$ температура стеклования T_c композиции снижается до 248К. Это позволяет сделать вывод о том, что в зависимости от химической структуры наполнителей характер низко-

температурных релаксационных переходов отличаются, и при дозе облучения 10кГр в процессе радиолитиза изменяется природа и глубина ловушек.

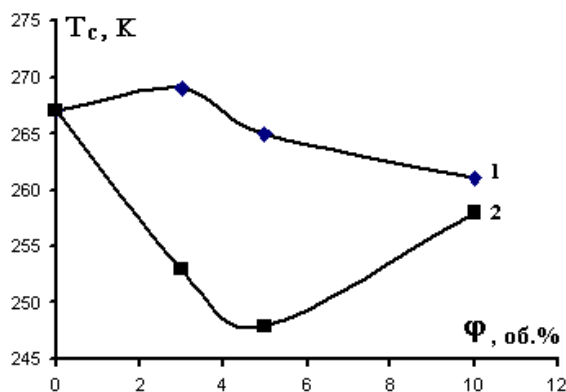


Рис.2

Зависимость $T_c=f(\Phi)$ композитов
ПП/ TiO₂ (1) и ПП/ BeO (2).

ВЫВОДЫ

Модифицирующее действие наполнителей как TiO₂, так и BeO на ПП (по снижению значений T_c полимера) может быть связано с изменениями в надмолекулярной структуре полимера (с уменьшением размера сферолитов), а также снижением внутренних напряжений. Сравнительные данные на рис.1, а и б показывают, что оба наполнителя существенно влияют на γ -, β_1 - и β -релаксационные пики в ПП.

Таким образом, при введении в ПП матрицу дисперсного оксида TiO₂, как и в случае с наполнителем BeO [10] приводит к изменению интенсивности и температуры реализации γ -, β_1 -и β -пику на кривых РТЛ, которые могут быть использованы для прогнозирования электрофизических, диэлектрических и физико-механических свойств композитов на их основе.

1. В.П.Гордиенко. *Радиационное модифицирование композиционных материалов на основе полиолефинов*. Киев: Наукова думка, (1985). 175.
2. Д.Н.Садовничий и др., *Радиационная электропроводность полимерных композиций, наполненных дисперсными оксидами*, *Химия высоких энергий*, **37** (2003) 436–441.
3. Д.Ф.Рустамова, А.М.Магеррамов, Х.В.Багирбеков, М.А.Нуриев. *Диэлектрические свойства и особенности радиотермолуминесценции высоконаполненных композиций полипропилен/ α -Al₂O₃*. *Электронная обработка материалов*, **49** (2013) 87-90.
4. В.А.Аулов, И.О.Кучкина, А.Н.Озерин. *Зависимость интенсивности радиотермолуминесценции кристаллических областей полиэтилена от дозы облучения*. *Химия высоких энергий*, **46** (2012) 433-436.
5. А.М.Магеррамов, М.А.Нуриев, Ф.И. Ахмедов, Д.Ф.Рустамова, Х.А.Садыгов. *Особенности зарядового состояния композитов полипропилен-оксиды металлов*, *Физика и химия обработки материалов*, №1 (2013) 57–60.
6. И.В.Кулешов, В.Г.Никольский. *Радиотермолуминесценция полимеров*, М.: Химия, (1991) 128.
7. А.М.Магеррамов, А.М.Лобанов и др. *Влияние влаги на диэлектрические свойства при СВЧ полях высоконаполненных композитов на основе полипропилена*, *Пластические массы*, №5 (1993) 19–21.
8. А.М.Магеррамов, М.К.Дашдамиров, И.М.Исмаилов и др. *Радиотермолуминесценция электроактивных композитов полимер-пьезокерамика*, *Изв. Бакинского гос. университета, сер. физ.-мат. наук*, № 1 (2006) 158–168.
9. F.Y.Akhmedov, Y.M.Ismailov, H.V.Bagirbekov, A.M.Magerramov, N.Sh.Aliyev. *Dielectric preperities and peculiarities of radiothermoluminescence of compositions polypropylene-metal oxides*, *The fourth Eurasian conf' on Nuclear Science and its application, Baku-Azerbaijan*, (2006) 534-536.
10. А.В.Кружалов, И.Н.Огородников, С.В.Кудяков. *Излучательная релаксация низкоэнергетических электронных возбуждений и точечные дефекты в оксиде бериллия*, *Известия вуз, Физика*, № 11 (1996) 76–93.
11. И.Л.Дубникова, Н.Ф.Кедрина, А.Б.Соловьева и др. *Влияние природы наполнителя на кристаллизацию и механические свойства наполненного полипропилена*, *Высокомолек. соед.*, **45** (2003) 468–475.

12. A.M. Maqerramov, F.I. Axmedov, M.A. Nuriev, X.B. Bagirbekov. *Влияние γ -облучения на диэлектрические свойства композитов на основе полиолефинов с наполнителем BeO. Тез. докл. на 6-й Международ. конф., Ядерная и радиационная физика, Алматы, (2007) 210–211.*
13. N.N. Gadzhieva, M.A. Nuriev, A.M. Maqerramov. *The Features of radiothermoluminescence of the thermally processed beryllium oxide, Abst. 8th Intern. Conf. Solid st. physics, Almaty, (2004) 317–318.*
14. A.M. Maqerramov, M.A. Nuriev, F.I. Axmedov, I.M. Ismailov. *Радиотермолюминесценция γ -облученных композиций полипропилена с дисперсными оксидами. Электронная обработка материалов, № 5 (2009) 105–108.*

γ -ŞÜALANDIRILMIŞ TiO_2 DİOKSİD VƏ BeO OKSİDLƏ POLİPROPİLƏN KOMPOZİSİYALARININ RADIOTERMOLÜMINESSENSİYASI

A.M. MƏHƏRRƏMOV, N.Ş. ƏLİYEV, M.N. BAYRAMOV, I.K.ƏLİYEV, Y.Q. HACIYEV

γ -şüalandırılmış TiO_2 və BeO metal oksidli polipropilen kompozisiyalarının aşağı temperatur oblastında radiotermoluminessensiya (RTL) əyriləri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, 3-5 həcm % oksid dolduruculu polipropilen kompozisiyalarında daha aktiv struktur-relaksasiya prosesləri baş verirlər. TiO_2 və BeO doldurucularının təsiri PP/metal oksidi kompozisiyasının şüşələşmə temperaturunun $T_{\text{şüş.}}$ dəyişmələri ilə təsdiq olunurlar, beləki, TiO_2 oksidinin 3% həcm payında kompozisiyanın şüşələşmə temperaturu 269K-nə qədər artır, BeO oksidinin 5% həcm payında isə kompozisiyanın şüşələşmə temperaturu 248K-nə qədər azalır.

RADIOTHERMOLUMINESCENCE OF γ -IRRADIATED COMPOSITIONS OF POLYPROPYLENE WITH TITANIUM DIOXIDE AND BERYLLIUM OXIDE

A.M. MAHARRAMOV, N.S. ALIYEV, M.N. BAYRAMOV, I.K. ALIYEV, E.G. HAJIYEV

It has been studied radiothermoluminescence (RTL) curves at low-temperature range of γ -irradiated compositions of polypropylene with metal oxides TiO_2 and BeO . It has been shown that, in PP composition, containing 3÷5vol.% oxide filler, there have been more active structural-relaxation processes. The influence of oxide filler TiO_2 and BeO has been confirmed by the nitrification temperature changes T_v of PP compositions metal oxide, so at a content of 3vol.% of TiO_2 the nitrification temperature of the composition has increased up to 269K, but at a content of 5vol.% of BeO it has been decreased to 248K.

Редактор: проф. Р.М.Сардарлы

UOT: 536. 6

GaSb-CrSb EVTEKTİK KOMPOZİTİN TERMİK ANALİZİ

**D.H.ARASLI, R.N.RƏHİMOV, M.V.KAZIMOV, İ.X.MƏMMƏDOV, A.Ə.XƏLİLOVA,
M.N.MİRZƏYEV*, C.Ə.NAĞİYEV***

Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu

AZ 1143, H.Cavid pr., 33.

*Azərbaycan MEA Radiasiya Problemləri İnstitutu**

AZ 1143, B.Vahabzadə küç., 9

rashad@physics.ab.az

Daxil olub: 16.01.2015

Çapa verilib: 30.01.2015

REFERAT

GaSb-CrSb evtektik kompoziti üçün 20-1000°C temperatur bölümündə DSC, DTA və TG analizləri aparılıb. Kompozitin əriməsinin başlanğıc və son nöqtələri 670°C və 692°C müəyyən edilmişdir. Kompozitdə müşahidə olunan keçidlərin entalpiyası hesablanmış, xüsusi istilik tutumunun temperatur asılılığı verilmişdir. DSC və DTA asılılığında müşahidə olunan keçidlərin maqnit çevrilmələri ilə bağlılığı ehtimal olunur.

Açar sözlər: diferensial darama kalorimetri, diferensial termik analiz, istilik selinin sürəti, diferensiallanmış istilik seli, istilik tutumu.

GİRİŞ

Məlumdur ki, III-V qrup elementləri və 3d-keçid metal əsaslı evtektik kompozitlərdə metal qatmaların iynə şəklində matrisdə paralel düzülərək bərabər paylanması, kinetik parametrlərdə anizotropiyanın yaranması, həm yarımkəçirici, həm də metal xassələri özündə cəmləşdirməsi belə kompozitlərin başlıca xüsusiyyətidir [1]. Maqnit xassəli 3d-keçid metalların iştirakı ilə yaranan kompozitlərdə maqnit ionların miqdarı az olduğundan onlar az qatılıqlı maqnit yarımkəçirici sayılır. Son dövrlər NiAs tipli heksoqonal quruluşlu CrSb birləşməsi spintronika üçün yararlı material kimi geniş tədqiq olunur [2,3]. Aparılan tədqiqatların nəticələrinə görə CrSb birləşməsində c oxuna perpendikulyar istiqamətdə düzülmüş ferromaqnit müstəvilər arasındakı əlaqə antiferromaqnit xarakter daşıyır, birləşmə üçün Neel temperaturu 706K, Kuri temperaturu -605K müəyyən edilib. Bu baxımdan GaSb-CrSb evtektik kompoziti az qatılıqlı maqnit material kimi mikroelektron cihazların baza elementlərinin yaradılması üçün perspektivli material sayıla bilər.

GaSb-CrSb evtektik kompozitin alınması ilk dəfə Müllərin işlərində göstərilmişdi [4]. Umehara və b. GaSb-CrSb evtektik kompozitin hal diaqramını vermiş, Bricein üsulu ilə müxtəlif sürətlərdə sintez olunmuş kompozitdə kristallaşma sürətinin metal qatmaların ölçülərinə və qatmalar arasındakı məsafələrə təsirini tədqiq etmiş, fazalararası enerjini hesablamışlar [5]. Bizim ilkin tədqiqatlarda GaSb-CrSb kompoziti sintez edilmiş, sistemin iki fazalılığı, metal fazanın yarımkəçirici matrisdə iynə şəklində paralel düzülərək bərabər paylandığı rentgen-faz və mikrostruktur analizləri ilə təsdiq olunmuş, qatmaların ölçüləri göstərilmişdir [6].

GaSb-CrSb kompozitində termik analiz aparılmamış, termodinamiki və kinetik parametrlər tədqiq olunmayıb. Termik analizlə (TG, DTA, DSC) xarici temperatur dəyişdikcə atomlar arasındakı qarşılıqlı təsirdə baş verən dəyişmənin aşkar olunması belə tədqiqatların materialın fiziki xassələrini araşdırmaq üçün böyük əhəmiyyət kəsb etdiyini göstərir.

Məlumdur ki, termik analiz üsulları (DSC və DTA) geniş temperatur bölümündə materialda baş verən birinci və ikinci növ faza keçidləri, istilik prosesləri haqqında faydalı məlumatlar

almağa imkan verir. Son zamanlar yaradılan yeni cihazlar maddədə istilik selinin dəyişmə sürətini (DSC) və diferensiallaşmış istilik selini (DTA) ölçərək faza çevrilməsini, istilik tutumunu, ərimə/kristallaşma hadisəsini, oksidləşmə sabilliyini və müxtəlif proseslərin termokinetikasını dəqiq təyin etməyə imkan verir. Diferensial termik analiz aparılarkən araşdırılan və etalon nümunələr eyni bir sobada yerləşir və xüsusi proqramla həyata keçirilən qızma və soyuma prosesində temperaturlar fərqi yazılır. Paralel aparılan termoqravimetrik analizlə (TG) kütlənin dəyişməsi, parçalanma və ya korroziya haqda bilgi alınır. Diferensial darama kalorimetrində (DSC) isə proqramla tənzimlənən temperatur dəyişdikcə nümunədə və etalonda istilik selinin sürətlərinin fərqi yazılır. DSC analizində istilik selinin dəyişməsi həm temperaturdan, həm də zamandan asılı olaraq yazılması istilik tutumunun və entalpiyanın hesablanmasına imkan yaradır.

Təqdim olunan işdə GaSb-CrSb evtektik kompozitin DTA və DSC analizi aparılaraq quruluşda yaranan faza çevrilmələri və termodinamiki parametrlər tədqiq olunmuşdur.

EKSPERİMENTİN APARILMASI

GaSb-CrSb evtektik kompoziti şaquli Bricmen sobasında maye – kristal sərhədinin

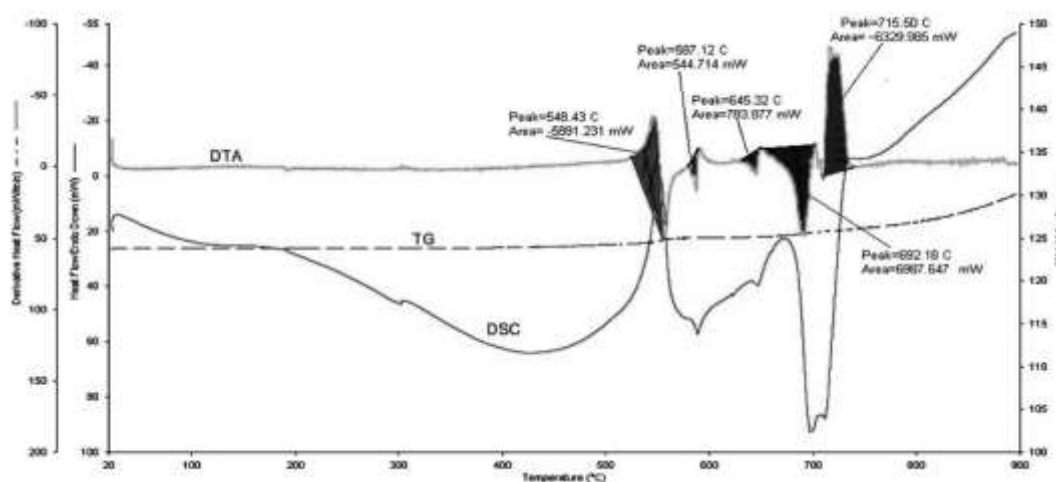
0.6mm/dəqiqə sürəti ilə sintez olunmuşdur.

Evtektik kompozitin 20÷1000K temperatur bölümündəki diferensial termik analizi “PerkinElmer STA 6000” (Amerika) cihazında azot (işçi qaz) atmosferində aparılmış, tədqiq olunan nümunənin kütləsi 123.547mq, azot qazının axın sürəti 20ml/dəq götürülmüşdür. Cihazda temperaturdan asılı olaraq istilik selinin dəyişmə sürəti (DSC) və kütlənin dəyişməsi (TG) yazılır. Ölçülər qızma və soyuma rejimində aparılmışdır.

Diferensial darama kalorimetriyası “NETZSCH DSC 204F1” (Almaniya) cihazında arqon atmosferində aparılmışdır. Araşdırılan kompozit alüminium yuvacığda yerləşir. Etalon nümunə kimi safır götürülmüş, qızma sürəti 10K/dəq, təsirsiz qaz axınının sürəti 20ml/dəq, nümunənin çəkisi 40mq seçilmişdir. Tədqiqatlar 200÷900K temperatur bölümündə aparılmışdır.

NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

GaSb-CrSb kompoziti üçün 20÷1000°C temperatur bölümündə istilik selinin dəyişmə sürəti DSC, kütlənin dəyişməsi TG və DTA əyrisi 1-ci şəkildə verilmişdir. Kristalda baş verən faza keçidlərini araşdırmaq üçün DSC əyrisindən diferensiallanmış istilik selinin (DTA) əyrisi alınmışdır.



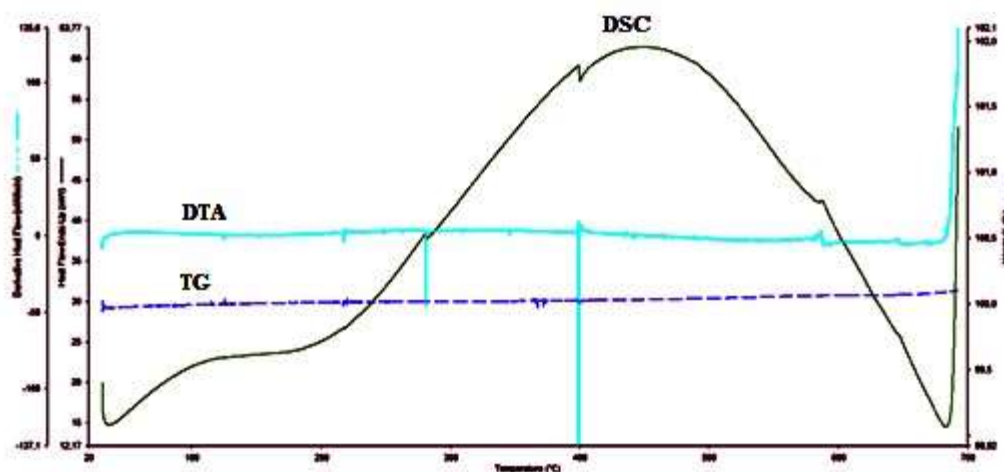
Şəkil 1

GaSb-CrSb kompozitin 20÷1000°C temperatur bölümündə qızma prosesinin termik analizi.

TG əyrisindən görünür ki, $20\div1000^{\circ}\text{C}$ temperatur bölümündə kütlə $0,154\%$ artır. Bu artım daha çox ərimədən öncə $650\text{--}670^{\circ}\text{C}$ temperatur bölümündə baş verir. Kütlənin belə artımı kompozitin qismən oksidləşməsi ilə izah oluna bilər. DTA əyrisinin $670\div700^{\circ}\text{C}$ bölümündəki ekzoeffekt kompozitin əriməsinə uyğundur (Şəkil 1). 670°C kompozitin əriməsinin başlanğıcı, 692°C isə ərimənin son nöqtəsidir. $585\div588^{\circ}\text{C}$ bölümündə baş verən endoeffekt zamanı TG-nin dəyişməsi ərimədən öncə oksidləşmə ilə bağlı ola bilər.

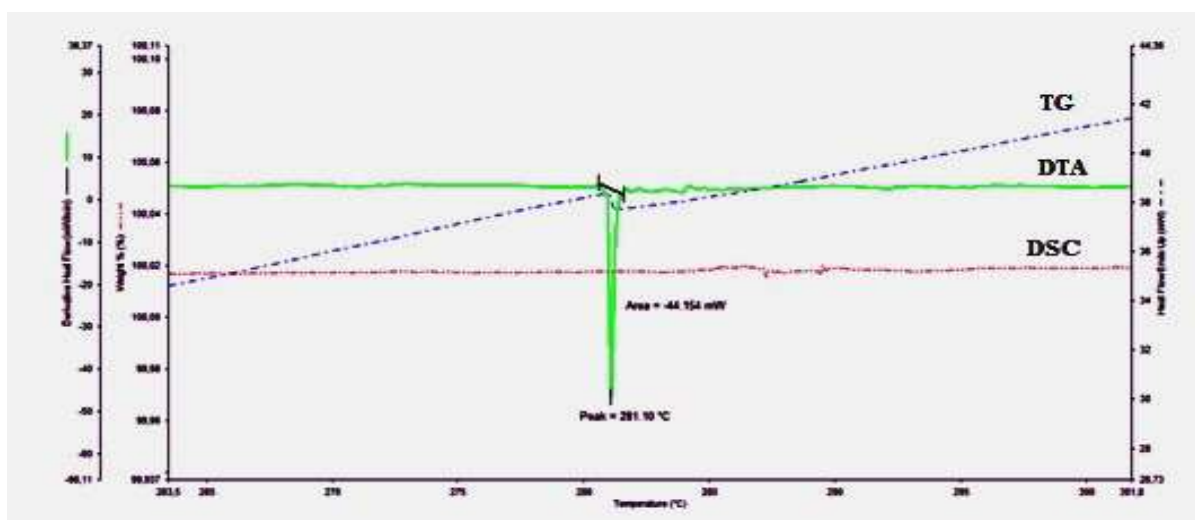
DTA əyrisində (Şəkil 2) $216\div220^{\circ}\text{C}$, $280\div285^{\circ}\text{C}$, $398\div400^{\circ}\text{C}$ bölümlərində görünən

piklər ekzoeffekt və endoeffektlərin baş verməsi ilə bağlıdır. Bu prosesləri dəqiq araşdırmaq üçün qızma və soyuma prosesləri ayrıca analiz olunmuşdur. Qızma prosesini xarakterizə edən DTA əyrisinin təhlili göstərir ki, GaSb-CrSb kompozitində $216\div220^{\circ}\text{C}$ (sahəsi $A=15,42\text{mW}$) və $280\div285^{\circ}\text{C}$ (sahəsi $44,154\text{mW}$) temperatur bölümlərində endoeffektlər baş verir (Cədvəl 1). $280\div285^{\circ}\text{C}$ bölümündə TG əyrisinin dəyişməz qalması kompozitdə faza keçidinin mövcudluğunu göstərir (Şəkil 3). $398\div401^{\circ}\text{C}$ temperatur bölümündə (sahəsi $121,089\text{mW}$) baş verən endoeffekt də faza keçidi ilə bağlıdır (Şəkil 4).



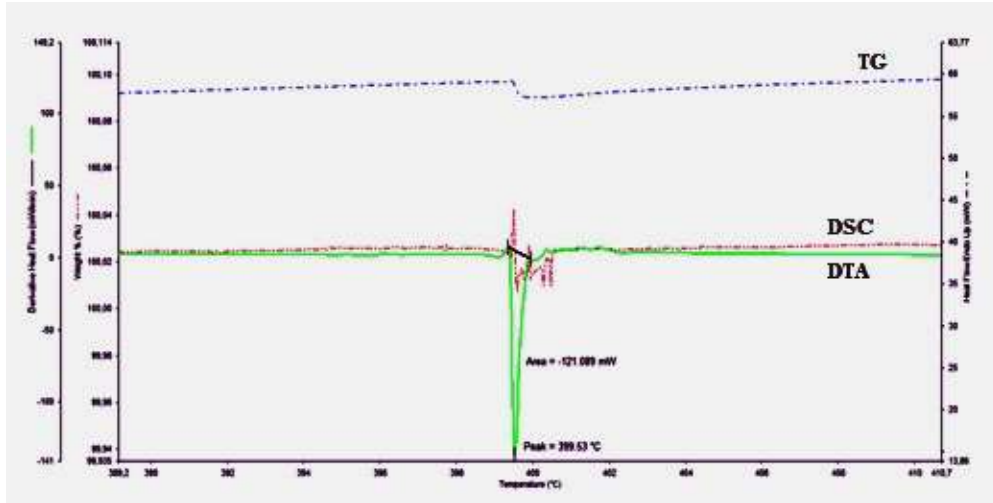
Şəkil 2

GaSb-CrSb kompozitin $20\div700^{\circ}\text{C}$ temperatur bölümündə qızma prosesinin termik analizi.



Şəkil 3

GaSb-CrSb kompozitin $280\div285^{\circ}\text{C}$ temperatur bölümündə qızma prosesinin termik analizi.



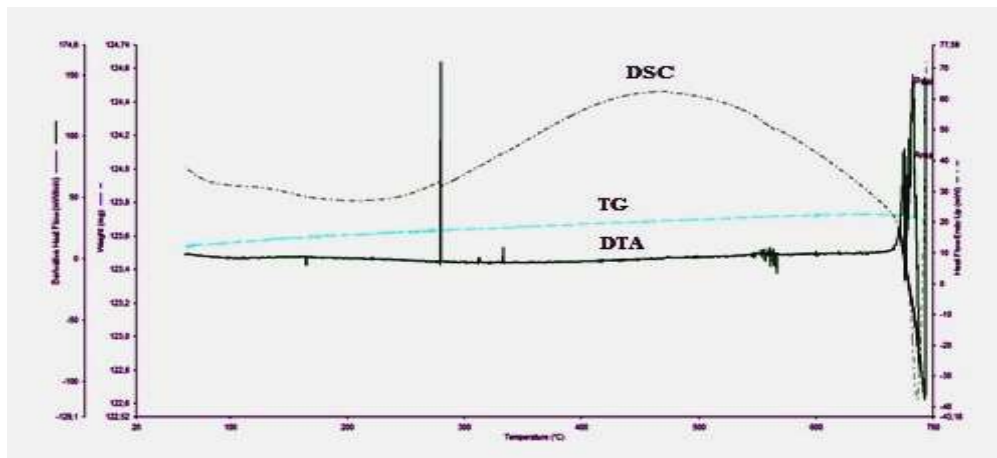
Şəkil 4

GaSb-CrSb kompozitin 398÷400°C temperatur bölümündə qızma prosesinin termik analizi.

Cədvəl 1

Müşahidə olunan keçidlərdə entalpiyanın dəyişməsi və istilik tutumu.

DTA (Şəkil 1, 2)			
Pik, °C	Area, mW	dH, J/g	
217	-15,424	-0,1248	Ekzotermik
281	-44.154	-0,3574	Ekzotermik
399	-131.285	-0,9801	Ekzotermik
588	31,101	0,2517	Endotermik
645,32	783,877	6,33349	Endotermik
692,18	6987,647	56,45808	Endotermik
DSC (Şəkil 7)			
Pik, °C	DSC area, J/g	C _p , J/gK	
226C	-0,01875	0,206	Ekzotermik
401C	-0,05166	0,2031	Ekzotermik

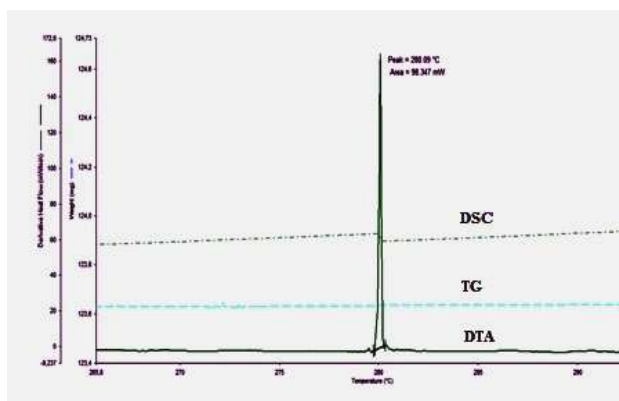


Şəkil 5

GaSb-CrSb kompozitin 700÷20°C temperatur bölümündə soyuma prosesinin termik analizi.

Kompozitin soyuma prosesindəki DTA və TG ayrıləri 5-ci şəkildə verilmişdir. Soyuma prosesi zamanı $278\div 283^{\circ}\text{C}$ bölümündə baş verən ekzoeffekt (sahəsi $98,347\text{mW}$) qızma prosesində $280\div 285^{\circ}\text{C}$ bölümündəki endo-effektin təkrarıdır. Qızma və soyuma prosesində histerezisin olmaması bu keçidin 2-ci növ faza keçidi olduğunu söyləməyə əsas verir.

Müşahidə olunmuş keçidlərin entalpiyası 1-ci cədvəldə verilmişdir.



Şəkil 6

GaSb-CrSb kompozitin $278\div 283^{\circ}\text{C}$ temperatur bölümündə soyuma prosesinin termik analizi.

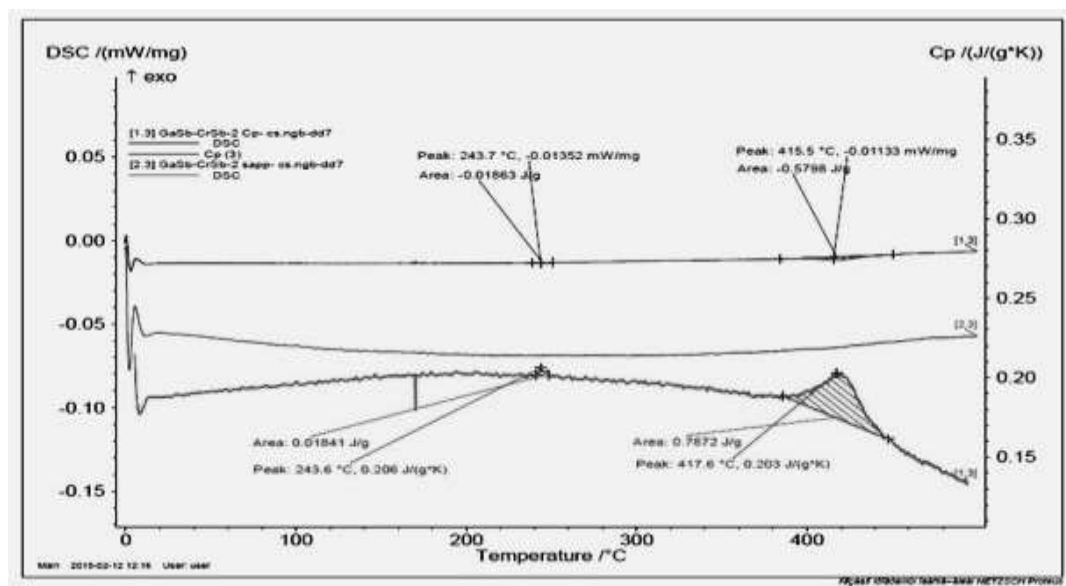
GaSb-CrSb kompoziti üçün vahid kütləyə düşən istilik selinin dəyişmə sürəti “NETZSCH DSC 204F1” cihazında tədqiq olunmuşdur (şəkil 7). DSC ayrısından və aşağıdakı ifadədən istifadə olunaraq xüsusi istilik tutumu - C_p hesablanmışdır.

$$C_p = \frac{m_{\text{Standard}}}{m_{\text{Sample}}} \cdot \frac{DSC_{\text{Sample}} - DSC_{\text{Bas}}}{DSC_{\text{Standard}} - DSC_{\text{Bas}}} \cdot C_{p, \text{Standard}}$$

burada C_p və $C_{p, \text{standart}}$ - nümunənin və etalonun T temperaturundakı istilik tutumu, m_{standart} və m_{sample} - uyğun olaraq etalonun və nümunənin kütləsidir. DSC_{Standard} və DSC_{Sample} uyğun olaraq etalonun və nümunənin T temperaturuna uyğun DSC signalın qiymətidir.

DSC ayrısında 244°C və 416°C temperatur-lara uyğun minimumlar ekzotermik proseslərin baş verdiyini göstərir. Piklərə uyğun istilik tutumu 1-ci cədvəldə verilmişdir.

GaSb-CrSb evtektik kompozitin DTA və DSC ayrılarında görünən keçidlər ola bilsin ki, CrSb birləşməsində müşahidə olunmuş maqnit keçidləri [3,4] ilə bağlıdır.



Şəkil 7

GaSb-CrSb kompoziti üçün vahid kütləyə düşən istilik selinin dəyişmə sürəti və istilik tutumu.

Müəlliflər “NETZSCH DSC 204F1” cihazında DSC tədqiqatların aparılmasına imkan yaratdığı üçün professor M.Ə.Qurbanova təşəkkür edir.

1. M.I.Aliyev, A.A.Khalilova, D.H.Arasly, R.N.Rahimov, M.Tanoglu, L.Ozyuzer, *Features of electron and phonon processes in GaSb-FeGa_{1.3} eutectics* J.Phys.D: Appl. Phys., **36** (2003) 2627-2633.
2. M.I.Aliyev, I.Kh.Mammadov, A.A.Khalilova, R.N.Rahimov, D.H.Arasly. *Structural features and electrical conductivity of the GaSb-FeGa_{1.3} and GaSb-CoGa eutectic composites*, Moldavian Journal of the Physical Sciences, **11**, No3 (2012) 157-162.
3. J.DijkstraTS, C.F.van Bruggeni, C.Haasi, R.A. de Grooti. *Electronic band-structure calculations of some magnetic chromium compounds*, J. Phys.: Condens. Matter **1** (1989) 9163-9174.
4. Yong Liu, S.K.Bose, J.Kudrnovsky. *Magnetism and half-metallicity of some Cr-based alloys and their potential for application in spintronic devices*, World Journal of Engineering **9**, no2 (2012) 125-132.
5. 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.
6. Y.Umehara, S.Koda, *Structure of a unidirectionally solidified GaSb-CrSb eutectic alloy*, J.Japan Inst. Metals, **50** (1986) 666-670.
7. R.N.Rəhimov, İ.X.Məmmədov, M.V.Kazımov, D.H.Araslı, A.Ə.Xəlilova. *GaSb-CrSb evtektik kompozitin alınması və strukturu*. Journal of Qafqaz University-Physics, **1** №2 (2013) 166-168.

ТЕРМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО КОМПОЗИТА GaSb-CrSb

Д.Г.АРАСЛЫ, Р.Н.РАГИМОВ, М.В.КЯЗЫМОВ, И.Х.МАМЕДОВ, А.А.ХАЛИЛОВА, М.Н.МИРЗОЕВ,
Дж.А.НАГИЕВ

В области 20÷1000⁰С исследованы DTA, DSC и TG эвтектического композита GaSb-CrSb. Определены температуры начала 670⁰С и конца 692⁰С плавления. Рассчитана энтальпия фазовых переходов, представлена температурная зависимость удельной теплоемкости. Наблюдаемые на зависимостях DSC и DTA пики, возможно, связаны с магнитными переходами.

THERMAL ANALYSIS OF GaSb-CrSb EUTECTIC COMPOSITE

D.H.ARASLY, R.N.RAHIMOV, M.V.KAZIMOV, I.X.MAMMADOV, A.A.KHALILOVA, M.N.MIRZOYEV,
J.A.NAGIYEV

DTA, DSC and TG studies for GaSb-CrSb eutectic composite have been made in the 20÷1000⁰С temperature range. The initial and final points of melting temperature are determined as 670⁰С and 692⁰С, respectively. The enthalpy for phase transitions was calculated and is present the temperature dependence of the specific heat. The peaks observed on the DSC and DTA curves possibly due to magnetic transitions.

Редактор: д. н. по физике М.А.Алджанов

УДК.621.315.592

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТА КРИСТАЛЛОВ $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ С ЭВТЕКТИКОЙ Bi-Sn

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

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 131
aliyevat@yahoo.com*

Поступила: 26.12.2014

Принята к печати: 24.01.2015

РЕФЕРАТ

Исследованы электрические свойства омического контакта структуры $(\text{Bi-Sn})\text{-Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в интервале температур $77\div 300\text{K}$. Показано, что в процессе создания контакта происходит диффузия атомов компонентов сплава Bi-Sn в приконтактную область кристалла, заканчивающаяся заполнением электроактивных вакансий в подрешетке олова и образованием металлических шунтов, пронизывающих слой объемного ряда.

Ключевые слова: омический контакт, вакансия, подрешетка, контактный материал, металлический шунт.

Халькогениды четвертой группы периодической системы элементов и их твердые растворы являются эффективными материалами для создания термо- и фотоэлектрических преобразователей. Контакт полупроводника с металлами является важнейшим элементом структурных единиц этих преобразователей. Основные параметры этих приборов существенно определяются электрическими и физико-химическими свойствами контакта металл-полупроводник.

В данной работе приводятся результаты исследования электрических свойств контакта $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ со сплавом мас. %57Bi+43Sn в интервале температур $77\div 300\text{K}$.

Монокристаллические образцы $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0; 0,0025; 0,005; 0,01; 0,02; 0,04$) были выращены методом Бриджмена. Из слитков монокристаллов на электроискровой установке были вырезаны образцы в виде цилиндра диаметром и высотой ~ 14 и $\sim 10\text{мм}$, соответственно. Удаление нарушенного слоя, образующегося на торцах образцов при резке, осуществлялось химическим травлением. Образцы для исследования состояли из припаянных друг к другу торцами двух одина-

кового размера и типа проводимости кристаллов. Торцы кристаллов после химической обработки предварительно были залужены контактным сплавом. На боковой поверхности образца вдоль образующей по обе стороны от переходного контакта наносились точечные контакты диаметром $0,2\div 0,3\text{мм}$. Расстояние между контактами составляло $\sim 2\text{мм}$. К этим контактам припаивались медные проволоки, играющие роль зондов при измерении.

Полученные структуры имели линейную вольт-амперную характеристику. Учитывая то, что $U_z = 2U_k + U_{kp}$, для разделения падения напряжения на омическом контакте U_k и падения напряжения на кристалле U_{kp} определялась зависимость измеренного падения напряжения U_z (падение напряжения между зондами, находящимися на одинаковых расстояниях от переходного контакта) от расстояния между контактами L .

Зависимость U_z от L во всем интервале температур была линейной.

Удельное переходное сопротивление в контакте кристалл-контактный сплав определялось из соотношения

$$r_k = \frac{U_k \times S}{I},$$

где U_k – падение напряжения на контакте, В; S – площадь контакта, см^2 ; I – ток в цепи образца, А.

Для объяснения результатов одновременно исследовалась и электропроводность кристаллов, образующих структуру. Все кристаллы имели р-тип проводимости в интервале 77–300 К.

Результаты измерений представлены на рисунке. Видно, что во всех случаях с ростом температуры r_k структур растет. При этом электропроводность кристаллов, образующих структуры, с ростом температуры падает. Значения контактного сопротивления структур на основе кристаллов SnTe при $\sim 77\text{ К}$ и 300 К соответственно равны $\sim 7,2 \cdot 10^{-5}$ и $6,7 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Удельные сопротивления кристаллов SnTe при этих температурах составляют $5,5 \cdot 10^{-5}$ и $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, соответственно.

С ростом содержания Mn в кристаллах r_k структур при $\sim 77\text{ К}$ уменьшается до ~ 5 раз, а удельное сопротивление их при этом растет на $\sim 20\%$, в случае же кристаллов с $x=0,04$ – в ~ 4 раза.

При нанесении на торцы кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ сплава Bi-Sn могут происходить следующие физико-химические процессы.

В [1-3] установлено, что в процессе нанесения расплавленного контактного материала Bi-Sn на торцы кристаллов твердых растворов систем Bi-Sb-Te, Bi-Te-Se, Pb-Mn-Te на границе раздела твердого раствора со сплавом образуется промежуточная фаза в виде теллуридов и селенидов компонентов этого сплава. Подобные теллуриды могут образовываться и в случае кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Удельное сопротивление соединения Bi_2Te_3 при $\sim 77\text{ К}$ примерно в два раза меньше, чем кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Поэтому образование промежуточной фазы типа Bi_2Te_3 на границе раздела может привести к увеличению r_k . Так как SnTe кристаллизуется с избытком теллура, образование теллуридов компонентов контактного сплава на

контакте исследованных структур становится вероятным.

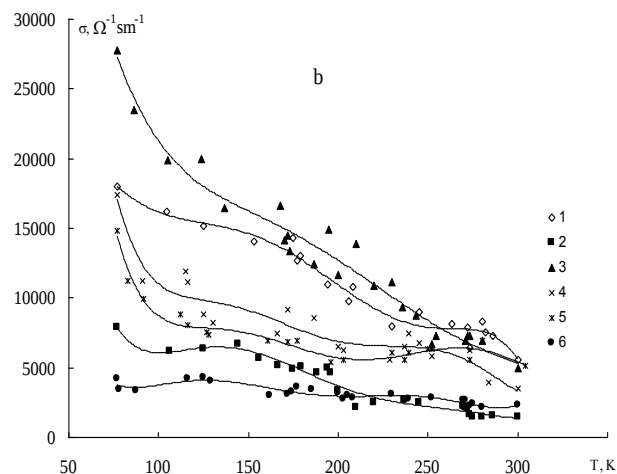
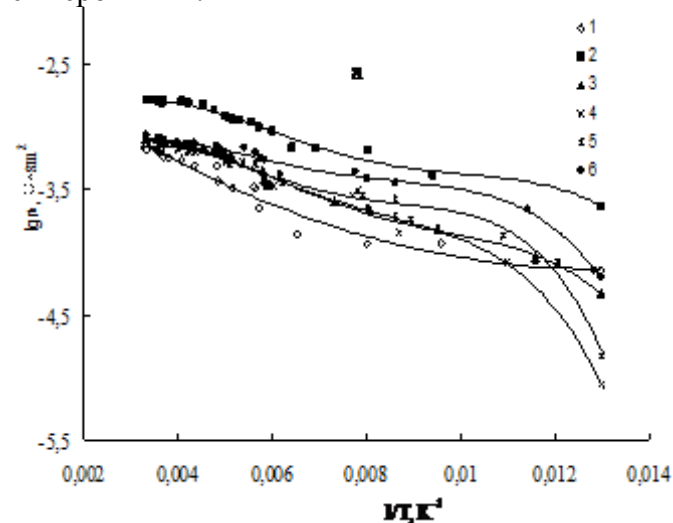


Рис.1.

Зависимости сопротивлений контактов структур (Bi-Sn)- $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (а) и электропроводности кристаллов (б) от температуры. Содержание марганца x : 1-0; 2-0,0025; 3-0,005; 4-0,01; 5-0,02; 6-0,04.

При нанесении расплавленного контактного материала на торцы кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ за счет диффузии приконтактная область кристалла будет обогащаться атомами компонентов сплава. Как было отмечено выше, SnTe и $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ кристаллизуются с избытком теллура, что обуславливает наличие в них большого количества ($\sim 10^{18}$ - 10^{19} см^{-3}) электрически активных вакансий в подрешетке олова. Можно предполагать, что атомы олова, явля-

ющиеся компонентами контактного сплава Bi-Sn, диффундируя в приконтактную область кристалла $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в процессе нанесения контакта, располагаются в указанных вакансиях подрешетки олова и тем самым уменьшают концентрацию дырок (основных носителей тока) в этой области.

Высота потенциального барьера на границе раздела контактный материал - теллурид олова, возникающая за счет разности положений уровней Ферми кристаллов и контактного материала, будет равна:

$$\Delta\varphi = (A_1 - A_2)/e$$

где A_1 и A_2 - работы выхода в контактирующих материалах, e - заряд электрона. Тогда глубина проникновения поля (l) в приконтактную область теллурида олова в контакте будет

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(A_1 - A_2)}{e^2 n_0}}$$

где, в нашем случае, A_1 и A_2 - работа выхода электронов для кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и контактного сплава соответственно, n_0 - концентрация основных носителей тока (дырок) в кристалле, ε_0 - диэлектрическая постоянная, ε - диэлектрическая проницаемость материала.

Таким образом, диффузия атомов Sn в приконтактную область кристалла, приводящая к уменьшению в этой области концентрации дырок, также приводит и к росту контактного сопротивления в исследованных структурах.

Контактное сопротивление для исследованных нами структур в интервале температур $77\div 300$ К возрастает с ростом температуры. Такая зависимость r_k не соответствует механизмам протекания тока термоэлектронной и полевой эмиссии [4]. Поэтому можно сделать предположение, что омический контакт связан с металлическими шунтами [4], представляющими собой атомы висмута, осажденные по линиям несовершенств. Такие шунты образуются в процессе нанесения сплава Bi-Sn на торцы образцов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. В этом случае сопротив

ление контакта определяется выражением [4]

$$r_k = \frac{(\rho_0 + \alpha T)l}{\pi d^2 K},$$

где ρ_0 - удельное сопротивление металла при $T \rightarrow 0$ К, α - температурный коэффициент удельного сопротивления, l - ширина слоя объемного заряда, d - атомный радиус металла, K - плотность несовершенств, на которых могут осаждаться атомы металла.

Значения r_k при ~ 77 К в исследованных структурах меняются в пределах $\sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ Ом·см². Согласно расчетам, проведенных в [4], при низких плотностях несовершенств ($\leq 10^6$ см⁻²), механизм протекания тока по металлическим шунтам является несущественным ($r_k \geq 10^{-1}$ Ом·см²), а при высоких плотностях несовершенств ($> 10^8 - 10^9$ см⁻²), протекание тока, связанное с металлическими шунтами, может стать определяющим. Как и показано в [4], в сплавных контактах, к полупроводникам с достаточно низкой плотностью дислокаций, механизм шунтирования также может оказаться существенным, так как при вплавлении металла в полупроводник, плотность несовершенств, в частности, дислокаций в приконтактной области сильно увеличивается из-за различия в постоянных решетки контактирующих материалов.

Некоторое уменьшение электропроводности образцов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ по сравнению с SnTe при больших концентрациях марганца может быть обусловлено тем, что часть атомов Mn, заполняя вакансии в подрешетке свинца, приводит к уменьшению концентрации дырок в образце.

Таким образом, полученные данные показывают, что электрические свойства в сплавных контактах структур $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ - (Bi-Sb) определяются, в основном, диффузией компонентов сплава в приконтактную область кристалла, заканчивающейся заполнением электроактивных вакансий в подрешетке олова и образованием металлических шунтов, пронизывающих слой объемного заряда.

1. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, Д.Ш.Абдинов. *Адгезионные и электрические свойства границ раздела кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ со сплавом In- Ag-Au*, ЖФХ, **82** (2008) 2185-2186.
2. Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов. *Физико-химические и электрические явления на границе раздела кристаллов твердых растворов систем Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3 и Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 с контактными материалами*. Неорг. материалы, **33** № 4 (1997) 27-38.
3. Б.Ш.Бархалов, Н.М.Ахундова, Д.Ш.Абдинов. *Исследование границ раздела твердых растворов систем Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3 и Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 и сплавов Bi- Sn-Pb-Cd, Bi-Pb-Sn, Bi Sn*, Изв. АН СССР. Неорг. материалы, **26** (1990) 1427-1431.
4. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг. *Механизм протекания тока в сильных контактах металл-полупроводник*, ФТП, **41** (2007) 1281-1308.

**$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ KRİSTALLARININ Bi-Sn EVTEKTİKASI İLƏ
KONTAKTININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİ**

T.C.ƏLİYEV, N.M.AXUNDOVA, G.C.ABDİNOVA, S.Z.CƏFƏROVA

(Bi-Sn)- $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ strukturunun omik kontaktının $77\div 300\text{K}$ intervalında elektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, kontakt yaradılarkən Bi-Sn ərintisini təşkil edən komponentlərin atomlarının kristalın kontaktyanı oblastına diffuziya edərək qalay altqəfəsində olan elektroaktiv vakansiyaları doldurması və həcmi yüklər oblastına daxil olan metal şuntları əmələ gətirməsi baş verir.

**$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ CRYSTALS OF Bi-Sn WITH EVTEKTIKA
ELECTRICAL PROPERTIES OF THE CONTACT**

T.C.ƏLİYEV, N.M.AKHUNDOVA, G.C.ABDİNOVA, S.Z.CƏFƏROVA

The electrical properties of ohmic contact structure (Bi-Sn)- $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ in the temperature range $77\div 300\text{K}$ have been investigated. It has been shown that in the process of establishing contact has diffusion of atoms of components Bi-Sn alloy in the contact region of the crystal, ending with filling vacancies in the sublattice of electroactive tin and the formation of metal shunts that permeate the space charged layer.

Редактор: проф. С.И.Мехтиева

UOT 536.77:547.442

BUTANOL-1-in İSTİLİK TUTUMUNUN ARAŞDIRILMASI

B.ƏHMƏDOV¹, C.SƏFƏROV^{1,2}

Azərbaycan Texniki Universitet¹

AZ 1073, Bakı, H. Cavid pr., 25

Universität Rostock²

Albert-Einstein-Str. 2, D-18059, Rostock, Germany.

javid.safarov@uni-rostock.de

Daxil olub: 30.01.2015
Çapa verilib: 06.02.2015

REFERAT

Təqdim olunan məqalədə butanol-1-in $T=(253.15\div 468.15)\text{K}$ temperatur intervalında və atmosfer təzyiqində təcrübi olaraq differensial skaner kalorimetr metodu ilə öyrənilmiş və son əsr ərzində ədəbiyyatda dərc olunmuş izobarik istilik tutumunun $c_p(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ qiymətlərinin analizi verilmişdir.

Açar sözlər: Biodizel, istilik tutumu, sıxlıq, differensial skaner kalorimetri, səs sürəti.

GİRİŞ

Dünyada enerji istehsalına olan tələbatın artması, ənənəvi enerji resursları mənbələrinin tükənməsi nəticəsində gələcəkdə yaşana bilən enerji böhranının qarşısının alınması üçün son illərdə müxtəlif imkanlar araşdırılır. Bu sahədə alternativ enerji mənbələrindən istifadə və ya ənənəvi enerji mənbələrinə xüsusi bioəlavələr edilməsi əsas istiqamətlər kimi xüsusi önəm verilir. Azərbaycan Respublikası Prezidentinin 2004-cü il 21 oktyabr tarixli Sərəncamı [1] ilə təsdiq edilmiş “Azərbaycan Respublikasında Alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrindən istifadə olunması üzrə Dövlət Proqramında bu məsələlərin inkişafına xüsusi yer verilir. Son illərdə bu proqrama uyğun olaraq Respublikamızda geniş miqyaslı işlər aparılır. Azərbaycan Texniki Universitetində də bu proqrama uyğun olaraq müxtəlif alternativ enerji mənbələrinin istilik-fiziki xassələri araşdırılır.

Təqdim olunan məqalədə butanol-1-in istilik-fiziki xassələrinin hesablanması üçün vacib olan atmosfer təzyiqində onun izobarik istilik tutumunun $c_p(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ təcrübi yolla araşdırılması və son əsrdə aparılmış bütün ədəbiyyat nəticələri şərh olunmuşdur. Butanol-1 daxiliyanma mühərriklərində biodizel kimi geniş istifadə perspektivlərinə malikdir və son

illərdə bu perspektiv imkanlar daha da dərinlən öyrənilir. Butanol-1-in karbohidrogen zəncirinin uzun olması onu qeyri-polyar şəklə salır. Onun dörd karbohidrogen zənciri var və bu hal da onun xassələrinin spirtlərin sırasında benzinə ən yaxın olmasını təmin edir. Butanol-1 biokütlədən (biobutanol) alınır da bilər.

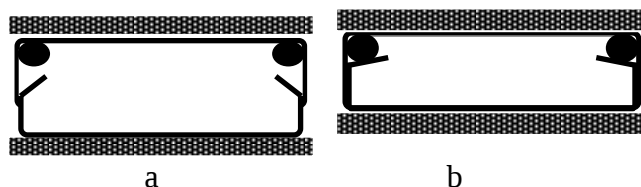
Butanol-1-in daxiliyanma mühərriklərində istifadəsinə gəldikdə onu qeyd etmək lazımdır ki, dizel mühərriklərinə ən son texnologiya ilə yanacaq 160 MPa-a qədər təzyiq altında vurulur. Gələcəkdə daxiliyanma mühərrikləri texnologiyasının inkişafı istiqamətində bu təzyiqin 400 MPa və daha yüksəkə qaldırmaq nəzərdə tutulmuşdur. Bunun nəticəsində mühərrikin bir dövrü zamanı yanacağın püskürmə dəfəliliyinin 5-dən 10-a qədər artırılmasına və yanacağın tam yanaraq his qalmasına imkan vermir. Bu da mühərrikin və sonda avtomobilin sürətinin artmasına və qısa yanma anında optimal sürətin alınmasına gətirib çıxarır. Əlbəttə bu cür yüksək təzyiq altında püskürülən yanacağın istilik-fiziki xassələrinin araşdırılması çox vacib məsələlərdən biridir. Çünki bu xassələr 10 dəfəyə qədər arta bilər. Belə ki, yanacağın yüksək təzyiqlərdə özlülüyü, sıxlığı, istilik tutumu, səs sürəti və s. xassələri çox vacib parametrlər kimi analiz olunmalıdır [2]. Yüksək

təzyiqlərdə bu xassələrin ölçülməsi çətin olduğu üçün onların termodinamikanın klassik tənliklərinin köməyi ilə hesablanması məsələnin həllini çox sürətləndirir.

Maddələrin yüksək təzyiqlərdə istilik-fiziki xassələrinin hesablanması üçün Azərbaycan Texniki Universitetinin “İstilik və soyuqluq texnikası” kafedrası ilə Almaniyanın Rostok Universitetinin “Texniki Termodinamika” kafedrası birlikdə yeni metod hazırlamışdır [3]. Bu metoda görə maye və ya qazın sıxlığının yüksək hal parametrlərində (p, ρ, T) xassələrinin məlum olması əsas şərtədir. Bundan sonra istilik tutumunun yaxud səs sürətinin, atmosfer təzyiqində və (p, ρ, T) xassələrinin ölçüldüyü temperatur intervalında məlum olması vacibdir. Bu şərtlərin məlum olduğu zaman (p, ρ, T) nəticələrinin məlum olduğu yüksək təzyiq və temperaturalarda mayələrin bütün texniki vacib istilik-fiziki xassələrinin hesablanması mümkündür. Bunun üçün əvvəlcə butanol-1-in yüksək təzyiq ($p=140$ MPa-a qədər) və geniş temperatur intervalında $T=(263.15-468.15)$ K sıxlığının təcrübi (p, ρ, T) nəticələrini vibrasiya borulu DMA HPM densimetr metodu ilə araşdırılmışdır [4]. Təcrübə nəticələrinin və qurulmuş hal tənliyinin köməyi ilə təzyiqin daha yüksək həddə - 200 MPa-a qədər artırılması (ekstrapolyasiya) yerinə yetirilmişdir. Buna səbəb vibrasiya borulu DMA HPM densimetr metodu ilə sıxlığın $p=140$ MPa-dan artıq təzyiqlərə qaldırılmasının qeyri-mümkün olmasıdır. Daha sonra butanol-1-in atmosfer təzyiqində və geniş temperatur intervalında $T=(253.15-468.15)$ K izobarik istilik tutumunun qiymətləri təcrübi olaraq ölçülmüşdür. Təqdim olunan bu məqalədə məhz butanol-1-in istilik tutumunun təcrübi ölçülmüş qiymətləri və onların ədəbiyyat qiymətləri ilə müqayisə olunaraq təsdiq olunması verilmişdir. Elmi qrupumuzun uzun müddətli araşdırmalarından belə qənaətə gəlmişik ki, atmosfer təzyiqində məhz istilik tutumunun araşdırılması (səs sürətinin yox) daha sonradan istilik-fiziki xassələrin hesablanması üçün dəqiq nəticələr verir. Bu nəticələr növbəti mərhələdə butanol-1-in geniş hal parametrlərində texniki vacib istilik-fiziki xassələrinin hesablanması üçün istifadə ediləcəkdir.

TƏCRÜBƏ BÖLMƏSİ

Təcrübələr zamanı istifadə edilən ultra təmiz butanol-1 (EMPLURA® Merck Schuchardt OHG, Almaniya, CAS Nr. 71-36-3, Art. Nr. 8.22262.2500) ən yüksək təmizliyə (99.99%) malikdir. Butanol-1-in atmosfer təzyiqində izobarik istilik tutumunun $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ ölçülməsi üçün aparılan təcrübələr Pyris 1 tipli differensial skaner kalorimetrində yerinə yetirilmişdir. Diferensial skaner kalorimetri materiallara temperaturdan asılı verilən istiliyi çox yüksək dəqiqliklə ölçməyə imkan verir. Bu zaman ölçülmüş istilik miqdarına əsasən xüsusi ərimə istiliyi, faza keçidləri, istilik tutumunun və s. dəqiqliklə təyin olunmasında, fiziki və kimyəvi xassələrin tədqiq etməkdə böyük rol oynayırlar. Qurğunun əsas elementi daxilində ölçüləcək maddə olan platin-iridium ərintisi ilə örtülmüş paslanmayan poladdan hazırlanmış yuva, qızdırıcılar və platin termorezistorlardır. Ölçü yuvası $T=573.15$ K temperatura və 24 bar təzyiqə qədər davamlıdır. Ölçü yuvası termoizolə edilir və çox az istilik inersiyasına malikdirlər. Ölçü yuvasına təxminən 30÷70 mq nümunə yerləşdirilir və xüsusi bərkidici qurğu ilə bağlanır. Ölçü yuvasının yüksək təzyiqə davam gətirməsi üçün qapağının altında rezin kiplik yerləşdirilir (Şəkil 1).



Şəkil 1. Ölçü yuvasının kip bağlanması: a- əvvəlcə, b- bağlandıqdan sonra.

Ölçmələr iki paralel ölçü yuvasından istifadə etməklə yerinə yetirilir. Birinci ölçü yuvasında ölçüləcək maddə, ikincisində isə etalon maddə (səfir) yerləşdirilir. Ölçmələr temperaturun iki halı ilə aparıla bilər: temperaturun sabit saxlanması və ya sabit sürətlə dəyişməsi ilə. Bu məqalədə təcrübələr temperaturun sabit sürətlə dəyişməsi metodu ilə yerinə yetirildiyi üçün hər iki ölçü yuvasının temperaturu bir-birinə bərabər saxlanılır.

Onlarda temperaturun eyni saxlanması üçün lazım olan istilik zamanın və temperaturun funksiyası halında qeyd olunur. Bu zaman qurğuda alınmış qrafikin sahəsi faza keçidi zamanı lazım olan istiliyə bərabərdir. İstilikvermə sürəti təcrübələrdə 3 K/dəq. Seçilmişdir [5]. Ölçü yuvalarında nümunələr iki müxtəlif (ölçüləcək nümunə və ədəbiyyat qiymətləri əvvəlcədən dəqiq məlum olan etalon nümunə) olduqlarına görə, yuvaların hər ikisinin sabit temperaturda saxlanması üçün onlara verilən istiliyin miqdarı fərqli olur. Bu istilik fərqlərinə görə istilik tutumu hesablanır:

$$\Delta P = \frac{dq}{dt}. \quad (1)$$

Ölçü yuvası əvvəlcə boş, sonra doldurulmuş maye ilə birlikdə tərəzidə çəkilir və onun daxilindəki mayenin miqdarı tapılır. Eyni qayda ilə ikinci ölçü yuvası da tərəzidə çəkilir [5]. Hər iki ölçü yuvası qurğunun xüsusi hissəsinə yerləşdirildikdən sonra qurğu tam avtomatik olaraq işə düşür, ilk öncə ölçü yuvaları iki dəfə 150°C-dən -70°C-yə qədər soyudulur və qızdırılır. Bu zaman istiliyin verilmə sürəti 10 K/dəq. həddində saxlanılır, ölçü yuvasının kipliyi yoxlanılır və temperatur profilində faza keçidlərini görmək mümkün olur. İkinci proses halında nümunələr 50 K intervalı ilə 150°C-dən -70°C-yə qədər soyudulur və qızdırılır. Yenə də istiliyin verilmə sürəti 10 K/dəq. həddində saxlanılır. Daha sonra verilmiş istilik miqdarının əsasında [istilik axını–vaxt əyrisi, $\Phi(t)$] izobar istilik tutumunu aşağıdakı düsturların köməyi ilə hesablamaq olur [5]:

$$c_p(T) = c_{p_{\text{sapfir}}}(T) \cdot \frac{m_{\text{sapfir}} \cdot \beta}{m_{\text{nümunə}} \cdot \beta} \cdot \frac{\Phi_{\text{nümunə}}(T) - \Phi_{\text{bos}}(T)}{\Phi_{\text{sapfir}}(T) - \Phi_{\text{bos}}(T)} = \quad (2)$$

$$K(T) \cdot \frac{\Phi_{\text{nümunə}}(T) - \Phi_{\text{bos}}(T)}{m_{\text{nümunə}} \cdot \beta},$$

burada $K(T)$ temperaturdan asılı kalibrəmə əmsalı olub aşağıdakı kimi tapılır [5]:

$$K(T) = c_{p_{\text{sapfir}}}(T) \cdot \frac{m_{\text{sapfir}} \cdot \beta}{\Phi_{\text{sapfir}}(T) - \Phi_{\text{bos}}(T)}, \quad (3)$$

təcrübə nəticələri temperaturdan asılı polinom şəklində yazılmışdır:

$$c_p / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}) = \sum_{i=0}^5 a_i T^i, \quad (4)$$

burada: a_i polinomun əmsallarıdır və cədvəl 1-də verilmişdir.

Empirik şəkildə hazırlanmış (4) tənliyi təcrübə nəticələrini $\Delta c_p/c_p = \pm 0.01\%$ xəta ilə yazmağa imkan verir. Təcrübə prosesindən və alınmış nəticələrin empirik polinomial tənlik vasitəsilə yazılmasından sonra butanol-1-in atmosfer təzyiqində izobarik istilik tutumunun alınmış nəticələrinin ədəbiyyat qiymətləri ilə müqayisə prosesi yerinə yetirilmişdir. Son əsrdə bu sahədə nəşr olunmuş məqalələrin [6-47] geniş analizi aparılmışdır. Təcrübə qiymətləri dərc olunmuş ədəbiyyat nəticələrinin xülasəsi cədvəl 2-də verilmişdir. Şəkil 2-də butanol-1-in atmosfer təzyiqində izobarik istilik tutumunun alınmış təcrübə qiymətlərinin ədəbiyyat qiymətləri ilə müqayisəsi verilmişdir. Şəkildən görünür ki, təcrübə nəticələrində alınmış qiymətlər ədəbiyyat qiymətlərinə çox yaxşı uyğun gəlirlər. Buradan belə qənaətə gəlmək olar ki, alınmış nəticələrini yüksək hal parametrlərində (p, ρ, T) xassələri ilə birlikdə butanol-1-in istilik-fiziki xassələrinin hesablanması üçün istifadə etmək olar.

Cədvəl 1

(4) tənliyində a_i əmsallarının qiymətləri.

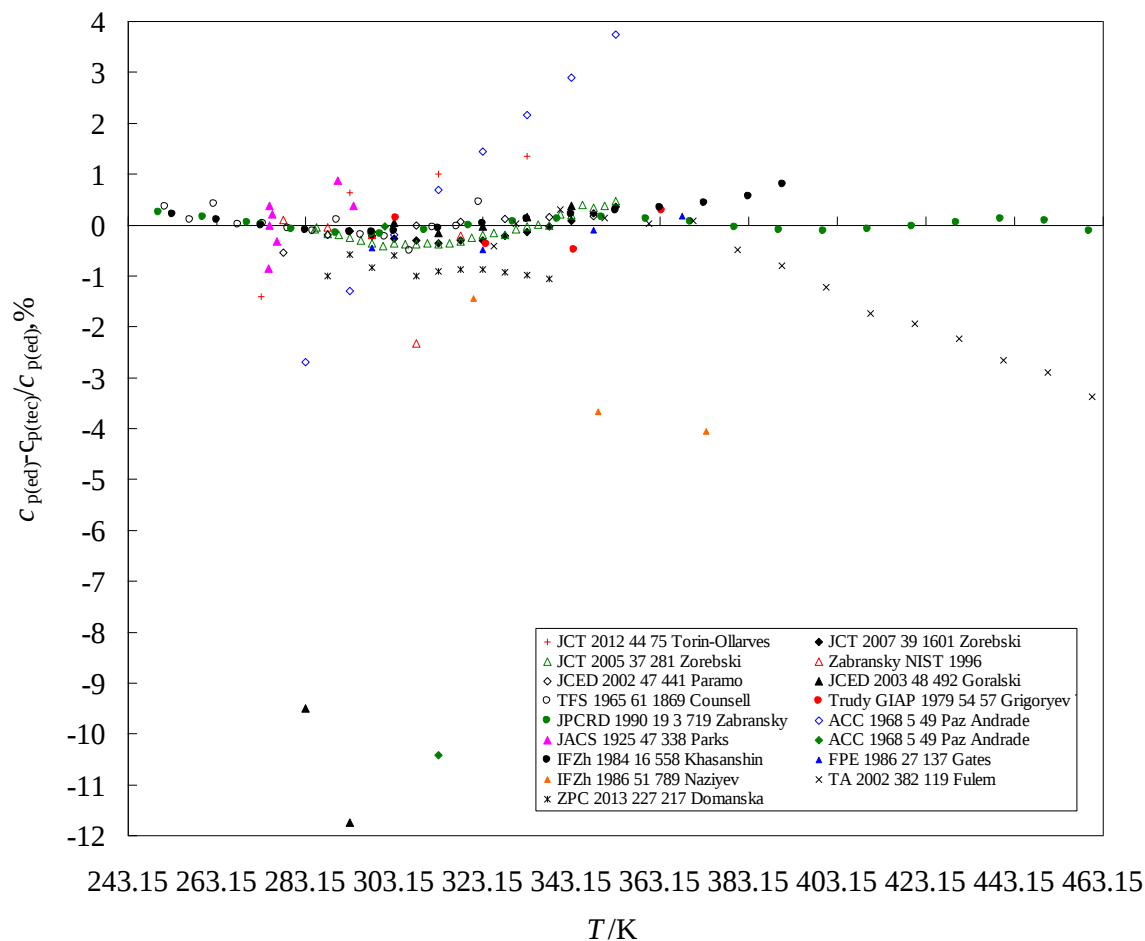
a_0	a_1
-23502.8045706606	423.127542637313
a_2	a_3
-2.77467824697277	$0.883160039558228 \cdot 10^{-2}$
a_4	a_5
$-0.13436353941981 \cdot 10^{-4}$	$0.785140077009 \cdot 10^{-8}$

Cədvəl 2

Butanol-1-in istilik tutumunun təcrübə qiymətlərinin ədəbiyyat xülasəsi

İlk Mifəlif	Ədəbiyyat	İl	Metod	Xassə	Temperatur, T/K	Təzyiq, p/MPa	Xəta, $\Delta\rho$	Temizlik	Nümunanın alındığı firma
Williams	[8]	1924	AC	c_p, T	283.15	0.101	NA	NA	Kahlbaum
Parks	[9]	1925	AC	c_p, T	90.6 - 151.3	0.101	0.5%	99 %	NA
Philip	[10]	1938	NA	η, ρ, c_p, T	302.45	0.101	NA	NA	NA
Tschamler	[11]	1949	NA	c_p, T	298.15	0.101	NA	NA	Schuchardt
Sinke	[12]	1952	FC	c_p, T	394.00 - 437.00	0.101	$\pm 1 \text{ kal mol}^{-1} \text{ dar}^{-1}$	NA	NA
Vedenskiy	[13]	1961	NA	c_p, T	300 - 1000	0.101	NA	NA	NA
Counsell	[14]	1965	NA	c_p, T	11.00 - 320.00	0.25 - 1	NA	> 99.5%	NA
Paz Andrade	[15]	1968	MC	c_p, T	301.15 - 313.15	0.101	NA	NA	NA
Strömsöe	[16]	1970	FC	c_p, T	395.25 - 603.35	0.101	0.3%	99.8%	Merck
Khasanshin	[21]	1984	NA	ρ, c_p, T, u	183.85 - 390.81	0.101	2.2%	NA	NA
Gates	[23]	1986	DSC	c_p, T	298 - 400	0.101 - 20	NA	99	Fluka
Naziyev	[25]	1986	AC	c_p, p, T	321.05 - 522.15	0.101 - 50	$\pm 2\%$	KT	Novoçerkasski
Andreoli-Bal	[29]	1988	FC	c_p, T	298.15	0.101	$15 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	99 %	NA
Oswal	[34]	1998	NA	ρ, c_p, T, u	303.15	0.101	NA	99.5%	BDH
Calvo	[35]	1999	FC	ρ, c_p, T	298.15	0.101	NA	99.8%	Sigma-Aldrich
Stepanov	[36]	2000	AC	c_p, T	541.4 - 639.12	0.101	NA	99.93%	NA
Origlia	[37]	2001	VTD	c_p, T, V^E	278.15 - 393.15	0.35	0.5-2 %	0.0003	Mallinckrodt
Fulem	[38]	2002	SC	ρ, c_p, T	325.70 - 570.70	6.4	NA	>99	Lachema
Páramo	[39]	2002	DSC (sc, st)	c_p, T	278.15 - 348.15	0.101	$0.05 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\geq 99.5\%$	Fluka
Goraliski	[40]	2003	DSC	c_p, T	283.15 - 343.15	0.101	0.15%	NA	NA
Troncoso	[41]	2004	DSC (sc)	ρ, c_p, T, u	278.15 - 318.15	0.101	$0.15 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	99.8%	NA
Zorebski	[42]	2005	DSC	c_p, T	285.15 - 353.15	0.101	0.15%	> 0.995	Merck
Rubini	[43]	2007	DSC	ρ, c_p, T	303.15	0.101	0.1%	≥ 99.4	Aldrich
Zorebski	[44]	2007	DSC	c_p, T	293.15 - 353.15	0.101	0.15%	> 0.998	Aldrich
Torin-Ollarves	[45]	2012	NAFC	$\rho, c_p, T, \kappa, \alpha_p, \eta, V^E$	273.15 - 333.15	0.101	0.5%	> 99.5%	Fluka
Zorebski	[47]	2014	DSC	ρ, c_p, T, u	283.15 - 318.15	0.101	$\pm 0.5\%$	> 0.995	NA

Burada: AC, adiabat kalorimetri; NA, naməlum; FC, axın kalorimetri; DSC, Diferensial Çəkmə kalorimetriyası; KT, kimyəvi təmiz; NAFC, Qeyri-adiabatik axın mikroklorimetriyası; DFM, Diferensial axın mikroklorimetriyası; ρ , sıxlıq; V^E , ləzafi molyar həcm; u , səs sürəti; η , özlülük; κ , isotermlə sıxılma; α_p , termiki genişlənmə.



Şəkil 2. Butanol-1-in atmosfer təzyiqində təcrübi olaraq analiz edilmiş izobarik istilik tutumunun $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ temperaturdan (T/K) asılılığı və qiymətlərinin son əsrdə bu sahədə nəşr olunmuş məqalələrlə birlikdə.

1. Azərbaycan Respublikasının Qanunvericilik Toplusu, 31 oktyabr, № 10 (2004) 838.
2. A.M.Duncan, A.Ahosseini, R.McHenry, C.D.Depcik, Stagg-Williams, S.M.Scurto. High-Pressure Viscosity of Biodiesel from Soybean, Canola, and Coconut Oils, *Energy Fuels*, **24** (2010) 5708–5716.
3. J.Safarov, R.Hamidova, S.Zepik, H.Schmidt, I.Kul, A.Shahverdiyev, E.Hassel. Thermophysical Properties of 1-hexyl-3-methylimidazolium bis(trifluoromethylsulfonyl)imide at high temperatures and pressures, *Journal of Molecular Liquids*, **187** (2013) 137-156.
4. B.Əhmədov, Butanol-1-in istilik-fiziki xassələri, Ümummilli lider Heydər Əliyevin anadan olmasının 90-cı ildönümünə həsr olunmuş Gənc Tədqiqatçıların I Beynəlxalq Elmi Konfransı, Qafqaz Universiteti, 26-27 Aprel 2013, Bakı, Azərbaycan.
5. C.Schick. Differential scanning calorimetry (DSC) of semicrystalline polymers, *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, **395** (2009) 1589–1611.
6. von Reis M.A. Die spezifische Wärme flüssiger organischer Verbindungen und ihre Beziehung zu deren Molekulargewicht, *Ann. Physik*, **249** (1881) 447-465.
7. W.Louguinine, Latent heats of vaporisation of liquids, *Ann. Chim. Phys. (Paris) Ser. 7* **13** (1898) 289-377.
8. J.W.Williams, F.Daniels. The specific heats of certain organic liquids at elevated temperatures, *Journal of American Chemical Society*, **46** (1924) 903-917.
9. G.S.Parks. Thermal data on organic compounds. I. The heat capacities and free energies of methanol, ethyl alcohol and n-butyl alcohol, *Journal of American Chemical Society*, **47** (1925) 338-345.

10. N.M.Philip. Adiabatic and isothermal compressibilities of liquids, *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*, **9** (1939) 109-120.
11. H.Tschamler, E.Richter, F.Wettig. Mischungen von primären aliphatischen Alkoholen mit Chlorex und anderen organischen Stoffen, *Monatshefte für Chemie und verwandte Teile anderer Wissenschaften*, **80** (1949) 749-758.
12. G.C.Sinke, De Vries. Heat capacity of organic vapors. VIII. Data for some aliphatic alcohols using an improved flow calorimeter requiring only 25 ml. of sample, *Journal of the American Chemical Society*, **75** (1953) 1815-1818.
13. A.A.Vvedenskii, Yu.A.Timin. Heat capacity of aliphatic alcohols. *Novosti Neft. i Gaz. Tekhn. Neftepererabotka i Neftekhim.*, **11** (1961) 31-33.
14. J.F.Counsell, J.L.Hales, J.F.Martin. Thermodynamic Properties of Organic Oxygen Compounds, Part 16. Butyl Alcohol, *Transactions of Faraday Society*, **61** (1965) 1869-1875.
15. Paz Andrade M.I., E.Recacho, Paz Fernandez J.M. Determination of the specific heat of liquids, *Acta Cientifica Compostelana*, **5** (1968) 49-55.
16. E.Strömsöe, H.G.Rönne, A.L.Lydersen. Heat capacity of alcohol vapors at atmospheric pressure, *Journal of Chemical and Engineering Data*, **15** (1970) 286-290.
17. San Jose, L.Juan, Mellinger, Gary; Reid, Robert C. Measurement of the isobaric heat capacity of liquids and certain mixtures above the normal boiling point, *Journal of Chemical and Engineering Data*, **21** (1976) 414-17.
18. S.D.Sriskandarajah. Heat capacity and enthalpy of liquids: aliphatic alcohols, *Engineering Sciences Data Item*, 79028 (1979) 10.
19. Б.А.Григорьев, Г.С.Янин. Ю.Л.Расторгуев. Экспериментальные исследование изобарной теплоемкости спиртов, *Труды ГИАП*, **54** (1979) 57-64.
20. H.C.Zegers, G.Somsen. Partial molar volumes and heat capacities in dimethylformamide + an n-alkanol, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **16** (1984) 225-235.
21. Т. С.Хасаншин, Т.Б.Жукова. Термодинамические свойства 1-бутанола при атмосферном давлении, *Инженерно-Физический журнал*, **46** (1984) 558-565.
22. G.Roux-Desgranges, J.-P.E.Grolier, M.A.Villamanan, C.Casanova, Role of alcohol in microemulsions. III. Volumes and heat capacities in the continuous phase water-n-butanol-toluene of reverse micelles, *Fluid Phase Equilibria*, **25** (1986) 209-230.
23. J.A.Gates, R.H.Wood, J.C.Cobos, C.Casanova, A.H.Roux, G.Roux-Desgranges, J.-P.E.Grolier. Densities and heat capacities of 1-butanol + n-decane from 298 K to 400 K, *Fluid Phase Equilibria*, **27** (1986) 137-151.
24. H.Ogawa, S.Murakami. Excess isobaric heat capacities for water + alkanol mixtures at 298.15 K, *Thermochimica Acta*, **109** (1986) 145-154.
25. Я.М.Назиев, М.М.Баширов, Ю.А.Бадалов. Экспериментальный прибор для измерения изобарной теплоемкости электролитов при высоких параметрах состояния, *Инженерно-физический журнал* **51** (1986) 789-794.
26. R.Tanaka, S.Toyama, S.Murakami. Heat capacities of alcohols + heptane $\{x \text{ CnH}_{2n+1}\text{OH} + (1-x) \text{C}_7\text{H}_{16}\}$ for $n=1$ to 6 at 298.15K, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **18** (1986) 63-73.
27. H.Ogawa, S.Murakami. Excess volumes, isentropic compressions, and isobaric heat capacities for methanol mixed with other alkanols at 25°C, *Journal of Solution Chemistry*, **16** (1987) 315-326.
28. G.V.Stepanov, K.A.Shakhbanov, O.A.Bui. Heat capacity at a constant volume of butyl alcohol. *Teplofiz. Svoistva Chist. Veshchestv i Vod. Rastvorov Elektroltov, Makhachkala*, (1987) 8-14.
29. L.Andreoli-Ball, D.Patterson, M.Costas, M.Caceres-Alonso. Heat capacity and corresponding states in alkan-1-ol-n-alkane systems, *Journal of Chemical Society, Faraday Transactions I*, **84** (1988) 3991-4012.
30. G.V.Stepanov, K.A.Shakhbanov, O.A.Bui. Experimental study of isochoric heat capacity of 1-butanol in the vapor state, *Geotermiya. AN SSSR. Dagestanskiy Filial Instituta Problem Geotermii, Makhachkala*, **4** (1989) 115-20.
31. G.V.Stepanov, O.A.Bui, K.A.Shakhbanov., Isochoric heat capacity of butanol in its liquid phase. *Zhurnal Fizicheskoi Khimii*, **63** (1989) 2524-2526.
32. M.Zabransky, V.Ruzicka, V.Majer. Heat capacities of organic compounds in the liquid state. I. C1 to C18 1-alkanols. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **19** (1990) 719-62.
33. M.Bures, M.Zábranský, V.Svoboda. Dependence of molar heat capacity of liquid alkanols C₃-C₅ on their structure, *Thermochimica Acta*, **245** (1994) 145-153.

34. S.L.Oswal, K.D.Prajapati. Speeds of Sound, Isentropic Compressibilities, and Excess Molar Volumes of an Alkanol + Cycloalkane at 303.15 K. 1. Results for Alkan-1-ols + Cyclohexane, *Journal of Chemical and Engineering Data*, **43** (1998) 367-372.
35. E.Calvo, P.Brocos, A.Pineiro, M.Pintos, A.Amigo, R.Bravo. Heat Capacities, Excess Enthalpies, and Volumes of Mixtures Containing Cyclic Ethers. 4. Binary Systems 1,4-Dioxane+1-Alkanols, *Journal of Chemical and Engineering Data*, **44** (1999) 948-954.
36. Г.В.Степанов, К.А.Шахбанов, И.М.Абдурахманов. Изохорная теплоемкость н-бутанола в интервале 541.4-639.12K, *Журнал Физической Химии*, **74** (2000) 1769-1771.
37. M.L.Origlia, E.M.Woolley, Apparent molar volumes and apparent molar heat capacities of aqueous solutions of isomeric butanols at temperatures from 278.15K to 393.15K and at the pressure 0.35MPa, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **33** (2001) 451-468.
38. M.Fulem, K.Ruzicka, V.Ruzicka. Heat capacities of alkanols: Part I. Selected 1-alkanols C₂ to C₁₀ at elevated temperatures and pressures, *Thermochimica Acta*, **382** (2002) 119-128.
39. R.Páramo, M.Zouine, C.Casanova. New Batch Cells Adapted To Measure Saturated Heat Capacities of Liquids, *Journal of Chemical & Engineering Data*, **47** (2002) 441-448.
40. P.Goralski, M.Tkaczyk, M.Chorazewski. Heat Capacities of α,ω -Dichloroalkanes at Temperatures from 284.15K to 353.15K and a Group Additivity Analysis, *Journal of Chemical & Engineering Data*, **48** (2003) 492-496.
41. J.Troncoso, J.L.Valencia, M.Souto-Caride, D.González-Salgado, J.Peleteiro, Thermodynamic Properties of Dodecane+1-Butanol and+2-Butanol Systems, *Journal of Chemical & Engineering Data*, **49** (2004) 1789-1793.
42. E.Zorebski, M.Chorazewski, M.Tkaczyk. Excess molar heat capacities for (1-butanol +1,3-butanediol) at temperatures from (285 to 353)K, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **37** (2005) 281-287.
43. K.Rubini, R.Francesoni, A.Bigi, F.Comelli. Excess molar enthalpies and heat capacities of dimethyl sulfoxide+seven normal alkanols at 303.15K and atmospheric pressure, *Thermochimica Acta*, **452** (2007) 124-127.
44. E.Zorębski, P.Góralski. Molar heat capacities for (1-butanol+1,4-butanediol, 2,3-butanediol, 1,2-butanediol, and 2-methyl-2,4-pentanediol) as function of temperature, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **39** (2007) 1601-1607.
45. G.A.Torin-Ollarves, J.J.Segovia, M.C.Martin, M.A.Villamanan. Thermodynamic characterization of the mixture (1-butanol + iso-octane): Densities, viscosities, and isobaric heat capacities at high pressures, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **44** (2012) 75-83.
46. U.Domanska, M.Zawadzki, M.Królikowski. Heat Capacity, Excess Molar Volumes and Viscosity Deviation of Binary Systems of N-octylisoquinolinium bis{(trifluoromethyl)sulfonyl}imide Ionic Liquid. *Zeitschrift für Physikalische Chemistry (München)*, **227** (2013) 217-238.
47. E.Zorębski, P.Góralski, B.Codula, M.Zorębski. Thermodynamic and acoustic properties of binary mixtures of 1-butanol with 1,2-butanediol. The comparison with the results for 1,3-, and 1,4-butanediol, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **39** (2007) 1601-1607.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ Н-БУТИЛОВОГО СПИРТА

Б.АХМЕДОВ, Д.САФАРОВ

В данной публикации приводится экспериментальный анализ изобарной теплоемкости c_p /(J·kg⁻¹·K⁻¹) бутанола-1 при температурах $T=(253.15\div 468.15)$ К с использованием метода дифференциального сканирующего калориметра и анализ литературы за последнее столетие.

INVESTIGATION OF ISOBARIC HEAT CAPACITY OF BUTANOL-1

В.АНМАНДОВ, Д.САФАРОВ

The isobaric heat capacity c_p /(J·kg⁻¹·K⁻¹) of 1-butanol at temperatures $T=(253.15\div 468.15)$ K using the differential scanning calorimetry is presenting in this paper. The literature analysis for the last century also have been analysed and compared with our results.

Редактор: д. ф-м. н. М.А.Алджанов

УДК 72.20.Па

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В AgSbSe_2

С.С.РАГИМОВ, А.А.САДДИНОВА, Р.И.СЕЛИМ-ЗАДЕ, А.Э.БАБАЕВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
sadiyar@mail.ru*

Поступила: 16.12.2014
Принята к печати: 19.01.2015

Ключевые слова: коэффициент Холла, термоэлектрический материал, кристаллическая структура, электропроводность, AgSbSe_2 .

РЕФЕРАТ

Проведены исследования эффекта Холла и электропроводности AgSbSe_2 в температурной области $80\div 320\text{K}$. В области 150K на температурной зависимости коэффициента Холла обнаружен максимум. Анализированы возможные причины возникновения максимума и показано, что особенность, обнаруженная в области 250K , обусловлена выходом ионов серебра из своих неупорядоченных расположений в кристаллической решетке

ВВЕДЕНИЕ

Тройное полупроводниковое соединение AgSbSe_2 относится к группе $\text{A}^1\text{B}^5\text{C}_2^6$ и образуется на основе двух бинарных соединений типа Ag_2Te и Sb_2Se_3 . Согласно литературным данным [1] AgSbSe_2 кристаллизуется в гранецентрированной кубической структуре типа NaCl с неупорядоченным расположением атомов серебра и сурьмы вплоть до комнатной температуры (пространственная группа $\text{Fm}\bar{3}\text{m}$).

Интерес к исследованию этого соединения обусловлен его термоэлектрическими свойствами [2-4]. Прежде всего, это связано с очень низким значением коэффициента теплопроводности. С другой стороны, AgSbSe_2 также привлекает внимание как материал, обладающий фазовым переходом. Исследования AgSbSe_2 , в основном, проводились выше комнатной температуры с целью улучшения ее термоэлектрических свойств [4]. Однако, природа неупорядоченности, электронная структура, их влияние на явления переноса и др. вопросы недостаточно исследованы.

В данной работе приводятся результаты исследования электропроводности и эф-

фекта Холла в AgSbSe_2 в температурном интервале $80\div 320\text{K}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованные образцы были получены сплавлением исходных компонентов в запаянных кварцевых ампулах с выдержкой 10 часов выше температуры плавления с дальнейшим медленным охлаждением со скоростью $1\text{K}/\text{мин.}$ до комнатной температуры.

Эксперименты по исследованию коэффициента Холла проводились на установке HL5500PC Hall Effect Measurement System.

Измерения проводились на постоянном токе силой 10mA , в магнитном поле $0,5\text{T}$ четырехзондовым методом.

На Рис.1 представлена температурная зависимость коэффициента Холла R_H . Концентрация носителей заряда была определена по данным коэффициента Холла в предположении значения холловского фактора $A=1$. Исследованный образец имел р-тип проводимости с концентрацией носителей заряда $p=5,6\cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$. На температурной зависимости коэффициента Холла наблюдает-

ся максимум в области 150К. В области 80÷150К с ростом температуры коэффициент Холла возрастает, далее, проходя через максимум, уменьшается. Обращает на себя внимание и некоторая особенность на температурной зависимости коэффициента Холла в области 200÷250К. Такое поведение наблюдается и на температурной зависимости электропроводности

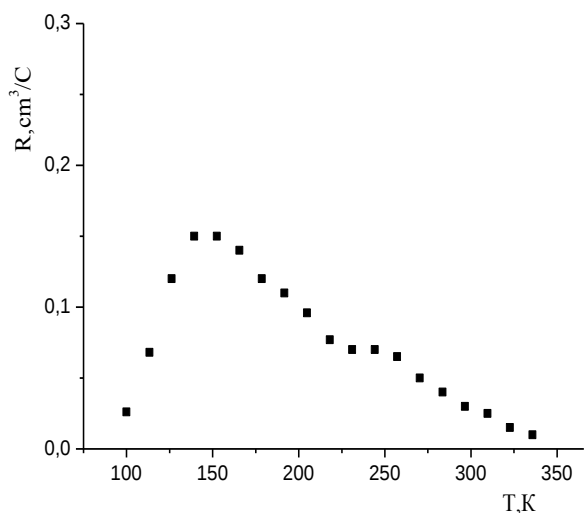


Рис.1

Температурная зависимость коэффициента Холла AgSbSe_2 .

На Рис.2 представлена температурная зависимость электропроводности σ AgSbSe_2 .

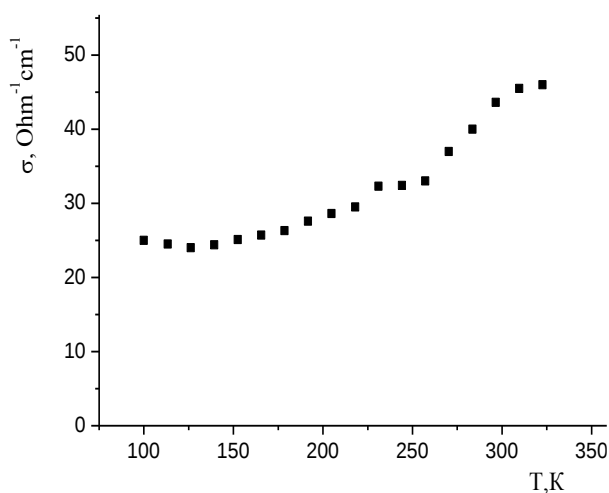


Рис.2

Температурная зависимость электропроводности AgSbSe_2 .

Значение электропроводности возрастает с температурой и соответствует полупроводниковому ходу. Особенность, обнаруженная на температурной зависимости коэффициента Холла, наблюдается и на зависимости электропроводности. Можно было не обращать на это внимание и считать такое отклонение погрешностью проведенных экспериментов. Однако мы вынуждены обратить на это внимание из следующих соображений.

В работе [5] приводится схема образования связей для соединений системы $\text{A}^{\text{I}}\text{B}^{\text{V}}\text{C}_2^{\text{VI}}$. Согласно этой схеме ковалентные связи образуются между атомами B^{V} и C^{VI} , и они являются “жесткой” основой кристаллической решетки. Что касается ионов A^{I} , они располагаются внутри этого остова в соответствии с необходимостью нейтрализации отрицательных зарядов. С другой стороны, достаточно большая разность электроотрицательностей между элементами VI группы и электроположительными атомами A^{I} и B^{V} также приводит к стабильности решетки. Однако, если учесть тот факт, что с ростом температуры ионы серебра могут выйти из связей, то естественно это обязательно будет отражаться на его электрических свойствах. Выше было отмечено, что AgSbSe_2 получается на основе двух бинарных соединений типа Ag_2Te и Sb_2Se_3 . А соединения халькогенидов серебра известны как проводники с большой ионной проводимостью [6]. С ростом температуры ионы серебра выходят из своих положений, усиливая при этом перестройку кристаллической решетки. Действительно, халькогениды серебра обладают структурно-фазовыми переходами в области 400÷450К. По нашему мнению, подготовка к этому процессу может начаться гораздо раньше. Обнаруженная в области 200÷250К особенность может быть связана именно с первоначальным выходом ионов серебра из своих неупорядоченных расположений в кристаллической решетке.

Прохождение температурной зависимости коэффициента Холла через максимум

наблюдался раньше и для других соединений системы $A^I B^V C_2^{VI}$, таких как AgSbTe_2 и AgBiTe_2 в области 180÷200K [7,8]. Обнаружение максимума в этих соединениях было объяснено следующими двумя предположениями. В первом случае наличием второй подзоны в зоне проводимости AgBiTe_2 [8]. Предполагается, что с ростом температуры все большее количество электронов переходит в вышележащую подзону, и эффективная концентрация электронов, участвующих в проводимости, уменьшается. Вследствие этого величина коэффициента Холла возрастает. Далее, с ростом температуры, следовательно, с изменением уровня Ферми, все большее количество электронов участвует в проводимости, и снова величина коэффициента Холла уменьшается за счет по-

движных электронов. Во втором случае наличием второй фазы $p\text{-Ag}_2\text{Te}$ в AgSbTe_2 [7]. Действительно, в $p\text{-Ag}_2\text{Te}$ на температурной зависимости наблюдается инверсия знака коэффициента Холла около 60K. В зависимости от количества второй фазы температура максимума смещается в ту или другую сторону. При этом определяющим фактором является относительная доля основной фазы.

Однако проведенный рентгенофазный анализ не указывает, на какое-либо включение отдельной фазы халькогенидной составляющей. Следовательно, с большой долей уверенности можно полагать, что наблюдаемый максимум на зависимости $R(T)$ обусловлен наличием вышележащей подзоны.

1. S.Geller, J.H. Wernick. *Ternary semiconducting compounds with sodium chloride-like structure: AgSbSe_2 , AgSbTe_2 , AgBiS_2 , AgBiSe_2* . *Acta Cryst.* 12 (1959) 46-52.
2. K. Wojciechowski, J. Tobola, M. Schmidt, R. Zybala. *Crystal structure, electronic and transport properties of AgSbSe_2 and AgSbTe_2* . *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 69 (2008) 2748-2755.
3. T.Namitha Asokan, K.S.Urmila, Rajani Jacob, Rachel Reena Philip, G.S.Okram, V.Ganesa, B.Pradeep. *Optical and electrical properties and phonon drag effect in low temperature TEP measurements of AgSbSe_2 thin films*. *Journal of Semiconductors*, 35 №.5 (2014) 052001-1-052001-6.
4. K.Wojciechowski, M.Schmidt, J.Tobola, M.Kozza, A.Olech, R.Zybala. *Influence of Doping on Structural and Thermoelectric Properties of AgSbSe_2* , *Journal of electronic materials*, 39 (2010) 2053-2058.
5. Л.Д.Дудкин, А.Н.Острица. *Тройные полупроводниковые соединения $A^I B^V C_2^{VI}$* Доклады АН СССР, 124 (1959) 94-97
6. Н.Н.Биккулова и др. *Динамика решетки и ионный перенос в структурно упорядоченных халькогенидах меди и серебра*, *Кристаллография*, 52 (2007) 474–476.
7. 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.
8. С.А.Алиев, Дж.А.Багиров. *Электрофизические свойства AgBiTe_2 при низких температурах*, *Известия АН СССР, серия Неорганические материалы*, 23 (1987) 1400-1402.

AgSbSe_2 – DƏ HOLL EFFEKTİ

S.S.RƏHİMOV, A.A.SƏDDİNOVA, R.İ.SƏLİM-ZADƏ, A.E.BABAYEVA

80÷320K temperatur intervalında AgSbSe_2 -də Holl effekti və elektrik keçiriciliyi tədqiq edilmişdir. 150K temperatur oblastında Holl əmsalının temperatur asılılığında maksimum müşahidə edilmişdir. Maksimumun yaranmasının səbəbləri araşdırılmış və göstərilmişdir ki, 250K oblastında müşahidə edilən digər xüsusiyyət kristallik qəfəsdə gümüş ionlarının öz qeyri nizamlı vəziyyətlərindən çıxması ilə əlaqədardır.

THE HALL EFFECT OF AgSbSe_2

S.S.RAGIMOV, A.A.SADDINOVA, R.I.SELIM-ZADEH, A.E.BABAYEVA

The temperature dependencies of Hall effect and electrical conductivity of AgSbSe_2 in 80÷320K temperature interval have been carried out. In 150K temperature region the maximum on temperature dependence of Hall coefficient has been observed. The cause of maximum has been analyzed and it has been shown that the observed peculiarity at 250K region has stipulated by leaving of silver ions from its disordered positions.

Редактор: проф. Д.Г.Араслы

UDK 538.975; 537.226.4

MnIn₂S₄ MONOKRİSTALINDA AŞQAR FOTOKEÇİRİCİLİK

N.N.NİFTİYEV, O.B.TAĞIYEV*

*Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti
AZ 1000, Bakı, Ü. Hacıbəyov, 34
AMEA Fizika institutu*
AZ 1143, Bakı, H. Cavid pr., 131
namiq7@bk.ru*

Daxil olub: 16.01.2015
Çapa verilib: 30.01.2015

Açar sözlər: monokristal, maqnit yarımkeçiricilər, fotokeçiricilik, aşqar səviyyəsi, dalğa uzunluğu, temperatur, aktivləşmə enerjisi

REFERAT

MnIn₂S₄ monokristalında müxtəlif temperaturalarda fotokeçiriciliyin spektral paylanması tədqiq edilmiş və müəyyən edilmişdir ki, 680÷800nm dalğa uzunluğuna uyğun oblast kristalda manqanın artıqlığı ilə yaranan defektə bağlıdır. Bu oblastda temperatur artdıqca cərəyanın maksimumlarına uyğun enerji qiymətlərinin artması müşahidə edilmişdir. Yapışma səviyyələrinin aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır.

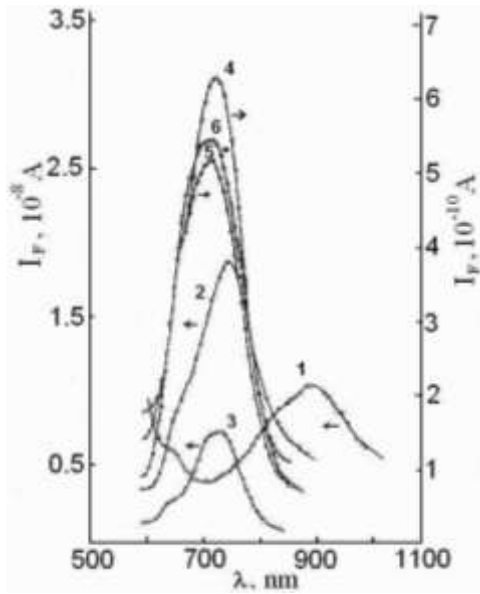
Son zamanlar d və f təbəqələri tamamilə dolmayan elementlər daxil olan üçlü xalkogenid birləşmələr qeyri-adi fiziki xassələri və praktiki tətbiqləri sayəsində geniş tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr içərisində fotoelektronikanın yeni nəsil cihazlarının funksional diapazonunu genişləndirmək üçün böyük potensiala malik olan, fiziki xassələri az öyrənilmiş AB₂X₄ (burada A-Mn, Fe, Co, Ni; B-Ga, In; X-S, Se, Te) tipli maqnit yarımkeçiriciləri xüsusi maraq kəsb edir [1-15]. Qeyd edilən birləşmələr sinfinə aid olan MnIn₂S₄-ün bəzi elektrofiziki və optik xassələri [4,8,15-20] işlərində öyrənilmişdir. Hal-hazırkı işdə MnIn₂S₄ monokristalının fotokeçiriciliyinin tədqiqinin nəticələri verilmişdir.

MnIn₂S₄ monokristalı kimyəvi köçürmə reaksiyası metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik tədqiqatlar nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, MnIn₂S₄ monokristalı kristal qəfəs parametri $a=10,71\text{\AA}$ olan kubik quruluşa malikdir [19]. MnIn₂S₄ monokristalında fotokeçiriciliyin spektral paylanmasını tədqiq etmək üçün MDR-12 monoxramatorundan, PJ-220 közərmə lampasından və neytral filtrlərdən istifadə edilmişdir. Nümunələr 77÷400K temperatur intervalında tənzimlənə bilən kriostatda yerləşdirilmişdir. Temperatur ölçmələrinin də-

qiqliyi $\pm 0,5\text{K}$ təşkil edir. Fotocərəyanı ölçmək üçün nümunələrin səthinə çəkilmiş indium kontaktlarından istifadə edilmişdir.

MnIn₂S₄ monokristalında müxtəlif temperaturalarda fotokeçiriciliyin spektral paylanması tədqiq edilmiş [20] və müəyyən edilmişdir ki, fotokeçiricilik əyrilərinin spektri 0,36÷0,9mkm dalğa uzunluğu oblastını əhatə etməklə müxtəlif enerjilərə malik 3 ayrıca maksimumlardan ibarətdir. 2,69eV enerjili I maksimum manqan ionunun daxili mərkəzi keçidi - Mn²⁺(⁶A₁-⁴A₁) ilə əlaqədardır. Temperaturun artması ilə qısa-dalğalı II maksimumun yerdəyişməsi onu göstərir ki, bu oblast məxsusi fotokeçiriciliklə əlaqədardır. Otaq temperaturunda MnIn₂S₄ monokristalı üçün məxsusi fotokeçiriciliyin maksimumu 2,14eV-a uyğundur. Müəyyən edilmişdir ki, qadağan olunmuş zonanın eninin temperatur dəyişmə əmsalı $dE_g/dT = -4,6 \cdot 10^{-4} \text{eV/K}$ -nə bərabərdir.

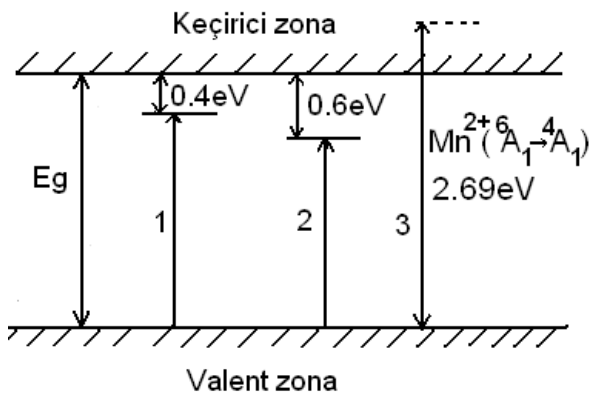
MnIn₂S₄ monokristalında aşqar fotokeçiriciliyi araşdırmaq üçün 0,6-1mkm dalğa uzunluqlu oblastda müxtəlif temperaturalarda fotokeçiriciliyin spektral paylanması tədqiq edilmişdir (Şəkil 1).



Şəkil 1

Müxtəlif temperaturalarda MnIn₂S₄ monokristalının fotokeçiriciliyinin spektral paylanması. T, K: 1-80, 2-137, 3-175, 4-225, 5-257, 6-286.

Şəkildə 2 oblast müşahidə olunur. 80K temperaturda 880nm dalğa uzunluğuna uyğun fotocərəyanın maksimumu (1 əyrisi), yuxarı temperaturalarda müşahidə edilmir. II uzundalğalı fotocərəyan maksimumları temperatur artdıqca qısa dalğalı oblasta doğru sürüşür.

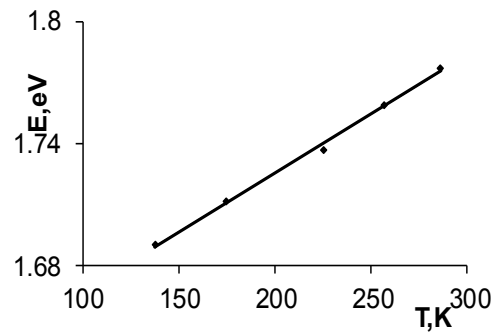


Şəkil 2

MnIn₂S₄ monokristalında fotokeçiriciliyinin spektral paylanmasına görə enerji spektrində elektron keçidlərinin sxemi.

Şəkil 2-də MnIn₂S₄ monokristalında fotokeçiriciliyinin spektral paylanmasına görə enerji spektrində elektron keçidlərinin sxemi göstərilmişdir. Şəkildə 1 və 2 keçidləri I və II uzun-

dalğalı maksimumlara uyğun olaraq işıq fotonu udan elektronun valent zonasından aşqar səviyyələrinə keçidini ifadə edir. 3 isə 2,69eV enerjili maksimuma uyğun manqan ionunun daxili mərkəzi keçidini göstərir[20]. Şəkil 1-də təsvir edilmiş II uzundalğalı maksimumların temperatur artdıqca qısa dalğalı oblasta doğru sürüşməsinin səbəbi belə izah edilir: Məlumdur ki, MnIn₂S₄ monokristalın n tip keçiriciliyə malikdir [7]. Işıq fotonu udan elektron valent zonasından donar səviyyəsinə keçir (Şəkil 2, keçid 1). Temperatur yüksəldikcə qəfəsin deformasiya olunması nəticəsində donar səviyyəsi enerji şkalasına görə keçirici zonanın dibinə və valent zonasının zirvəsinə nəzərən daha çox yuxarı doğru hərəkət edir [21]. Ona görə də temperatur yüksəldikcə valent zonasının zirvəsi ilə donar səviyyəsi arasındakı energetik məsafə artır. Maksimumlara uyğun enerjinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi Şəkil 3-də təsvir edilmişdir. Şəkildən görünür ki, temperatur artdıqca enerjinin qiyməti artır.

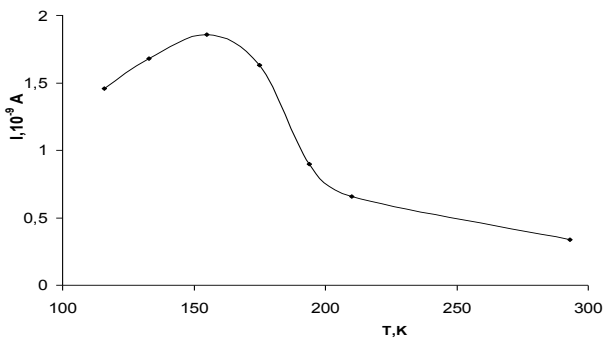


Şəkil 3

MnIn₂S₄ monokristalında fotokeçiriciliyinin spektral paylanması zamanı maksimumlara uyğun enerji qiymətlərinin temperaturdan asılılığı.

Şəkil 4-də isə işığın 740nm dalğa uzunluğunda fotocərəyanın temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi verilmişdir. Temperatur yüksəldikcə əvvəlcə cərəyan artır, temperaturun sonrakı artımı zamanı cərəyan azalmağa başlayır. Fotokeçiricilikdə uzundalğalı maksimumların itməsi ona əsas verir ki, uzun dalğalı oblastlarda fotokeçiricilik aşqar xarakteri daşıyır. Məlumdur ki, AB₂X₄ tipli birləşmələrdə lokal səviyyələrin əmələ gəlməsi üçün vacib

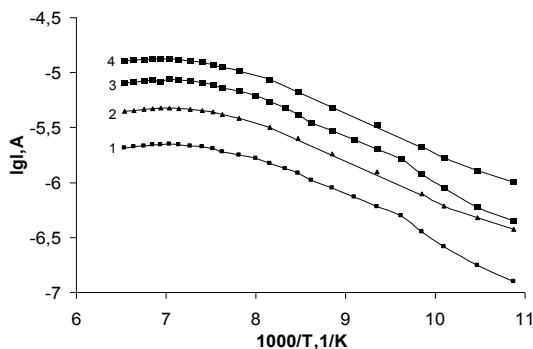
faktorlardan biri nümunələrin tərkibinin stexiometriklikdən kənara çıxmasıdır [2]. Bu, nümunənin tərkibində A komponentinin artıqlığı və ya çatışmamazlığı ilə əlaqədar ola bilər. $0,68 \div 0,8 \text{ mkm}$ dalğa uzunluğuna uyğun oblast kristalda manqanın artıqlığı ilə yaranan defekt ilə bağlıdır [22]. Həmçinin 880 nm dalğa uzunluğuna uyğun oblast MnIn_2S_4 monokristalında manqanın artıqlığı və ya çatışmamazlığı ilə əlaqədar ola bilər [22].



Şəkil 4

MnIn_2S_4 monokristalında 740 nm dalğa uzunluğunda fotocərəyanın temperaturdan asılılığı.

Qadağan olunmuş zonanın eni ilə fotokeçiricilikdə müşahidə edilən aşqar keçiriciliklərin müşahidə olunduğu enerji səviyyələrinin fərqləri $0,4 \pm 0,02 \text{ eV}$ və $0,6 \pm 0,02 \text{ eV}$ -a bərabərdir (Şəkil 2, keçid 1 və 2). Qeyd edək ki, bu enerji səviyyələri $\sigma(t)$ və TDC təcrübələrindən alınan nəticələrdə də müşahidə olunmuşdur [9,17,23].



Şəkil 5

MnIn_2S_4 monokristalında işığın müxtəlif intensivlikləndə başlangıç fotocərəyanının temperaturdan asılılığı. L, Lk: $1-18 \cdot 10^2$, $2-4,6 \cdot 10^2$, $3-10^3$, $4-2 \cdot 10^3$, $5-3,5 \cdot 10^4$.

MnIn_2S_4 monokristalında yapışma səviyyələrinin aktivləşmə enerjisini hesablamaq üçün işığın müxtəlif intensivliklərində başlangıç fotocərəyanının temperaturdan asılılığı ($lg I \sim 10^3/T$) tədqiq edilmişdir (Şəkil 5). Düz xətt meyillərindən yapışma səviyyəsinin aktivləşmə enerjisi hesablanmış və $0,08 \text{ eV}$ qiyməti tapılmışdır.

Beləliklə, MnIn_2S_4 monokristalında müxtəlif temperaturalarda fotokeçiriciliyin spektral paylanması tədqiq edilmiş və müəyyən edilmişdir ki, $680 \div 800 \text{ nm}$ dalğa uzunluğuna uyğun oblast kristalda manqanın artıqlığı ilə yaranan defekt ilə bağlıdır. Bu oblastda temperatur artıq cərəyanın maksimumlarına uyğun enerjinin qiymətlərinin artması müşahidə edilmiş və onun səbəbi izah edilmişdir. MnIn_2S_4 monokristalında fotokeçiriciliyə əsasən enerji spektrində elektron keçidlərinin sxemi göstərilmişdir. Yapışma səviyyələrinin aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır.

1. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов. Диэлектрические свойства монокристаллов MnGa_2S_4 в переменном электрическом поле, *ФТП*, **48** (2014) 217-219.
2. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов. Электрические свойства FeGa_2Se_4 на переменном токе, *ФТП*, **48** (2014) 1469-1470.
3. И.В.Боднар, М.А.Новикова, С.В.Труханов. Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{In}_2\text{S}_3)_x$, *ФТП*, **47** (2013) 580-585.
4. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. Оптическое поглощение в монокристаллах MnIn_2S_4 , *Оптика и спектроскопия*, **113** (2012) 73-76.
5. И.В.Боднар. Концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$, *ФТП*, **46** (2012) 44-47.
6. И.В.Боднар, С.В.Труханов. Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$, *ФТП*, **45** (2011) 1464-1469.
7. В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, М.А.Осипова, И.В.Боднар. Обнаружение твердых растворов $(\text{In}_2\text{S}_3)_x(\text{MnIn}_2\text{S}_4)_{1-x}$ и создание фоточувствительных структур на их основе, *ФТП*, **44** (2010) 48-52.

8. И.В.Боднар, В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь. Фото-чувствительные структуры на монокристаллах MnIn₂S₄: создание и свойства, *ФТП*, **43** (2009) 1549–1552.
9. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. Влияние сильного электрического поля на электропроводность монокристаллов MnGa₂S₄, MnIn₂S₄ и MnGaInS₄, *ФТП*, **43** (2009) 1172–1174.
10. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, Ф.А.Казымова. Электропроводность монокристаллов MnGa₂S₄ на переменном токе, *Письма в ЖТФ*, **35** (2009) 79–83.
11. V.Sagredo, G.Attolini, N.Musayeva. Mn_{1-x}Fe_xIn₂Se₄ single crystals and their electrical properties, *Materials Engineering and Technology*, **2** (2009) 29–37.
12. K.Rushchanskii, H.Haeuseler, D.Bercha. Band structure calculations on the layered compounds FeGa₂S₄ and NiGa₂S₄, *J. of physics and chemistry of solids*, **63** (2008) 2019–2028.
13. M.Quintero, M.Morocoima, E.Guerrero, J.Ruiz. Temperature variation of lattice parameters and thermal expansion coefficients of the compound MnGa₂Se₄, *Physica status solidi (a)*, **146** (2006) 587–593.
14. C.Xiangying, Z.Zhongjie, Z.Xingta and et al. Hydrothermal synthesis of porous FeIn₂S₄ microspheres and their elektrochemical properties, *J. of Crystal Growth*, **277** (2005) 524–528.
15. R.Sharma, A.Rastogi, S.Kohli and et al. Growth phasses in the formation of semiconducting manganese indium sulphide thin film and their effect on the optical absorption, *Physica B*, **351** (2004) 45–52.
16. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. Вольтамперные характеристики монокристаллов MnIn₂S₄ и MnGa₂S₄, *ФТП*, **38** (2004) 164–165.
17. Н.Н.Нифтиев. Электрические свойства монокристаллов MnIn₂S₄, *ФТП*, **38** (2004) 166–167.
18. V.Ursaki, F.Manjon, I.Tiginyanu and et al. Raman scattering study of pressure-induced phase transitions in MnIn₂S₄ spinels, *J. of physics: Condensed Matter*, **14** (2002) 304–308.
19. N.N.Niftiyev, O.B.Tagiev. Injection and thermostimulated currents in MnIn₂S₄ single crystals. *Solid State Commun.*, **81** (1992) 693–695.
20. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. Фотопроводимость монокристаллов MnIn₂S₄, *ФТП*, **28** (1994) 752–755.
21. В.П.Грибковский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках*. Минск: Наука и техника (1975) 456.
22. А.Н.Георгобиани, Радауцан, И.М.Тигиняну. Широкозонные полупроводники $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$, оптические и фотоэлектрические свойства и перспектива применения, *ФТП*, **19** (1985) 193–212.
23. Niftiyev N.N., Tağıyev O.B. MnIn₂S₄ və MnGaInS₄ monokristallarında termostimullaşmış depolyarizasiya cərəyanları, *Fizika, AMEA*, **XI** (2005) 10–11.

IMPURITY PHOTOCONDUCTIVITY IN MnIn₂S₄ SINGLE CRYSTAL

N.N. NİFTİYEV, O.B. TAĞİYEV

Spectral distribution of photoconductivity in various temperatures in MnIn₂S₄ single crystal has been studied and has been determined that the field according to the wave length of 680–800 nm has connected to the defect caused by surplus of manganese. As the temperature gets higher in this field, increase of energy values according to maximums of current has been observed. Activation power of the attachment level has been calculated.

ПРИМЕСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ MnIn₂S₄

Н.Н.НИФТИЕВ, О.Б.ТАГИЕВ

В монокристаллах MnIn₂S₄ при различных температурах исследовано спектральное распределение фотопроводимости и установлено, что область длин волн 680–800 nm связана с дефектами созданными избытком марганца в кристалле. В этой области с ростом температуры наблюдается рост энергетических значений, соответствующих максимумам тока. Рассчитана энергия активации уровней прилипания.

Редактор: проф. С.И.Мехтиева

УДК 621.315.592

ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЕКСАГОНАЛЬНОГО СЕЛЕНА, ВЫРАЩЕННЫХ ИЗ РАСПЛАВА ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

Н. З. ДЖАЛИЛОВ

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ-1143, Баку, пр. Г. Джавида, 33
xtamedova1986@gmail.com*

Поступила: 26.11.2014
Принята к печати: 27.01.2015

Ключевые слова: оптические спектры, монокристаллы селена, высокое давление.

РЕФЕРАТ

Исследован спектр отражения монокристаллов гексагонального селена, выращенных из расплава под высоким давлением в интервале энергии луча $1\div 6\text{эВ}$, падающего нормально на поверхность; методом Крамерса-Кронига рассчитаны спектральные зависимости оптических постоянных и диэлектрических функций, определены оптические переходы.

ВВЕДЕНИЕ

Электронные свойства кристаллов селена изучались в ряде работ. Авторы [1,2] получили при обычных условиях спектры отражения кристаллов селена в области $0\div 30\text{эВ}$, полученных при обычных условиях. Они отмечают, что сопоставление экспериментальных и теоретических функций дает возможность совершить качественный скачок в создании глубокой и полной схемы природы собственных энергетических уровней и переходов между ними под действием различных внешних факторов (фотонов, температуры, давления, электрического и магнитного полей и др.).

Получение монокристаллов селена при обычных условиях сопряжено с большими сложностями, которые связаны с особенностями его кристаллизации. Это не позволяет получать его кристаллы в крупных размерах и высокой чистоты. Однако при высоких давлениях ($\sim 4,5\text{кбар}$) эти недостатки устраняются [3]. В данной работе изучались оптические спектры кристаллов, выращенных под давлением.

Следует отметить, что для выяснения особенностей движения электронов прово-

димости, определяющих характер большинства экспериментально наблюдаемых явлений, необходимо знать электронную структуру твердого тела, т. е. зависимость энергии электронов от волнового вектора в различных энергетических зонах $E_n(k)$ и взаимное расположение зон. Знание электронных структур полупроводников позволяют целенаправленно использовать и изменять их свойства.

Необходимо отметить, что все эмпирические расчеты зонной структуры в значительной мере базируются на данных оптических измерений [4,5]. Экспериментальные данные используются нередко для уточнения результатов теоретических расчетов.

Взаимодействие света с веществом, в общем, описывается показателем преломления n и поглощения k , которые характеризуют соответственно фазу и затухание плоской волны в веществе. Эти величины могут быть определены из измерений коэффициентов отражения $R(E)$ вещества, которые определяются по фазе отраженного света из формулы Крамерса-Кронига

$$\theta(E_0) = \frac{E_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(E)}{E_0^2 - E^2} d\omega. \quad (1)$$

Для определения фазы отраженного света из измерений коэффициента отражения $R(E)$ требуется учитывать и влияние на нее всей области спектра. Нами использован метод экстраполяции $R(E)$ на всю неизмеренную область спектра. Процедура определения оптических параметров полупроводников на основе экспериментальных данных по отражению изложена в [6]. При этом необходимо чтобы его оптические параметры определялись во всей области межзонных переходов. Следует отметить, что значения межзонных переходов для данного материала зависят и от кристаллографических направлений.

Как отмечено в [7], при отражении в прозрачную среду возникает только одна неотраженная волна, волновой вектор определяется однозначно, независимо от свойств отражающей среды. При наклонном падении луча на поверхность n и k определяются по сложным формулам. Однако эти формулы при нормальном падении намного упрощаются. Параметры ϵ , k и σ при отражении луча в анизотропных средах носят тензорный характер, что сопряжено со значительными математическими трудностями, но общая картина остается в силе, и при избранных направлениях и ориентациях кристалл ведет себя так же, как изотропная среда. Однако, для наиболее отчетливого обнаружения его анизотропии и измерения соответствующих констант необходимо специально выбирать наиболее выгодную ориентацию кристаллографической оси относительно поверхности и луча.

Итак, измерения отражения для анизотропных сред могут давать все сведения о значениях констант и, кроме того, служить для определения ориентации осей в кристалле, ориентации отражательной поверхности, симметрии кристалла и т. п. Отражение, как известно, играет большую роль в ряде природных явлений. Исключительную важность приобретают открывшиеся к

настоящему времени широкие перспективы применения отражения света для исследования состава и структуры вещества и происходящих в нем физических процессов, если получить подобную информацию иными путями невозможно [7].

Оптические функции полупроводника в широкой области фундаментального поглощения, как отмечается в [8], наиболее эффективно изучаются методом почти нормального зеркального отражения.

Меньшая симметрия анизотропных кристаллов, как отмечается в [9], сильно затрудняет определение месторасположения межзонных гребней в зоне Бриллюэна, однако многие гребни образуются в точках высокой симметрии, и они не проявляют заметной зависимости от поляризации. Из некубических структур наиболее полно изучена гексагональная структура вюрцита, зона Бриллюэна которого имеет 32 элемента симметрии, а также ZnS (кубическая и гексагональная структура). Как отмечает автор, зонная структура гексагональных кристаллов типа вюрцита в точках $k=0$ в пространстве вдоль гексагональной оси может быть получена с помощью теории возмущений от соответствующей цинковой обманки.

В работе [17] изучались спектры отражения при нормальном падении света на поверхность кубических кристаллов ZnS и имеющих структуры типа вюрцита ZnS, CdS, CdSe в неполяризованном свете.

В работах исследование электронных структур анизотропных материалов были изучены методом нормального падения при неполяризованном луче. И в некоторых случаях для уточнения местоположения гребней в зоне Бриллюэна за счет спин-орбитального расщепления измерение было проведено при поляризованном свете. Целью данной работы являлось измерение коэффициента отражения $R(E)$ и определение спектров оптических параметров монокристаллов гексагонального селена, выращенных из расплава под высоким давлением.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В литературе о кристаллическом селене приведены противоречивые данные. Например, при всех температурах вплоть до точки плавления в нем обнаружен только р-тип проводимости, что объясняется, по видимому, присутствием в селене примесей.

Однако при давлении ~ 4 кбар скорость кристаллизации селена возрастает в $\sim 10^3$ раз [1]. При создании градиента температуры вдоль толстостенного сосуда высокого давления [2] были получены большие монокристаллы селена. Выращивание монокристаллов под давлением по методу Бриджмена произведено в следующей последовательности. Эластичная ампула из фторопласта с селеном чистоты $10^{-50}\%$ помещается в кристаллизаторе, в системе создается требуемое давление жидкостью (термостойкое силиконовое масло), селен расплавляется, и температура расплава поддерживается на $10 \div 15$ К выше точки плавления селена при данном давлении, включается внешний редуктор (Рис. 1)

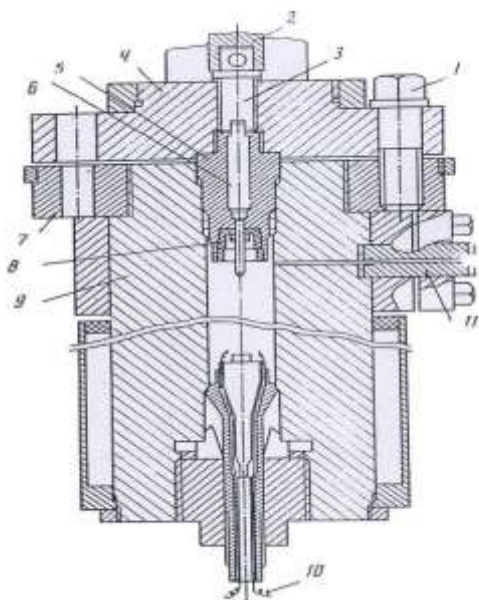


Рис.1

Кристаллизатор для выращивания монокристаллов гексагонального селена из расплава под давлением.

На Рис. 2 представлена фотография монокристаллического слитка гексагональ-

ного селена, выращенного под давлением 4,5 кбар, со скоростью 3 мм/ч. Монокристалличность и однородность слитка установлены металломикроскопическими и рентгенографическими исследованиями, которые показывают, что плоскость спайности соответствует направлению 1010, т.е. параллельна оси С кристаллической решетки гексагонального селена. Плотность кристаллов, определенная пикнометрически, равна $4,80 \text{ г/см}^3$ и выше плотности кристаллов, выращенных при обычных условиях из расплава ($4,76 \text{ г/см}^3$). Получен слиток диаметром 1 см, длиной 4 см.



Рис.2

Лауэграмма монокристаллов гексагонального селена, выращенных из расплава под высоким давлением.

Результаты данной работы показывают, что скорость кристаллизации селена при давлении $4 \div 4,5$ кбар возрастает в $\sim 10^3$, что хорошо согласуется с данными [3].

Исследование температурной зависимости термо-э.д.с. монокристаллов селена, полученных по данному способу, показывает, что выше ~ 350 К селен обладает п-типом проводимости [5].

Методика получения монокристаллов селена под высоким давлением изложена в работе [3]. Монокристаллы селена в виде

слитка диаметром 1 см и длиной 4 см, получали из расплава под давлением 4,5 кбар.

Измерения $R(E)$ были проведены в интервале энергии луча 1÷6 эВ, падающего нормально на поверхность образцов. Оптические параметры определены по методике работы [6], с помощью специальных компьютерных программ, примененных в ряде работ [10-11].

Известно, что согласно уравнению Максвелла, все оптические параметры взаимосвязаны, что видно из соотношения

$$\frac{\omega^2}{v^2} = \frac{\mu}{c^2} 4\pi\sigma(i\omega) + \frac{\mu\varepsilon}{c^2} \omega^2, \quad (2)$$

где ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Из полученных результатов на Рис.1-8 представлены коэффициент отражения R , фаза θ отраженного света; показатель поглощения k и преломления n ; реальная ε_1 и мнимая ε_2 части диэлектрической проницаемости; коэффициент поглощения α ; функция характеристических объемных $-\text{Im}\varepsilon^{-1}$ и поверхностных $-\text{Im}(\varepsilon+1)^{-1}$ потерь электронов, а в таблице приведены значения межзонных оптических переходов, определенных на основе $\varepsilon_2(E)$ в области энергии фотона 1÷6 эВ [6].

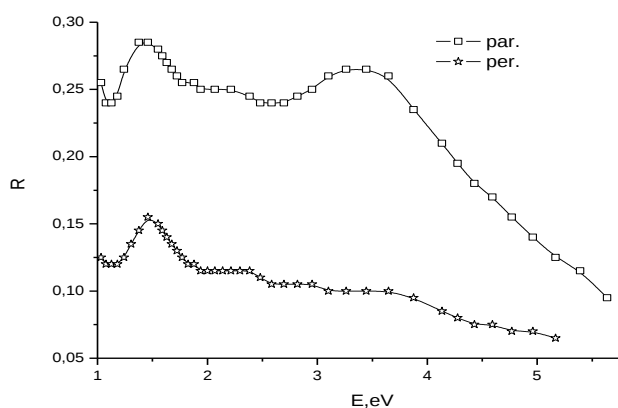


Рис.3

Спектры отражения $R(E)$ монокристаллов гексагонального селена параллельно и перпендикулярно оси «с».

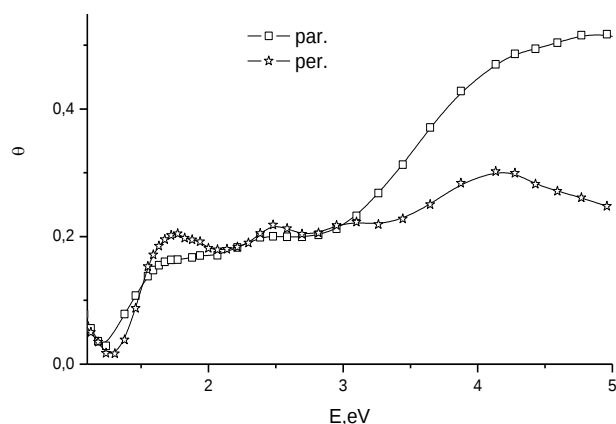


Рис.4

Спектры фазы отражения $\theta(E)$ монокристаллов гексагонального селена параллельно и перпендикулярно оси «с».

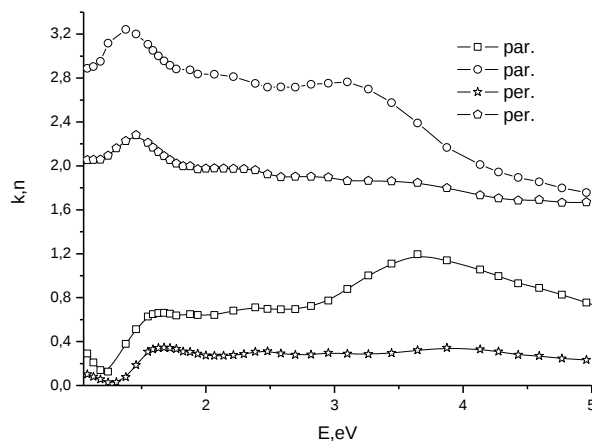


Рис.5

Спектры показателя поглощения $k(E)$ и преломления $n(E)$ монокристаллов гексагонального селена параллельно и перпендикулярно оси «с».

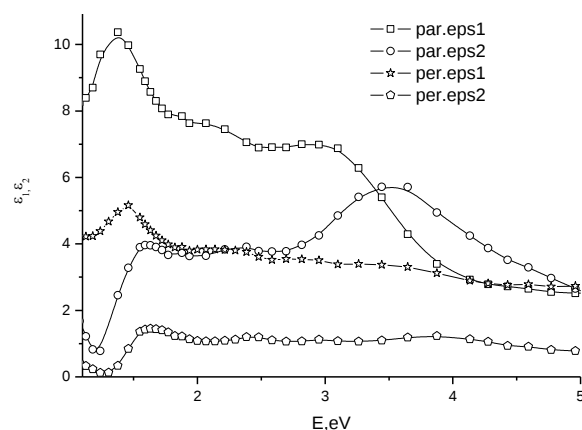


Рис.6

Спектры реальной $\varepsilon_1(E)$ и мнимой $\varepsilon_2(E)$ части диэлектрической проницаемости монокристаллов гексагонального селена параллельно и перпендикулярно оси «с».

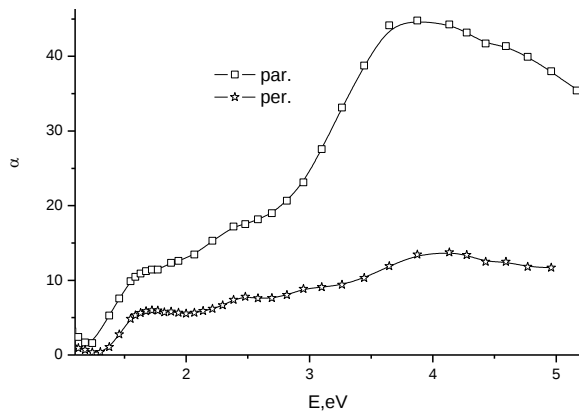


Рис.7

Спектры поглощения $\alpha(E)$: монокристаллов гексагонального селена параллельно и перпендикулярно оси «с».

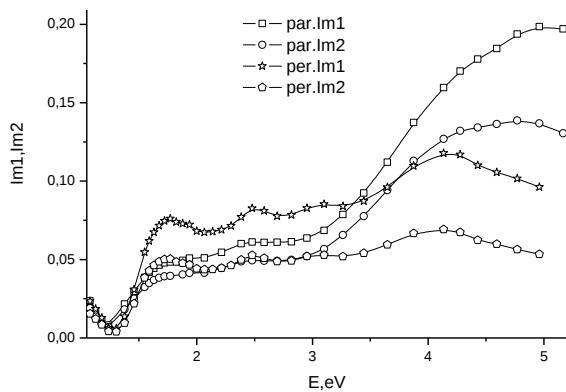


Рис.8

Спектры объемных $-\text{Im}g \epsilon^{-1}(E)$ и поверхностных $-\text{Im}g(\epsilon+1)^{-1}(E)$ потерь электронов монокристаллов гексагонального селена параллельно и перпендикулярно оси «с».

Как отмечается в [12], в области энергий межзонных переходов $E > E_g$ (E_g -минимальная энергия межзонных переходов, называемая энергией запрещенной зоны) изучение поглощательных переходов на материалах невозможно из-за большой величины поглощения. Основной вклад в аналитическую сингулярность функции dN/dE при этом вносит градиент $\nabla_k E_{ij}$ межзонных расстояний:

$$\frac{dN_{ij}}{dE} \sim \int \frac{dS_k}{|\nabla_k E_{ij}|}, \quad (3)$$

где $E_{ij}(k) = E_j(k) - E_i(k)$ - расстояние между зонной проводимости и валентной зоной. Тео-

ретически из структуры зон могут быть рассчитаны значения dN/dE вблизи критических точек в k -пространстве, определяемых выражением $|\nabla_k E_{ij}| = 0$, а также положение критических точек и тип переходов. Точное значение E_g для некристаллических полупроводников дискуссионное, и обычно обсуждение характера спектра $\alpha(E)$ в моделях Урбаха или Тауца производится без оценок E_g [12]. Из модели Тауца E_g определяется по значению коэффициента поглощения $\alpha(E) = 10^3 \text{ см}^{-1}$. Как отмечается в [12], одинаково пригодным для кристаллических и некристаллических веществ понятием является плотность состояний $N(E)$. Как отмечается в [13], нельзя провести принципиальной границы между монокристаллическим, поликристаллическим и аморфным состояниями веществ. Эти вопросы для аморфного и кристаллического селена были изучены в [18,19], определены и сопоставлены их электронные структуры. Как отмечается в работе [17], общая схема энергетических зон, в основном, определяется основной кристаллической структурой и внешней электронной конфигурацией материала, а не атомами.

Радиус спиральной цепочки для селена равен $1,07 \text{ \AA}$, углы между атомами Se-Se-Se в цепочке равны приблизительно 105° , расстояние между соседними атомами селена Se в цепочке составляет $2,32 \text{ \AA}$, отношение расстояний между соседними атомами, принадлежащими разным цепочкам и одной и той же цепочке, равно $1,49 \text{ \AA}$.

Анализ симметрии структуры селена был дан Азендорфом [20]. В одномерном приближении зонная структура селена и теллура изучались рядом авторов. Ранняя упрощенная трактовка принадлежит Рейтцу [12]; более детальный расчет (в рамках метода сильно связанных электронов с использованием полуэмпирического экранированного обменного потенциала) был выполнен Олехной и Ноксом [13]. В трехмерном случае расчет (по методу функций Грина) был проведен Трейшем и Сэндроком [20].

Необходимо отметить, что элементы шестой группы периодической системы представляют все типы электронных структур: кислород и сера - изоляторы, селен и теллур - полупроводники, а полоний является металлом.

Расположение и форма зон полупроводников, в общем, определяются химическим составом кристалла, его симметрией и свойствами образующих кристалл атомов [14].

Оптические переходы в полупроводниках непосредственно связаны с их зонной структурой [15]. По зонной структуре вычисляют выражение мнимой диэлектрической постоянной $\varepsilon_2(\omega)$ по формуле

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2 \omega^2} \cdot \sum_{v,c} \int_{з.б} \frac{2dk}{(2\pi)^3} |eM_{cv}(k)|^2 \delta(E_c(k) - E_v(k) - \hbar\omega) \quad (4)$$

Это - основное выражение, которое устанавливает связь между структурой зон и оптическими константами.

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 + \frac{8\pi e^2}{m^2} \cdot \sum_{v,c} \int_{з.б} \frac{2dk}{(2\pi)^3} \frac{|eM_{cv}(k)|^2}{[E_c(k) - E_v(k)]/\hbar} \frac{1}{[E_c(k) - E_v(k)]^2/\hbar^2 - \omega^2} \quad (5)$$

По $\varepsilon_2(\omega)$ и $\varepsilon_1(\omega)$ в принципе можно рассчитать все оптические константы, если известна структура зон. Вычисления такого типа были проведены в [16].

Функции оптических параметров, представленные на Рис.1-6, связаны между собой, но каждая из них представляет собой определенный интерес. Функция $\varepsilon_2(\omega)$, по которой определены оптические переходы исследованных образцов, непосредственно связана с их электронной структурой. Эти переходы в них приведены в таблице.

Таблица

Образцы	Оптические переходы, определенные по максимумам $\varepsilon_2(E)$ в интервале энергии фотона 1÷6 эВ								
Параллельно оси «с»	1,55	1,65	1,87	2,37	3,43	3,63	-	-	-
Перпендикулярно оси «с»	1,54	1,68	1,87	2,38	2,48	2,94	3,87	4,13	4,59

Таким образом, в данной работе на основе измерения отражения света в монокристаллах гексагонального селена, выращенные под давлением 4,5кбар, определены спектры всех оптических параметров в ин-

тервале энергии 1÷6эВ, как перпендикулярно, так и в направлении оси «с», определены межзонные оптические переходы, что дает возможность уточнить их зонные структуры.

1. В.В.Соболев. *Электронная структура халькогенов*, Тез. Докл. 7-й Всесоюз. конф. по физике ВУФ. Рига: Изд-во Латв. ун-та, (1986) 100.
2. В.В.Соболев. *Электронная структура халькогенов*, Тез. Докл. 2-й Всесоюз. конф., *Материаловедение халькогенидных и кислородсодержащих полупроводников*, Черновцы: Изд-во Черновец. ун-та, (1986) 186.
3. Н.З.Джалилов, Н.Т.Гасанов. *Высокочистые вещества*, №2 (1987) 209.
4. И.М.Цидильковский. *Зонная структура полупроводников*, М, Наука, (1978) 327.
5. Ф.Бассани, Дж.Пастори Парравичини. *Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах*, М., Наука, (1982) 391.
6. *Оптические свойства полупроводников* под ред. Бира, ИЛ, М, (1970) 488.
7. В.А.Кизель. *Отражение света*, М., Наука, (1973) 351.
8. В.В.Соболев, В.В.Немошкаленко. *Электронная структура полупроводников*, Киев, наук. Думка, (1988) 100.
9. Дж.Филипс. *Оптические спектры твердых тел в области собственного поглощения*, М. Мир, (1968) 176.

10. Н.З.Джалилов, Н.М.Абдуллаев, Н.Р.Мамедов. *Аморфные и Микрокристаллические Полупроводники, Сб. трудов VI Межд. конф., Санкт-Петербург, (2008) 238.*
11. Н.З.Джалилов, Г.М.Дамиров. *Труды X Межд. конф. «Опто-наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы», Ульяновск, (2008) 42-45.*
12. Н.Мотт, Э.Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах, Москва, Мир, (1982) 340.*
13. А.Роуз. *Основы теории фотопроводимости, Изд. Мир, М. (1966) 151.*
14. И.М.Цидильковский. *Зонная структура полупроводников. М: Наука, (1978) 328.*
15. Ф.Бассани, Дж. Пастори Парравичини. *Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах, М. Наука, (1982) 391.*
16. Э.М.Годжаев, Г.С.Оруджев, Д.М.Кафарова. *Зонная структура и диэлектрическая проницаемость соединения $TlGaTe_2$, ФТТ, (2004) 811-815.*
17. D.L.Greenaway and R.Nitsche. *Preparation and optical properties of group IV-VI₂ chalcogenides having the CdI_2 structure, J. Phys. Chem. Solids, 26, (1965) 1445-1458.*
18. N.J.Shevchik, M.Cardona and J.Tejada. *X-Ray and Far-uv photoemission from amorphous and crystalline films of Se and Te, Physical Review B, 8 (1973) 2833-2841.*
19. R.H.Williams and J.I.Polanco. *The electronic structure of chalcogenide solids: A photoemission study of ordered and disordered selenium and tellurium, J. Phys C, Solid State Phys., 7 (1974) 2745-2759.*
20. J.Treusch, R.Sandroch. *Energy Band structures of selenium and tellurium (Kohn-Rostoker method), Phys. Stat. Solidi, 16 (1966) 487.*

MAYE HALINDAN YUKSƏK TƏZİK ALTINDA ALINMIŞ HEKSAQONAL SELEN MONOKRİSTALININ OPTİK SPEKTRLƏRİ

N.Z.CƏLİLOV

Maye halından yüksək təzək altında alınmış hekşaqonal selen monokristallarının səthə normal istiqamətdə düşən $1\div 6\text{eV}$ intervalındakı işığın sındırma əmsalı tədqiq olunmuşdur, Kramers-Kroniq metodu ilə optik sabitlərin və dielektrik funksiyalarının spektral asılıqları hesablanmışdır, fotonların $1\div 6\text{eV}$ oblastında nümunələrdə optik keçidlər təyin edilmişdir

OPTICAL SPECTRA OF SINGLE CRYSTAL HEXAGONAL SELENIUM GROWN FROM THE MELT UNDER HIGH PRESSURE

N.Z. JALILOV

The spectrum of the reflection of hexagonal selenium crystals have grown from melt under high pressure in the energy range $1\div 6\text{eV}$ beam incident normal to the surface, using the Kramers-Kronig spectral dependence of optical constants and dielectric functions have been calculated. In the samples studied in the photon energy of $1\div 6\text{eV}$ optical transitions have been determined.

Редактор: акад. Дж.Ш.Абдинов

UOT 536.77:547.442

AZƏRBAYCANIN TERMAL SULARININ İSTİLİK TUTUMUNUN TƏDQIQI

A.I.ƏHMƏDOV, C.T.SƏFƏROV^{1,2}, M.M.BƏŞİROV¹

Azərbaycan Texniki Universiteti¹

Bakı, AZ 1073, H.Cavid pr. 25

Universität Rostock²

Albert-Einstein-Str. 2, D-18059, Rostock, Germany

mahirbashirov@yahoo.com

Daxil olub: 15.12.2014
Çapa verilib: 26.01.2015

REFERAT

Azərbaycanın Naxçıvan Muxtar Respublikasında yerləşən “Darıdağ”, Qax rayonunda yerləşən “Moxbulaq”, “İlisu Səngər Beşbulaq”, “İlisu Beşbulaq Yuxarı”, Qəbələ rayonunda yerləşən “Yengicə” və “Qəmərvan” termal sularının izobarik istilik tutumunun $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ temperaturdan asılılığı Pyris-1 differensial skaner kalometri ilə $T = (274.15 - 413.15) K$ temperatur intervalında $\Delta c_p/c_p = 0.1\%$ xəta daxilində ölçülmüşdür.

Açar sözlər: termal sular, istilik tutumu, kalorimetr.

GİRİŞ

Azərbaycan Respublikası Prezidentinin 2004-cü il 21 oktyabr tarixli Sərəncamı ilə təsdiq edilmiş “Azərbaycan Respublikasında Alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrinin istifadə olunması üzrə Dövlət Proqramı”na [1] uyğun olaraq respublikamızda alternativ enerji mənbələrinin iri miqyaslı inkişafı sahəsində müxtəlif tədbirlər görülür.

Termal su mənbələrindən alınan istilik və ya elektrik enerjisi bu sahədə dünya praktikasında geniş tətbiq olunan alternativ enerji mənbələrindən biridir. Azərbaycanda da çoxsaylı termal su mənbələri mövcuddur. Bunlar əsasən Naxçıvan Muxtar Respublikası, Böyük və Kiçik Qafqaz dağları, Abşeron yarımadası, Talış dağ-yamac zonası, Kür çökəkliyi və Xəzəryanı-Quba ərazisi kimi geniş sahələri əhatə edir. Bu suların tədqiqi ilə bağlı respublikamızda uzun müddət ərzində əhəmiyyətli elmi işlər görülmüşdür [2-5].

Azərbaycan Texniki Universitetinin “İstilik və soyuqluq texnikası” kafedrasında son illərdə geotermal suların istilik-fiziki xassələri yeni istiqamət kimi öyrənilməyə başlanmışdır

[6-11]. Araşdırmalar zamanı yüksək temperatur (413.15 K-ə qədər) və təzyiqlərdə (100 MPa-a qədər) termal suların sıxlığı, kimyəvi tərkibləri, atmosfer təzyiqində özlülüyü, səs sürəti, istilik tutumu və eyni zamanda doymuş buxar təzyiqi yüksək dəqiqliyi olan təcrübə qurğuları vasitəsilə ölçülür. Təcrübələr əsasında geniş hal parametrlərində termal suların istilik-fiziki xassələri hər iki kafedranın birgə hazırladığı metod əsasında hesablanır [12]. Bu metodun tətbiqində yüksək təzyiq və temperaturlarda sıxlığın ölçülməsi əsas rol oynayır. Eyni zamanda maddələrin istilik-fiziki xassələrini yüksək hal parametrlərində hesablamaq üçün ikinci ən mühüm parametr isə atmosfer təzyiqində maddələrin istilik tutumudur $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ ki, onun dəqiqliyindən yüksək təzyiq və temperaturlarda istilik tutumunun və səs sürətinin təyin edilməsi asılıdır.

Bu suları energetikada, məişətdə, tibbdə və başqa sahələrdə istifadə etmək olar. Azərbaycanda hal-hazırda termal sular əsasən məişətdə, müalicəvi və içməli su kimi istifadə olunur. Bu sulardan istilik mənbəyi kimi evlərin istixanaların və s. isidilməsində də istifadə etmək olar. Termal suların tətbiq sahələrini

daha da genişləndirmək üçün onların istilik-fiziki xassələri daha ətraflı analiz olunmalıdır. Təqdim olunan bu məqalədə Azərbaycanın 6 termal sularının (Naxçıvan Muxtar Respublikasında yerləşən “Darıdağ”, Qax rayonundakı “Moxbulaq”, “İlisu Səngər Beşbulaq” və “İlisu Beşbulaq Yuxarı”, Qəbələ rayonundakı “Yengicə” və “Qəmərvan”) isobarik istilik tutumu $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ təcrübə olaraq tədqiq olunmuşdur. Bu sular haqqında ətraflı məlumat əvvəlki işlərdə verilmişdi [10-11].

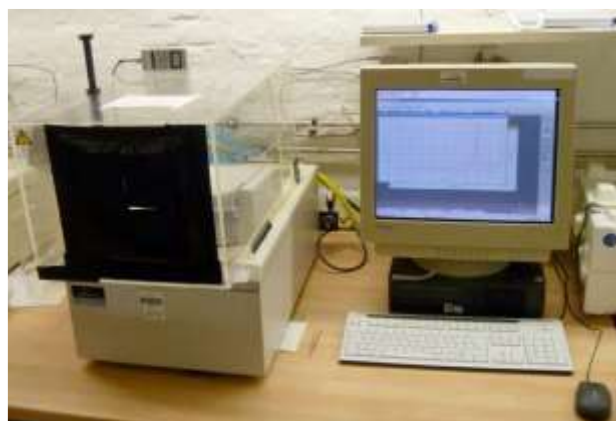
TƏCRÜBƏ BÖLMƏSİ

Təcrübələr zamanı istifadə olunan termal sular bilavasitə suyun çıxdığı yerdən götürülmüş və filtdən keçirilərək təmizlənmişdir. Termal suların nümunələrinin çıxdığı yerin coğrafi koordinatları və yerdən çıxan andakı temperaturaları [11]-də verilmişdir.

Təcrübələr Pyris 1 tipli differensial skaner kalorimetrində yerinə yetirilmişdir (Şəkil 1). Bu cür kalorimetrlər materialların xüsusi ərimə istiliyi, faza keçidləri və s. hallarında, kimyəvi reaksiyalar zamanı udulan və ya ayrılan istiliyin çox dəqiqliklə təyin olunmasında, fiziki və kimyəvi xassələrin tədqiq etməkdə böyük rol oynayırlar. Qurğunun əsas elementi daxilində ölçüləcək maddə olan platin-iridium ərintisi ilə örtülmüş paslanmayan poladdan hazırlanmış yuva (Şəkil 2), qızdırıcılar və platin termorezistorlardır. Ölçü yuvası 573.15 K temperatura və 24 bar təzyiqə qədər davamlıdır.

Ölçü yuvaları termoizolə edilir və çox az istilik inersiyasına malikdirlər. Onların daxilinə

sıxlığından asılı olaraq 30-70 mq nümunə yerləşdirilir. Sonra ölçü yuvası xüsusi alətin köməyi ilə kip bağlanır. Qapaqlar arasına yüksək təzyiqlərdə yaranan doymuş buxar təzyiqinə davam gətirmək üçün xüsusi rezin kiplik yerləşdirilir. Ölçü yuvaları bu halda təcrübəyə hazır vəziyyətə gətirilir (Şəkil 3).



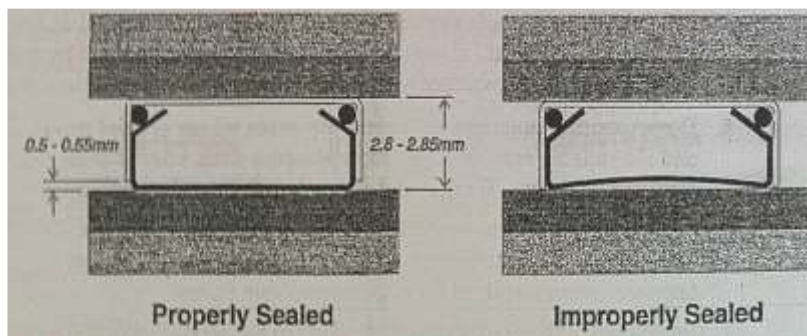
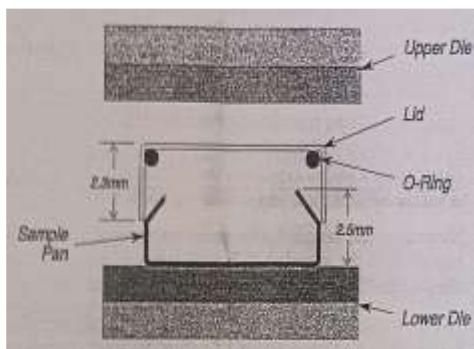
Şəkil 1

Pyris 1 tipli differensial skaner kalorimetri



Şəkil 2

Ölçü yuvası



Şəkil 3

Ölçü yuvasının kip bağlanması (Mənbə Perkin Elmer)

Ölçmələr iki paralel ölçü yuvasından istifadə etməklə yerinə yetirilir. Yuvanın birində ölçüləcək maddə, ikincisində isə etalon maddə (səfir) yerləşdirilir. Ölçmələr temperaturun sabit saxlanması və ya sabit sürətlə dəyişməsi ilə aparıla bilər. Bizim apardığımız təcrübələr temperaturun sabit sürətlə dəyişməsi metodu ilə yerinə yetirilmişdir. Bu zaman hər iki ölçü yuvasının temperaturu tamamilə bir-birinə bərabər halda saxlanılır. Ölçü yuvalarında temperaturun eyni saxlanması üçün lazım olan istilik zamanın və temperaturun funksiyası halında qeyd olunur. Bu zaman qurğuda alınmış qrafikin sahəsi faza keçidi zamanı lazım olan istiyə bərabərdir. Təcrübələr zamanı 3 K/dəq. istilikvermə sürəti seçilmişdir. Ölçü yuvalarında nümunələr müxtəlif (ölçüləcək nümunə və ədəbiyyat qiymətləri əvvəlcədən dəqiq məlum olan etalon nümunə) olduqlarına görə, yuvaların hər ikisinin sabit temperaturda saxlanması üçün onlara verilən istiliyin miqdarı fərqli olur. Bu istilik fərqlərinə görə istilik tutumu hesablanır:

$$\Delta P = \frac{dq}{dt}, \quad (1)$$

Ölçü yuvası əvvəlcə dəqiqliyi 10^{-5} g olan xüsusi tərəzidə çəkilir. Daha sonra ölçüləcək maye ilə doldurulur və yenidən çəkilərək daxilindəki mayenin miqdarı tapılır. Eyni qayda ilə ikinci ölçü yuvası da tərəzidə çəkilir [13].

Ölçü yuvaları qurğuya yerləşdirildikdən sonra qurğu tam avtomatik olaraq əvvəlcə başlanğıc temperaturdan son temperatura qədər nümunəni qızdırır, sonra isə əks istiqamətdə soyutma prosesi yerinə yetirilir.

Əvvəlcə ölçü yuvaları iki dəfə 150°C -dən -70°C -yə qədər soyudulur və qızdırılır. Bu zaman istiliyin verilmə sürəti 10 K/dəq. həddində saxlanılır. Bu zaman ölçü yuvasının kipliyi yoxlanılır və temperatur profilində faza keçidlərini görmək mümkün olur [13]. Bu proses şəkil 4-də verilmişdir.

İkinci proses halında nümunələr 50 K intervalı ilə 150°C -dən -70°C -yə qədər soyudulur və qızdırılır. Yenə də istiliyin verilmə sürəti 10 K/dəq. həddində saxlanılır. Bu proses şəkil 4 və 5-də verilmişdir.

Daha sonra verilmiş istilik miqdarının əsasında [istilik axını – vaxt əyrisi, $\Phi(t)$] izobar istilik tutumunu $c_p/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ aşağıdakı düsturların köməyi ilə hesablamaq olur [13]:

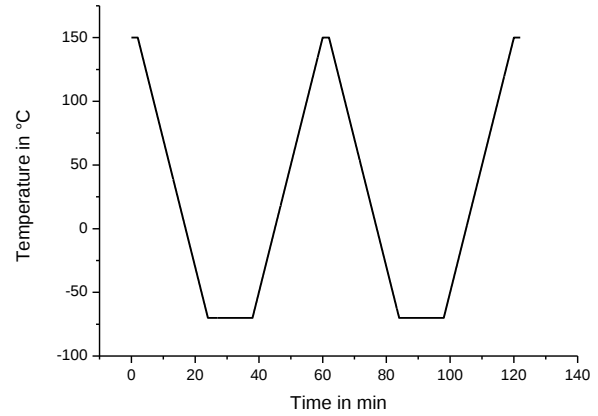
$$c_p(T) = c_{p_{\text{səfir}}}(T) \cdot \frac{m_{\text{səfir}} \cdot \beta \cdot \Phi_{\text{nümunə}}(T) - \Phi_{\text{bos}}(T)}{m_{\text{nümunə}} \cdot \beta \cdot \Phi_{\text{səfir}}(T) - \Phi_{\text{bos}}(T)} = \quad (2)$$

$$= K(T) \cdot \frac{\Phi_{\text{nümunə}}(T) - \Phi_{\text{bos}}(T)}{m_{\text{nümunə}} \cdot \beta}$$

burada:

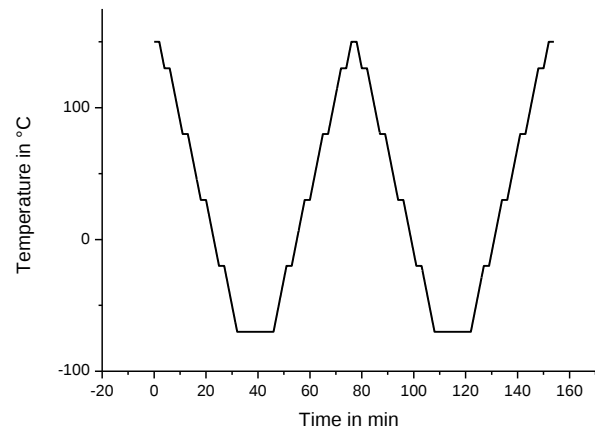
$$K(T) = c_{p_{\text{səfir}}}(T) \cdot \frac{m_{\text{səfir}} \cdot \beta}{\Phi_{\text{səfir}}(T) - \Phi_{\text{bos}}(T)}, \quad (3)$$

temperaturdan asılı kalibrəmə əmsalındır.



Şəkil 4

Xətti soyutma və qızmanın temperatur proqramı [13]



Şəkil 5

İzobar istilik tutumunu $c_p/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ təyin etmək üçün pilləli soyutma və qızdırma prosesi [13]

ALINMIŞ NƏTİCƏLƏR

Azərbaycanın Naxçıvan Muxtar Respublikasında yerləşən “Darıdağ”, Qax və Qəbələ rayonlarında yerləşən “Moxbulaq”, “İlisu Səngər Beşbulaq”, “İlisu Beşbulaq Yuxarı”, “Yengicə” və “Qəmərvan” termal sularının izobarik istilik tutumunun $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ təcrübə $T=(274.15-413.15)$ K intervalında temperaturdan asılılığı cədvəl 1-də və qrafiki olaraq şəkil 6-da verilmiş.

Təcrübələrin $T=(274.15-413.15)$ K intervalından kənar qiymətləri məqaləyə daxil edilməmişdir. Bu ona görədir ki, termal suların təcrübə (p, ρ, T) qiymətləri $T=(274.15-413.15)$ K intervalında ölçülmüşdür. Ona görə də hesablamalara yalnız izobarik istilik tutumunun

$c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ bu intervalda qiymətləri daxil edilmişdir. İzobarik istilik tutumunun $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ geniş intervalda ölçülməsi yalnız faza keçidlərinin qabaqcadan görünməsi və prosesin dəqiq yerinə yetirilməsi və ölçü yuvasının kipliyinin yoxlanılması üçündür.

Alınmış nəticələrinin şəkil 6-da verilmiş temperatur asılılığına nəzər salsaq onu qeyd etmək olar ki, əsasən bu suların izobarik $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ istilik tutumları IAPWS-95 standartına cavab verən təmiz suyun izobarik $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ istilik tutumundan azdır. “Darıdağ” termal suyunda isə bu fərq daha çoxdur. Bu da əlbəttə termal suların tərkiblərindəki bərk mineral maddələrin miqdarı ilə izah edilə bilər belə ki, bərk maddələrin istilik tutumları mayələrə nisbətən aşağıdır.

Cədvəl 1

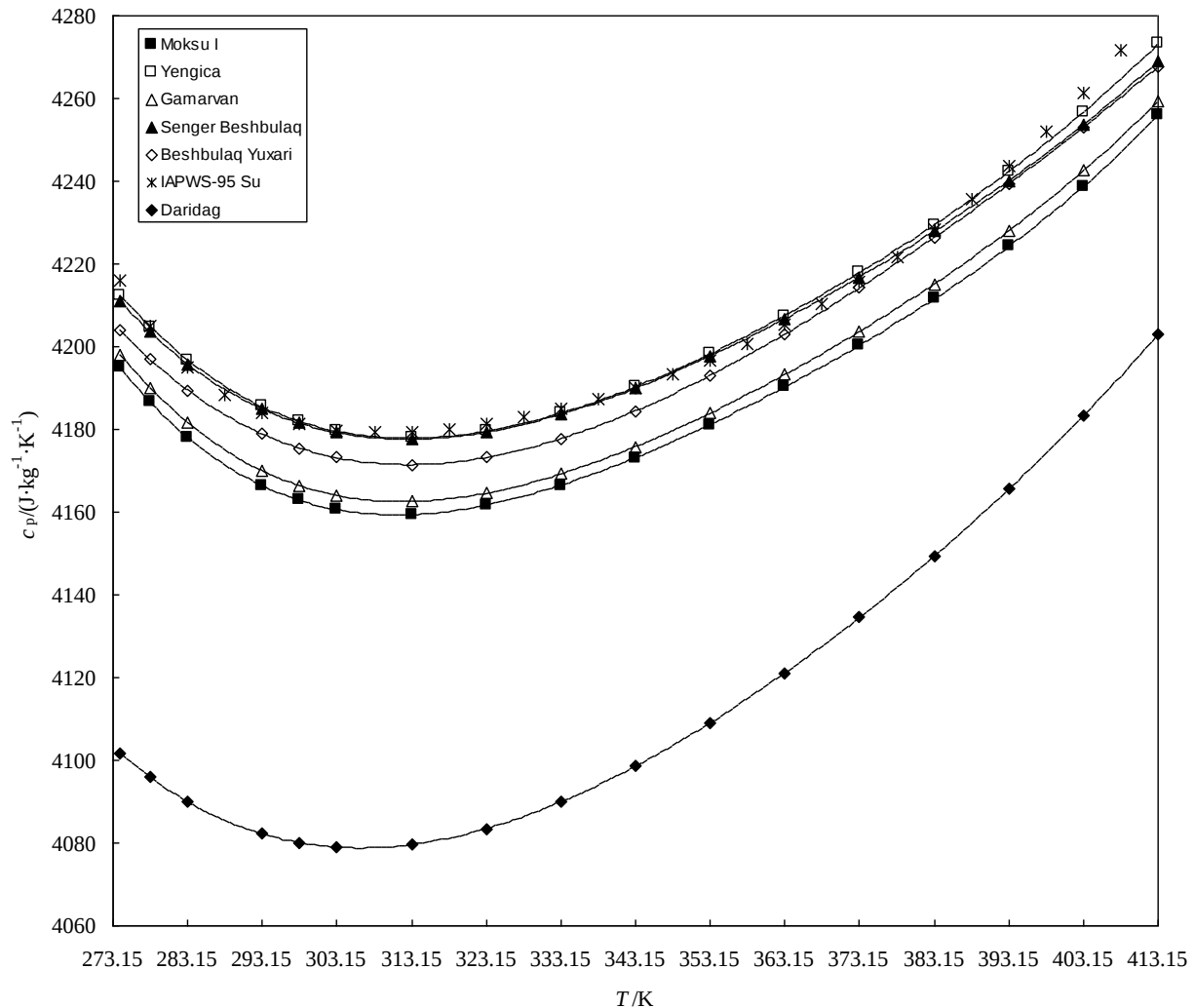
Naxçıvan Muxtar Respublikasında yerləşən “Darıdağ”, Qax və Qəbələ rayonlarında yerləşən “Moxbulaq”, “İlisu Səngər Beşbulaq”, “İlisu Beşbulaq Yuxarı”, “Yengicə”, “Qəmərvan” termal sularının temperaturunun T/K və təcrübə yolu ilə ölçülmüş izobarik istilik tutumunun $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ qiymətləri.

T/K	Darıdağ	Moxbulaq	İlisu Səngər Beşbulaq	İlisu Beşbulaq Yuxarı	Yengicə	Qəmərvan
	$c_p / (J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$					
274.15	4101.74	4194.86	4210.90	4203.84	4212.45	4198.01
278.15	4095.95	4186.58	4203.51	4196.86	4204.78	4189.96
283.15	4090.04	4178.08	4195.81	4189.49	4196.79	4181.62
293.15	4082.22	4166.42	4184.95	4178.92	4185.52	4170.02
298.15	4080.08	4162.88	4181.51	4175.49	4181.94	4166.41
303.15	4079.00	4160.64	4179.23	4173.17	4179.56	4164.06
313.15	4079.63	4159.43	4177.64	4171.49	4177.87	4162.58
323.15	4083.46	4161.67	4179.35	4173.19	4179.56	4164.56
333.15	4089.92	4166.48	4183.62	4177.68	4183.88	4169.19
343.15	4098.57	4173.14	4189.88	4184.43	4190.25	4175.80
353.15	4109.04	4181.16	4197.68	4193.00	4198.21	4183.92
363.15	4121.08	4190.26	4206.71	4203.02	4207.48	4193.24
373.15	4134.54	4200.35	4216.80	4214.20	4217.89	4203.63
383.15	4149.36	4211.54	4227.91	4226.35	4229.44	4215.14
393.15	4165.59	4224.17	4240.14	4239.32	4242.29	4227.99
403.15	4183.37	4238.76	4253.73	4253.09	4256.73	4242.55
413.15	4202.94	4256.05	4269.06	4267.67	4273.19	4259.41

Azərbaycanın Naxçıvan Muxtar Respublikasında yerləşən “Darıdağ”, Qax və Qəbələ rayonlarında yerləşən “Moxbulaq”, “İlisu Səngər Beşbulaq”, “İlisu Beşbulaq Yuxarı”,

“Yengicə” və “Qəmərvan” termal sularının təcrübə olaraq tədqiq edilmiş izobarik $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ istilik tutumu bu suların yüksək təzyiq və temperaturda (p, ρ, T) qiymətləri ilə birlikdə izobarik

və izoxorik istilik tutumlarının və səs sürətinin təyin olunması üçün istifadə edilmişdir və növbəti məqalədə dərc olunacaqdır.



Şəkil 6

Azərbaycanın Naxçıvan Muxtar Respublikasında yerləşən “Darıdağ”, Qax və Qəbələ rayonlarında yerləşən “Moxbulaq”, “İlisu Səngər Beşbulaq”, “İlisu Beşbulaq Yuxarı”, “Yengicə” və “Qəmərvan” termal sularının izobarik istilik tutumunun c_p ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) temperaturdan asılılığı: (◆, “Darıdağ”; ■, “Moxbulaq”; ▲, “İlisu Səngər Beşbulaq”; ◇, “İlisu Beşbulaq Yuxarı”; □, “Yengicə”; Δ, “Qəmərvan”; *, IAPWS-05 standardlı təmiz su) [14]

1. Azərbaycan Respublikasında alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrindən istifadə olunması üzrə Dövlət Proqramı, (2004).
2. И.И.Тагиев, И.Ш.Ибрагимова, А.М.Бабаев. Ресурсы минеральных и термальных вод Азербайджана, Изд: Чашыоглы, Баку, (2001) 168.
3. Гашкай М.А. Минеральные источники Азербайджана, (1952) 503.
4. I.Sh.Ibrahimova Application of GIS to available information on thermal waters in the Azerbaijan republic and its usefulness for environmental assessment, The United Nation University, Geothermal Training Programme, Reports, №10, Orkustofnun, Grensásvegur 9, Reykjavik, Iceland (2006)108.
5. M.M.Ismailova, Environmental problems associated with utilization of mineral waters in urbanized areas of Azerbaijan, NATO Science Series, 74 (2006) 279-288.
6. N.D.Nəbiyev, M.M.Bəşirov, C.T.Səfərov, A.N.Şahverdiyev. Azərbaycanın Xaçmaz rayonunun geotermal sularının buxar təzyiqi, Journal of Qafqaz University, Physics, 1 №29 (2010) 82-85.

7. A.I.Ahmadov, J.T.Safarov, M.M.Bashirov, E.Hassel. *Speed of sound of geothermal water resources of Gakh region of Azerbaijan*, VDI "Thermodynamik-Kolloquium" und "Ingenieurdaten", Hamburg, Germany, (2013) 7-9.
8. A.I.Ahmadov, M.M.Bashirov, J.T.Safarov, E.Hassel, Density of Ilisu geothermal water resources of Gakh region of Azerbaijan, 19th Turkish National Thermal Sciences and Technology Congress, 9-12 September, Samsun, Turkey, (2013) 210-211
9. N.D.Nəbiyev, M.M.Bashirov, C.T.Səfərov, A.N.Şahverdiyev, E.Hassel. Thermodynamic Properties of the Geothermal Resources (Khachmaz and Sabiroba) of Azerbaijan, Journal of Chemical Engineering Data **54** (2009) 1799-1806.
10. A.İ.Əhmədov, M.M.Bəşirov, C.T.Səfərov, Hassel E. *Azərbaycanın Qax və Qəbələ rayonlarının termal sularının özlüklüyünün tədqiqi*, Journal of Qafqaz University, Physics, (2014) 47-53.
11. AİƏhmədov, CTSəfərov, M.M.Bəşirov, E.Hassel. *Azərbaycanın Qax və Qəbələ rayonlarının termal sularının sıxlığının və səs sürətinin tədqiqi*, AzTU-nun elmi əsərləri, №1 (2014) 110-117.
12. J.T.Safarov, R.Hamidova, S.Zepik, H.Schmidt, I.Kul, A.N.Shahverdiyev, E.Hassel. *Thermophysical Properties of 1-hexyl-3-methylimidazolium bis (trifluoromethylsulfonyl) imide at high temperatures and pressures*, Journal of Molecular Liquids **187** (2013) 137-156.
13. C.Shick, Differential scanning calorimetry (DSC) of semicrystalline polymers, Analytical and Bioanalytical Chemistry, **395** (2009) 1589-1611.
14. W.Wagner, A.Prub, The IAPWS formulation 1995 for thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use, Journal of Physical Chemistry Referent Data, **31** (2002) 387-535.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТЕРМАЛЬНЫХ ВОД АЗЕРБАЙДЖАНА

А.И.АХМЕДОВ, Д.Т.САФАРОВ, М.М.БАШИРОВ

В представленной статье экспериментальные исследования изобарической теплоемкости $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ термальных вод Нахичеванской Автономной Республики, Кахского и Габалинского районов Азербайджана были выполнены дифференциальным сканирующим калориметром при температурах $T = (274.15 - 413.15)$ К и атмосферном давлении с погрешностью $\Delta c_p/c_p = 0.1\%$.

INVESTIGATION OF THE HEAT CAPACITY OF THERMAL WATERS OF AZERBAIJAN

A.I.AHMEDOV, J.T.SAFAROV, M.M.BASHIROV

The experimental investigation of isobaric heat capacity $c_p/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ of thermal waters of the Nakhchivan Autonomous Republic, Gakh and Gabala regions of Azerbaijan were carried out at atmospheric pressure and temperatures $T = (274.15 - 413.15)$ K using the differential scanning calorimeter in the experimental uncertainties in $\Delta c_p/c_p = 0.1\%$.

Редактор: проф. Е.М.Годжаев

UOT. 524

HD14134 VƏ HD14143 İFRATNƏHƏNG ULDUZLARININ SPEKTRAL TƏDQIQI

Y.M.MƏHƏRRƏMOV

*AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
AZ5626, Şamaxı r., Y.Məmmədaliyev qəs.
y_meherrremov@rambler.ru*

Daxil olub: 05.01.2015
Çapa verilib: 24.02.2015

REFERAT

Məqalədə HD14134 və HD14143 ulduzları haqqında qısa məlumatlar və onların ŞAR-da 2013–2014-cü illərdə alınmış spektrlərində maraqlı xüsusiyyətlər təqdim olunur. Aşkar olunmuşdur ki tədqiq olunan ulduzların spektrlərində H_{α} xəttinin profilinin strukturu qısa zamanda dəyişir. Bundan əlavə, HD14134 və HD14143 ulduzlarının spektrlərində H_{α} və H_{β} xətləri tədqiq edilərkən müəyyən edilmişdir ki, bu xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri sinxron dəyişkənliyə malikdir.

Açar sözlər: İfratnəhəng ulduzlar, H_{α} və H_{β} xətlərinin profilləri, şüa sürəti və spektral parametrlər.

GİRİŞ

Son məlumatlara görə HD14134 və HD14143 ulduzları uyğun olaraq spektral sinifləri B3Ia və B2Ia, effektiv temperaturları $T_{\text{eff}}=16300\text{K}$ və $T_{\text{eff}}=18000\text{K}$, işıqlıqları $\text{Log}(L_*/L_{\odot})=5.24$ və $\text{Log}(L_*/L_{\odot})=5.42$, kütlələri $M_*/M_{\odot}=24$ və $M_*/M_{\odot}=28$, radiusları $R_*/R_{\odot}=52$ və $R_*/R_{\odot}=52.9$, kütlə itgiləri $M=1.45 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{il}$ və $M=1.05 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{il}$, fırlanma sürətləri $v \cdot \sin i=66\text{km/s}$ və $v \cdot \sin i=76\text{km/s}$, hər iki ulduza qədər məsafə $D=2\text{kpc}$, mütləq ulduz ölçüləri $M_v=-6.8$ və $M_v=-7.2$ olan P Cyg tipli ifratnəhəng ulduzlardır [1-17].

H.A.Abt, S.G.Levy, T.Morel, S.V.Marchenko, A.K.Pati, K.Kuppuswamy, M.T.Carini, E.Wood, R.Zimmerman, İ.R.G.Wilson, M.A.Dopita, J.Rajagopal, G.Srinivasan, K.S.Dwarakanath, J.B.Hutchings, C.Coisi, E.Nasi, A.P.Phillips, P.M.Gondhalekar, P.A.Crowther, D.J.Lennon, N.R.Walborn və başqaları öz işlərində HD14134 və HD14143 ifratnəhəng ulduzlarının fotometrik və spektral tədqiqi, habelə onların fiziki parametrlərinin təyini ilə məşğul olmuşlar. Aparılmış fotometrik tədqiqatlar zamanı müəyyən edilmişdir ki, HD14134 ulduzu 12.8 günlük periodik dəyişmə göstərir [13-15]. Bundan əlavə, həmin ulduzun spektrlərində H_{α} xəttinin profili

udulma və şüalanma komponentlərindən ibarət olmaqla onun tezdəyişən struktura malik olması aşkar olunmuşdur. Alınmış spektrlərin birində şüa sürəti H_{α} xəttinin udulma komponentində -147km/s , şüalanma komponentində isə $+43\text{km/s}$ olmuşdur [18].

Lakin HD14143 ulduzu tədqiq edilərkən müəyyən edilmişdir ki, spektrlərdə H_{α} xəttinin şüalanma komponentinin intensivliyi HD14134 ulduzundakına nisbətən daha güclü olsa da onun kimi tezdəyişən quruluşa malik deyil. Hər iki ulduzun spektrlərində H_{α} , H_{β} , H_{δ} , H_{γ} , H_{ϵ} , HeI, OII, NII, Si II, Si III, Mg II, CaII, CII xətləri tədqiq edilmişdir [18-22].

Qeyd edək ki, digər tədqiqatçıların işlərində HD14134 və HD14143 ifratnəhəng ulduzları əksər hallarda bir-biri ilə müqayisəli şəkildə tədqiq olunmuşdur. Bu da onunla əlaqədardır ki, onların hər ikisi eyni işıqlıq sinfinə məxsus olmaqla bərabər, həm də koordinatlarına görə bir-birinə çox yaxındırlar. Belə ki, onlar teleskopda eyni görüş sahəsində müşahidə olunurlar.

Digər elmi tədqiqat işləri öyrənilərkən məlum olmuşdur ki, tədqiqatçılar HD14134 və HD14143 ulduzlarının spektrlərində H_{α} xəttinin profilinin tezdəyişən quruluşa malik olduğunu

qeyd edir, lakin sistematik müşahidələr aparılmadığına görə bu dəyişmənin tsiklinin nə ilə nəticələnməsini sonadək müəyyən edə bilməmişlər. Həmin işlərdə bu ulduzların gələcək tədqiqatları üçün onların yüksək ayırdetmə ilə sistematik spektral və fotometrik müşahidələrinin müntəzəm aparılması zərurəti qeyd olunmuşdur.

Ona görə də biz H_α və H_β xətləri profillərində dəyişkənliyin təbiətini öyrənmək üçün 2013-2014-cü illərdə həmin ulduzların spektral müşahidələrini apardıq. Hesab edirik ki, alınmış nəticələr yuxarıda qeyd edildiyi kimi tədqiq olunan ulduzların atmosferlərində gedən proseslərin öyrənilməsində əhəmiyyətli baza rolunu oynaya bilər.

MÜŞAHİDƏ MATERIALLARININ ALINMASI, İŞLƏNMƏSİ VƏ MÜZAKİRƏSİ

AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunun kasseqren fokusunda müasir CCDkameronu ilə 2013 və 2014-cü illərdə HD14134 və HD14143 ifratnəhəng ulduzlarının spektral müşahidələri aparılmış və onların 23 sayda yüksək keyfiyyətli spektrləri alınmışdır [23]. Spektral ayırd-

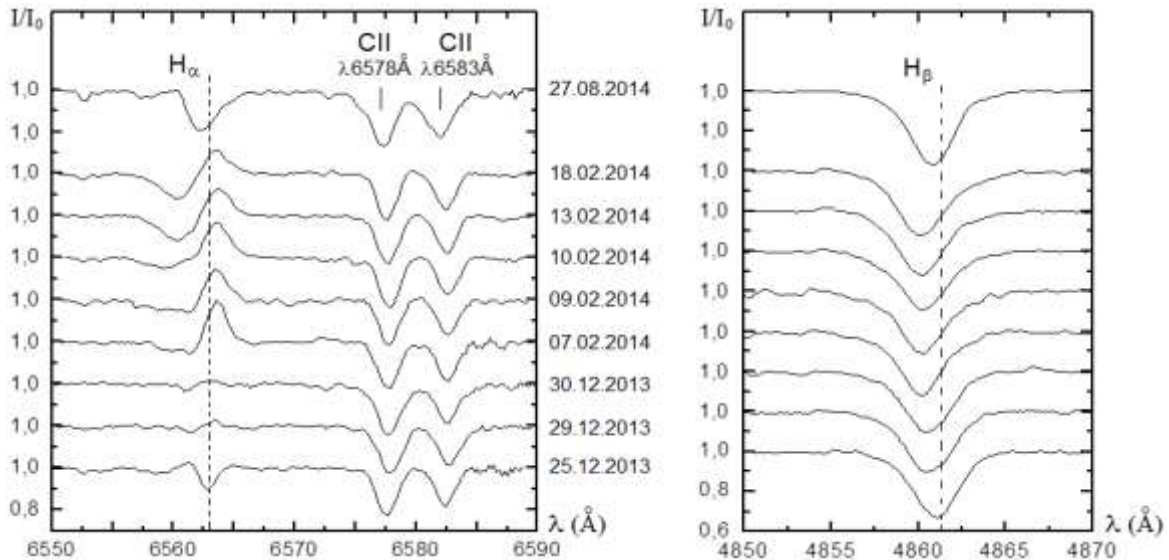
etmə $R=15000$, müşahidə olunan spektral diapazon $\lambda\lambda 4700-6700\text{\AA}$.

Alınmış spektrlər DECH-20 və DECH-20T paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir [24]. $S/N=150\div 200$, ölçmələrin xətası şüa sürəti üçün $\pm 2\text{km/san}$, ekvivalent en üçün isə 5%-dən çox deyil.

Bu işdə yeni müşahidə materialları əsasında HD14134 və HD14143 ifratnəhəng ulduzlarının atmosferlərində müşahidə olunan H_α və H_β xətləri profillərinin strukturu nəzərdən keçirilmiş və həmin xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrlər tədqiq olunmuşdur.

HD14134. Alınmış nəticələr analiz edilərkən müəyyən edilmişdir ki, HD14134 ulduzu spektrlərində H_α xəttinin quruluşu daha çox dəyişkənlik göstərir və aşağıdakı formalarda müşahidə olunur:

- normal P Cyg tipli profil,
- invers P Cyg tipli profil,
- tam udulma profili,
- tam şüalanma profili
- hər iki qanadında zəif şüalanma komponenti olan mərkəzi udulma profili.



Şəkil 1

HD14134 ulduzu spektrlərində H_α , CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$, CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ və H_β xətlərinin profilləri

Lakin yeni hal odur ki, HD14134 ulduzu spektrlərində H_α xəttinin profilinin tamamilə

yox olması meylləri müşahidə olunmuşdur. Belə ki, 29.12.2013-cü il tarixli spektrdə H_α xətti-

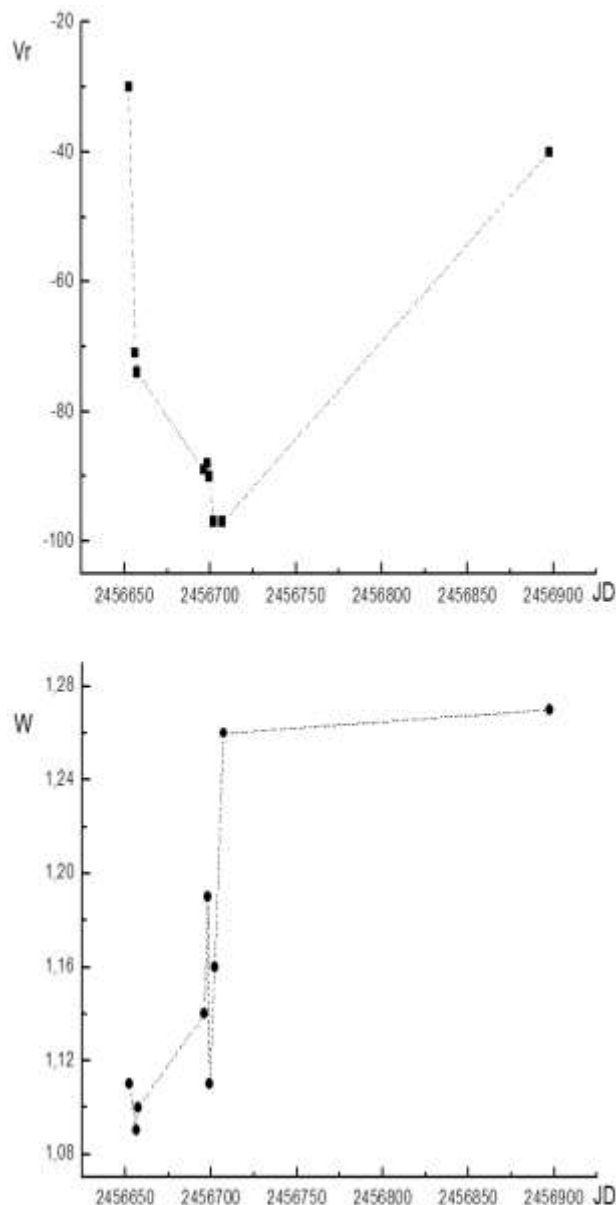
nin profili kifayət qədər zəifləyərək $r_v(\text{abs})=0.97$ və $r_v(\text{em})=1.03$ olmuşdur. 30.12.2013-cü il tarixində isə bu xəttin udulma və şüalanma komponentləri çox kəskin zəifləyərək kəsilməz spektr səviyyəsinə yaxınlaşmışdır. Ona görə də bu tarixdə H_α xəttinin udulma və şüalanma komponentlərində şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətlərini təyin etmək mümkün olmamışdır. Şəkil 1-də HD14134 ulduzunun H_α və H_β xətlərinin profilləri göstərilmişdir. Göründüyü kimi H_α xəttinin udulma və şüalanma komponentləri güclü dəyişkən quruluşa malikdir. Lakin bu zaman H_α xəttinin yerləşdiyi tərtibdə formalaşan CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$ və CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ xətləri profillərinin quruluşunda sinxron dəyişmələr müşahidə olunmamışdır. Lakin bu xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətlərində dəyişmələr vardır.

HD14134 ifratnəhəng ulduzunun 25.12.2013 və 27.08.2014-cü il tarixli spektrlərində H_α xəttinin udulma komponenti spektrin qırmızı tərəfinə sürüşmüşdür. Nəticədə şüa sürəti kəskin artmış və uyğun olaraq -13km/s və -31km/s olmuşdur. Bu zaman yalnız udulma komponentindən ibarət H_β xəttində də şüa sürətinin sinxron dəyişməsi baş vermişdir. Belə ki, H_β xəttinin konturu da spektrin qırmızı tərəfinə sürüşmüş və nəticədə şüa sürəti kəskin artmışdır.

H_β xəttinin profillərindən görünür ki, onun quruluşunda nisbətən zəif dəyişmələr vardır. Lakin alınan müşahidə materiallarında spektral ayırdetmə aşağı olduğundan ($R \sim 15000$) belə dəyişmələrin xarakterinin öyrənilməsi mümkün deyil. Bundan əlavə, H_β xəttində şüa sürəti və ekvivalent enin zamandan asılı dəyişmələri nəzərdən keçirilmişdir (Şəkil 2). Müəyyən edilmişdir ki, bu dəyişmələrdə təkrarlanmalar və həm də güclü sıçrayışlar vardır. Belə ki, Şəkil 2 və Cədvəl 1-dən məlum olur ki, H_β xəttində şüa sürəti və ekvivalent ən uyğun olaraq $-97 \div -30\text{km/s}$ və $1.10 \div 1.27\text{\AA}$ intervallarında dəyişir. H_β xəttinin yarım eni və qalıq intensivliyi isə uyğun olaraq $2.9 \div 3.4\text{\AA}$ və $0.63 \div 0.71$ intervalında olmaqla çox kiçik dəyişmə göstərir.

Şəkil 4 (a)-dan aşkar görünür ki, HD14134 ulduzunun spektrlərində HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$, NaI D1

və NaI D2 xətlərinin quruluşunda ümumiyyətlə heç bir dəyişkənlik baş verməmişdir. Cədvəl 2 -dən göründüyü kimi NaI D1 və NaI D2 xətlərində şüa sürəti $-20 \pm 4\text{km/s}$ intervalında dəyişmişdir. HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$ xətlərində isə şüa sürətinin və spektral parametrlərin qiymətlərində nəzərəcarpacaq dəyişkənliklər aşkar olunmuşdur.



Şəkil 2

HD14134 ulduzu spektrlərində H_β xəttində şüa sürəti və ekvivalent enin zamana görə dəyişməsi.

Cədvəl 1

H α və H β xətlərində şüa sürətləri və spektral parametrlərin qiymətləri.

Tarix (gün, ay, il) və JD	HD14134											
	H α (abs)				H α (em)				H β			
	V _r (km/s)	W (Å)	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	r _v	V _r (km/s)	W (Å)	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	r _v	V _r (km/s)	W (Å)	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	r _v
25.12.2013 2456652.33	-13	0.14	1.3	0.90	-87 84	0.03 0.01	1.00 0.86	1.02 1.01	-30	1.11	3.0	0.67
29.12.2013 2456656.33	-74	0.04	1.3	0.97	12	0.02	0.72	1.03	-71	1.09	3.4	0.70
30.12.2013 2456657.31	-	-	-	-	-	-	-	-	-74	1.10	3.3	0.70
07.02.2014 2456696.08	-91 -88	0.14	3.4	0.95	11	0.35	1.67	1.20	-89	1.14	2.9	0.68
09.02.2014 2456698.06	-210 -95	0.24	4.2	0.94	7	0.28	1.90	1.14	-88	1.19	3.0	0.69
10.02.2014 2456699.07	-179	0.15	3.3	0.95	10	0.39	2.20	1.17	-90	1.11	3.3	0.71
13.02.2014 2456702.06	-142	0.36	3.1	0.88	17	0.28	2.10	1.13	-97	1.16	3.2	0.68
18.02.2014 2456707.07	-134	0.35	2.7	0.88	13	0.23	1.8	1.11	-97	1.26	3.3	0.68
27.08.2014 2456897.37	-31	0.56	2.7	0.81	-	-	-	-	-40	1.27	3.0	0.63
Tarix (gün, ay, il) və JD	HD14143											
	H α (abs)				H α (em)				H β			
	V _r (km/s)	W (Å)	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	r _v	V _r (km/s)	W (Å)	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	r _v	V _r (km/s)	W (Å)	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)	r _v
25.11.2013 2456621.54	-159	0.35	2.5	0.87	-11	0.53	2.1	1.24	-91	1.01	3.8	0.75
25.12.2013 2456652.30	-211	0.43	2.7	0.85	15	0.22	2.2	1.10	-69	1.00	2.8	0.70
26.12.2013 2456653.28	-202	0.28	2.7	0.90	14	0.31	2.4	1.12	-69	0.97	2.8	0.70
29.12.2013 2456656.31	-210 -185	0.15	2.6	0.94	11	0.82	2.8	1.27	-102	0.77	3.2	0.78
30.12.2013 2456657.30	-227 -154	0.23	3.1	0.92	7	0.94	2.6	1.31	-115	0.94	3.5	0.77

HD14143. HD14143 ulduzu spektrlərində isə H α xətti əsasən normal P Cyg profili formasında müşahidə olunur. Ölçmələr göstərmişdir ki, bu xətdə şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətində dəyişmələr baş verir. Şəkil 3-dən görünür ki, HD14143 ulduzu spektrlərində isə H α xəttində şüalanma komponentinin intensivliyi udulma komponentindəkindən güclüdür. H α xəttində udulma və şüalanma komponentlərinin strukturları güclü dəyişkənliyə malikdir. Cədvəl 1-də bu xəttin hər iki komponentlərində şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətlərindən də bu aydın görünür. Alınmış

nəticələr analiz edilərkən məlum olmuşdur ki, H α xəttinin udulma profili bəzi hallarda qoşa pikli komponent formasında müşahidə olunur və bu zaman həmin komponentdə xəttin dərinliyi və ekvivalent enin qiymətləri azalır. H α xəttinin şüalanma komponentində isə əksinə-bu zaman xəttin yarım eni, xüsusilə də mərkəzi intensivliyi və ekvivalent eni nəzərəcarpacaq dərəcədə artır. Bu zaman udulma komponentindən ibarət H β xəttində də sinxron dəyişmələr baş vermişdir. Belə ki, bu xəttin konturu spektrin bənövşəyi tərəfinə sürüşmüş-yəni şüa sürəti kiçilmiş və eyni zamanda ekvivalent en

və xəttin dərinliyində də nisbi azalma aşkar olunmuşdur. Eyni zamanda HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$ xəttinin də bənövşəyi tərəfə nisbi sürüşməsi və CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$, CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ xətlərinin konturlarının isə əksinə-spektrin qırmızı tərəfinə doğru sürüşməsi və deməli şüa sürətinin artması müşahidə edilmişdir.

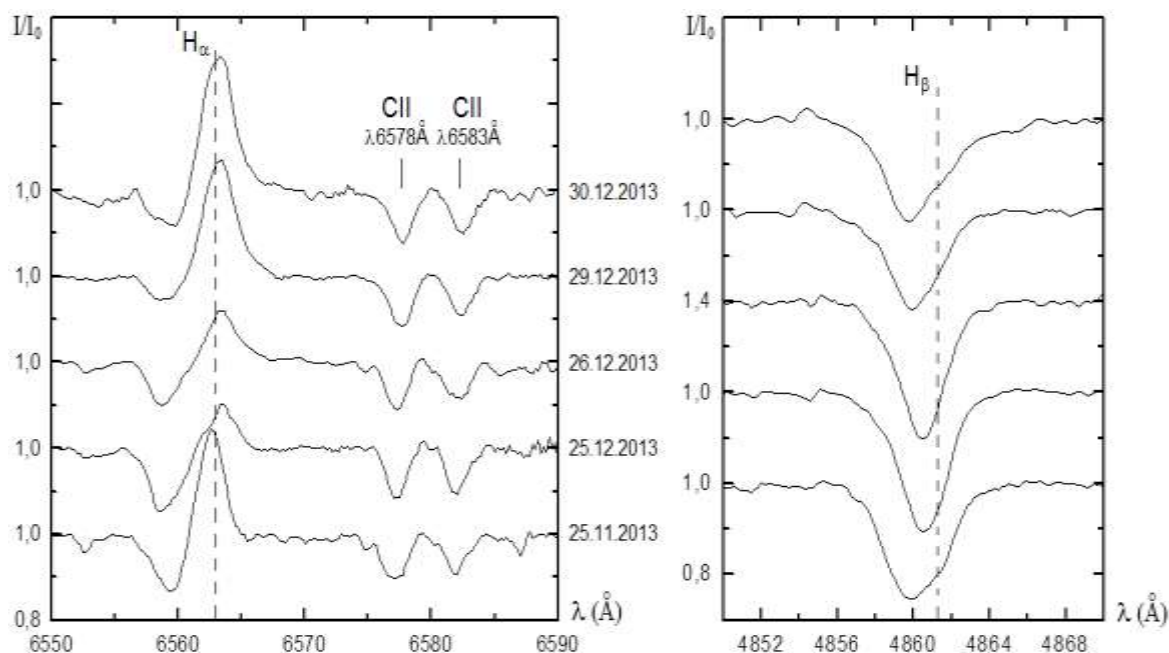
HD14143 ulduzunun spektrlərində CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$, CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ xətləri tədqiq olunarkən aşkar edilmişdir ki, bu xətlərin profillərində kiçik komponentlər müşahidə olunur və yox olur. Bu komponentlərin təbiəti məlum olmasa da onlarda şüa sürəti ölçmələri göstərdi ki, onlar xəttin konturu boyunca hərəkət edirlər.

Şəkil 4 (b)-dən göründüyü kimi HD14143 ulduzunun spektrlərində HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$ xəttinin yarım eni və dərinliyinin artıb-azalması nəzərə çarpır. NaI D1 və NaI D2 xətlərinin quruluşunda isə heç bir dəyişkənlik baş verməmiş və onlarda şüa sürəti $-27.5 \pm 2.5 \text{ km/s}$ intervalında dəyişmişdir.

Aparılmış tədqiqatdan belə nəticəyə gəlmək olar ki, HD14134 ulduzu atmosferində H_α xəttinin udulma komponentinin və H_β

xəttinin eyni zamanda qırmızı tərəfə sürüşməsi müşahidəçidən əks tərəfə yönəlmiş güclü maddə axını olması ilə əlaqədar ola bilər. Daha sonra bu ulduzun spektrində H_α xəttinin profilinin tamamilə yox olması meyli HD198478 və HD225094 ulduzlarında baş vermiş hadisələrin oxşarıdır [25-26]. Fakt məlum oldu ki, müşahidəçidən əks tərəfə güclü axınlar var. Bu axının sürəti elə qiymətə çata bilər ki, H_α xəttinin udulma komponenti qırmızı tərəfə sürüşərək şüalanma komponenti ilə mərkəzi dalğa uzunluğuna görə üst-üstə düşər və bu zaman udulma və şüalanma komponentləri bir-birini kompensasiya edə bilər ki, nəticədə həmin xəttin profili müşahidə olunmaz [25-26].

HD14143 ulduzunun atmosferində H_α xəttinin udulma komponentinin qoşa pikli formada müşahidə olunması və bu zaman H_β , HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$ və CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$, CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ xətlərinin bənövşəyi və qırmızı tərəfə sürüşməsi ulduzun atmosferində eyni zamanda həm müşahidəçiyə, həm əks tərəfə maddə axınlarının olması ilə izah oluna bilər.



Şəkil 3

HD14143 ulduzu spektrlərində H_α , CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$, CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ və H_β xətlərinin profilləri.

Cədvəl 2

CII, HeI və NaI xətlərində şüa sürətlərinin qiymətləri.

Tarix (gün, ay, il) və JD	HD14134				
	V _r (km/s)				
	CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$	CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$	HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$	NaI D1	NaI D2
25.12.2013 2456652.33	-31	-37	-43	-24	-21
29.12.2013 2456656.33	-25	-30	-35	-20	-19
30.12.2013 2456657.31	-32	-30	-44	-22	-20
07.02.2014 2456696.08	-34	-33	-44	-21	-21
09.02.2014 2456698.06	-36	-37	-48	-23	-20
10.02.2014 2456699.07	-32	-37	-41	-24	-21
13.02.2014 2456702.06	-39	-35	-53	-24	-21
18.02.2014 2456707.07	-42	-39	-53	-24	-20
27.08.2014 2456897.37	-42	-46	-38	-18	-16
Tarix (gün, ay, il) və JD	HD14143				
	V _r (km/s)				
	CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$	CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$	HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$	NaI D1	NaI D2
25.11.2013 2456621.54	-46	-46	-61	-30	-25
25.12.2013 2456652.30	-52	-54	-55	-31	-27
26.12.2013 2456653.28	-51	-52	-58	-30	-27
29.12.2013 2456656.31	-33	-38	-62	-29	-28
30.12.2013 2456657.30	-31	-34	-72	-28	-25

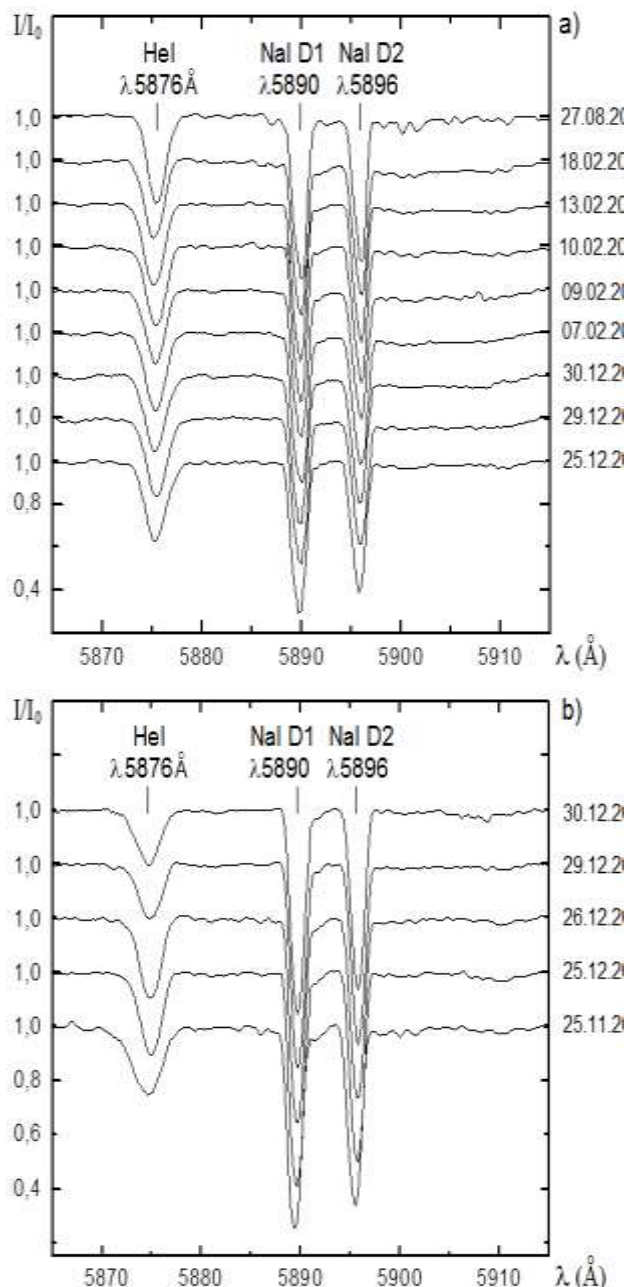
Göründüyü kimi bu ulduzda atmosferin nisbətən dərin qatları da aktiv dəyişkənliyə malikdir. CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$, CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ xətlərinin profillərində kiçik detalların yaranması, xəttin konturu boyunca hərəkəti və yox olması maraqlı müşahidə hadisəsidir. Bunu ətraflı araşdırmaq üçün yüksək ayırdetmə ilə çoxlu sayda sistematik müşahidələr aparmaq lazımdır.

Beləliklə, HD14134 və HD14143 ulduzları spektrlərində seçilmiş xətlərin tədqiqi göstərdi ki, onların atmosferlərində bir-birinə oxşar və həm də fərqli dəyişkənliklər mövcuddur. Bu

dəyişmələr H_{α} , H_{β} və hətta ulduz atmosferinin daha dərin qatlarında formalaşan CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$, CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ xətlərinin quruluşunda, bu xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətlərində özünü göstərmişdir. Bəzi hallarda bu dəyişmələr daha güclü olmuşdur.

Ehtimal olunur ki, HD14134 və HD14143 ulduzlarının spektrlərində tədqiq edilən xətlərdə baş verən sürətli dəyişkənliklər həmin ulduzların atmosferlərinin nisbətən dərin və yuxarı qatlarında mövcud olan kataklizmlərin və

örtüyün həyəcanlanması nəticəsidir [27]. Bu hadisələrin ətraflı araşdırılması məqsədi ilə ŞAR-da həmin ulduzların müntəzəm spektral və fotometrik müşahidələrinin aparılması nəzərdə tutulur.



Şəkil 4

HD14134 və HD14143 ulduzu spektrlərində HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$, NaI D1 və NaI D2 xətlərinin profilləri. a) HD14134 ulduzunun spektrləri, b) HD14143 ulduzunun spektrləri

NƏTİCƏ

1. HD14134 və HD14143 ifratnəhəng ulduzlarının spektrlərində H_{α} xəttinin profillərinin quruluşu, şüa sürəti və spektral parametrləri kəskin dəyişkənliyə malikdir. HD14134 ulduzu atmosferində H_{α} xəttinin udulma komponentinin və H_{β} xəttinin eyni zamanda qırmızı tərəfə sürüşməsi müşahidəçidən əks tərəfə yönəlmiş güclü maddə axınının nəticəsi ola bilər.
2. İlk dəfə olaraq HD14134 ulduzunun 30.12.2013-cü il tarixli spektrində H_{α} xəttinin profili kəskin zəifləmiş və müşahidə olunmamışdır. Bu hadisə müşahidəçidən əks tərəfə yönəlmiş maddə axını səbəbindən baş verə bilər. Bu zaman H_{α} xəttinin udulma komponenti qırmızı tərəfə sürüşərək mərkəzi dalğa uzunluğuna görə şüalanma komponenti ilə üst-üstə düşər və bu səbəbdən udulma və şüalanma komponentləri bir-birini kompensasiya edə bilər ki, nəticədə həmin xəttin profili müşahidə olunmaz.
3. HD14143 ulduzunun atmosferində H_{α} xəttinin udulma komponentinin qoşa pikli formada müşahidə olunması və bu zaman H_{β} , HeI $\lambda 5875.72\text{\AA}$ və CII $\lambda 6578.05\text{\AA}$, CII $\lambda 6582.88\text{\AA}$ xətlərinin bənövşəyi və qırmızı tərəfə sürüşməsi ulduzun atmosferində eyni zamanda həm müşahidəçiyə, həm əks tərəfə maddə axınlarının olması ilə izah oluna bilər. Bu ulduzda atmosferin nisbətən dərin qatları da aktiv dəyişkənliyə malikdir.

1. M.J.Barlow, M.Cohen. *Infrared photometry and mass loss rates for OBA supergiants and of stars*, *The Astrophysical J.*, **213** (1977) 737-755.
2. J.D.Rosendhal. *Evolutionary effects in the rotation of supergiants*, *The Astrophysical Journal*, **159** (1970) 107-118.
3. C.Chiosi, E.Nasi. *Mass loss from early type stars*, *Astronomy and Astrophysics*, **34** (1974) 355-362.
4. H.A.Abt, S.G.Levy. *Supergiant binaries in the h and χ Persei association*, *The Astrophysical Journal*, **184** (1973) 167-182.

5. A.P.Phillips, P.M.Gondhalekar. *High-velocity interstellar CIV and SiIV toward two stars in the I Per OB association*, *Mon. Not. R. astron. Soc.*, **196** (1981) 533-542.
6. A.B.Underhill, L.Divan, M.L.Prevot-Burnichon, V.Doazan. *Effective temperatures, angular diameters, distances and linear radii for 160 O and B stars*, *Mon. Not. R. astron. Soc.*, **189** (1979) 601-681.
7. J.G.Henny, L.M.Lamers. *Mass loss from O and B stars*, *The Astrophysical Journal*, **245** (1981) 593-608.
8. I.R.G.Wilson, M.A.Dopita. *An empirical investigation of mass-loss in OB stars*, *Astronomy and Astrophysics*, **149** (1985) 295-304.
9. D.J.Lennon, P.L.Dufton, A.Fitzsimmons. *Galactic B-supergiants II. Line strengths in the visible – Evidence for evolutionary effects*, *Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.*, **97** (1993) 559-585.
10. N.D.McErlean, D.J.Lennon, P.L.Dufton. *Galactic B-supergiants: A non-LTE model atmosphere analysis to estimate atmospheric parameters and chemical compositions*, *Astronomy and Astrophysics*, **349** (1999) 553-572.
11. D.J.Lennon, P.L.Dufton, A.Fitzsimmons. *Galactic B-supergiants. I. An atlas of O9-B9 supergiant spectra from 3950Å to 4950Å*, *Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.* **94** (1992) 569-586.
12. P.A.Crowther, D.J.Lennon, N.R.Walborn. *Physical parameters and wind properties of galactic early B supergiants*, *Astronomy and Astrophysics*, **446** (2006) 279-293.
13. 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.
14. T.Morel, G.Rauw, T.Eversberg, F.Alves, W.Arnold and etc. *Variability monitoring of OB stars during the Mons campaign*, *International Astronomical Union, Proceedings IAU Symposium*, 2008, 119-120.
15. T.Morel, G.Rauw, T.Eversberg and etc. *The Mons campaign on OB stars: The multi-wavelength view of hot, massive stars*, *39-th Liege Int. Astroph. Coll.*, 12-16 July 2010, 1-5.
16. M.Kraus, M.Borges Fernandes, J.Kubat. *Parameters of galactic early B supergiants: The influence of the wind on the interstellar extinction determination*, *Astronomy and Astrophysics*, **499** (2009) 291-299.
17. R.K.Prinja, D.L.Massa. *Signature of widespread clumping in B supergiant winds*, *Astronomy and Astrophysics*, **521** (2010) 1-4.
18. J.B.Hutchings. *Expanding atmospheres in OB supergiant – IV. A mass-loss survey*, *Mon. Not. R. astron. Soc.*, **147** (1970) 161-176.
19. J.B.Hutchings. *Spectroscopic measurements of OB supergiants*, *Dominion Astrophysical Observatory Victoria*, **XIV**, №16 (1976) 355-366.
20. C.S.Beals, J.B.Oke. *On the relation between distance and intensity for interstellar Calcium and Sodium lines*, *Royal Astronomical Soc., Dominion Observatory, Ottawa*, №5 (1953) 530-552.
21. E.Kontizas, M.Kontizas. *Radial velocities for different spectral lines of B and A supergiants in our Galaxy and in the large magellanic cloud*, *Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.*, **45** (1981) 121-128.
22. J.D.Rosendhal, *A Survey of H-alpha emission in early-type high-luminosity stars*, *Astrophys.J.*, **186** (1973) 909-937.
23. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекбев. *Эшелле – спектрометр фокуса кассегрена 2-х метрового телескопа ШАО НАН Азербайджана*, *ŞAR Sirkulyarı*, №109 (2005) 21 – 29.
24. Г.А.Галазутдинов. *Система обработки Эшелле-спектров DECH20*, *Препринт САО*, № 92 (1992).
25. Я.М.Магерамов, В.М.Халилов. *Спектральная переменность сверхгиганта HD225094*, *Azərbaycan Astronomiya Jurnalı*, **9** №2 (2014) 21-27.
26. Я.М.Магерамов. *Спектральная переменность звезды 55 Cyg (B3Ia)*, *Астрономический Журнал*, **90** №4 (2013) 339-346.
27. К.Де Ягер. *Звезды наибольшей светимости*. Москва, Мир, (1984) 493.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД СВЕРХГИГАНОВ HD14134 И HD14143

Я.М.МАГЕРРАМОВ

В статье представлены сведения о звездах сверхгигантах HD14134 и HD14143 и о интересных особенностях, наблюдаемых в спектрах полученных в 2013 и 2014 году в ШАО. Было выявлено, что профили линии H_{α} типа Р Суг имеют структуры, меняющиеся за короткое время в спектрах исследуемых звезд. Кроме того, при изучении линий H_{α} и H_{β} в спектре этой звезды выявлено, что происходят синхронные изменения значений лучевых скоростей и спектральных параметров этих линий.

SPECTRAL INVESTIGATION OF THE SUPERGIANT HD14134 AND HD14143 STARS.

Y.M.MAHARRAMOV

The information about HD14134 and HD14143 stars and interesting spectral features which obtained at the ShAO in 2013 and 2014 have been presented. It has been revealed that the profile of the H_{α} line indicated variable structure for a short time in the spectra of this stars. In addition, researching the H_{α} and H_{β} lines in the spectra of these stars has been revealed that values of the radial velocity and spectral parameters in these lines have changed synchronous.

Редактор: д.н. по физике А.М.Халилов

UOT 53(091)

AZƏRBAYCANDA İLK FİZİKİ TƏCRÜBƏ TƏDQIQATLARI

ABBASOV ABBAS CİLOVDARLI

*Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu
AZ-1143 Bakı, H. Cavid pr. 33
muzeyfizika@yahoo.com*

Daxil olub: 04.11.2014
Çapa verilib: 22.01.2015

Açar sözlər: “Xəmsə”, maqnit, Xəzər, direktor, elmi iş, tədqiqat.

REFERAT

Məqalədə Azərbaycanda fizika üzrə elmi-tədqiqat təcrübə işlərinin (1920-1945-ci illər) başlanmasından və inkişafından bəhs edilir. Fizika sahəsində çalışan azərbaycanlı alimlərin ilk tədqiqat işlərinin şərhinə geniş yer verilmişdir.

GİRİŞ

Azərbaycanda elmi və fəlsəfi fikrin inkişafı tarixi çox qədimdir. Bunu dövrümüzə qədər gəlib çatmış tarixi-memarlıq abidələrindən, ölkə ərazisində arxeoloji qazıntılar zamanı tapılmış elmi tədqiqat cihazlarından, məişət və təsərrüfat alətlərindən görmək və qədim yazılı mənbələrdən oxumaq olar.

Məlumdur ki, orta əsrlərdə əsas elm mərkəzləri Şərq ölkələrində yerləşirdi. Bu dövrdə bir Şərq ölkəsi olan Azərbaycanda elmi və fəlsəfi fikirlər ən yüksək səviyyədə olmuşdur. Ölkədə təbiət elmləri, o cümlədən riyaziyyat, astronomiya, fizika, həndəsə, coğrafiya və tibb elmləri çiçəklənmə dövrü yaşamışdır.

Böyük mütəfəkkir İbn-Sinanın (980-1037) sevimli şagirdi olmuş Əbülhəsən Bəhmənyarın (993-1066) özündən sonra cələn nəsilər üçün yazıb qoyduğu əsərlər göstərir ki, o dövrdə Azərbaycanda fizika və riyaziyyat elmlərinə aid bilgiler geniş yayılmış, nəticədə Bəhmənyar, Nizami Gəncəvi, Nəsirəddin Tusi və s. kimi dahilər yetişmişdir. Onun ərəb dilində yazdığı “İdrak” əsəri bir çox Avropa xalqlarının dillərinə tərcümə olunmuş və XIX əsrə qədər elmi mənbə kimi geniş istifadə edilmişdir. Hal-hazırda bu əsər dünyanın ən məşhur kitabxanalarında qorunub saxlanılır. Əsərin ikinci fəslinin “Fizika” adlanan VIII bölməsində fizikanın bir çox qanunlarının müasir təsəvvürlərlə uzlaşan izahları verilmişdir [1]. “İdrak” əsəri rus dilinə tərcümə olunmuş, 1983 və 1986-cı il-

lərdə Bakıda, üç cildə, akademik Həsən Abdullayevin redaktorluğu ilə nəşr olunmuşdur. Son dövrdə əsərin fizikaya aid məqamları seçilmiş, akademik Çingiz Qacarın layihəsi ilə azərbaycan dilinə tərcümə olunub, yüksək səviyyəli tərtibatda nəşr edilmişdir.

Nizami Gəncəvinin (1141-1209) əsərlərini oxuyan hər kəs ilk növbədə hesab edir ki, onun müəllifi mükəmməl elmi məktəb keçmiş və elmlərin zirvəsinə yüksəlmiş, böyük filosof, təbiətşünas alimdir. “Xəmsə”-dən görünür ki, Nizami Gəncəvi riyaziyyat, astronomiya, astrologiya, həndəsə və fizika elmlərindən dərin biliyə malik olmuş, dövrünün ən mükəmməl astronomiya alətləri ilə tədqiqatlar aparmış, ixtiralar etmişdir.



Marağa rəsədxanasının qalıqları

Nizami Gəncəvi qazandığı elmi və fəlsəfi bilgilərinin hesabatından ibarət olan xalqına ərməğan etdiyi “Xəmsə” əsərini o dövrdə dəbdə olan poeziya dilində yazmış, əsərə öz fəlsəfi baxışlarına uyğun zəhmətsevərlik, vətənpərvərlik,

insanpərvərlik, eşq, məhəbbət, ədalət, azad cəmiyyət və s. mövzulara aid təsvirlər əlavə etməklə onu həm də daha maraqlı, cazibədar və oxunaqlı etmişdir [2].

Marağa rəsədxanasının yaradıcısı Nəsirəddin Tusi ərəb və fars dilində riyaziyyat, astronomiya, geologiya, coğrafiya, həndəsə və fizika elmlərini əhatə edən 100-dən artıq elmi əsər yazmışdır [3]. Sonradan bu əsərlərin əksəriyyəti latın dilinə, latın dilindən müxtəlif Avropa xaiqlarının dillərinə tərcümə olunub yayılmış, istifadə olunmuş, bu gün də istifadə olunmaqdadır.

Bu əsərlərin içərisində “Zic Elxani”, “Evklidə əlavə şərh”, “Həndəsənin əsasları” və s. elm mənbələri içərisində xüsusi yer tutur.

Məlumdur ki, İntibah dövründə elmin inkişaf mərkəzi Şərqdən Avropaya keçdi. Bu zaman artıq Şərq alimlərinin əsərləri ilə tanış olan avropalılar 7-8 əsr əvvəl Şərqdə məlum olan bir çox qanunları öyrənib özlərinin kəşfi kimi təqdim etmişlər. Məsələn, Avropa alimlərinin XVIII-XX əsrlərdə kəşf etdikləri bir çox fizika, riyaziyyat, astronomiya, astrologiya, coğrafiya və s. elmlərə aid qanunlara Əbülhəsən Bəhmənyar, Nizami Gəncəvi, Nəsirəddin Tusi və s. kimi azərbaycanlı alimlərin əsərlərində rast gəlmək mümkündür.

XX əsrdə dünyada baş vermiş əsaslı dəyişikliklər müstəmləkə və zəif inkişaf etmiş ölkələrin də öz elmi müəssisələrini inkişaf etdirməyə, milli kadrlarını yetişdirməyə imkan yaratmış və dünyada yeni elmi inkişaf dövrü başlamışdır.

AZƏRBAYCANDA TƏCRÜBƏ FİZİKASININ İNKİŞAFI

Azərbaycanda yeni elmi inkişaf dövrünün başlanğıcı olaraq Demokratik Respublikanın hakimiyyətdə olduğu 1919-cu ili götürmək olar. Həmin il Azərbaycan Dövlət Universitetinin (ADU, indiki BDU), bir il sonra Azərbaycan Politenik İnstitutunun (Az.Pİ, indiki Azərbaycan Texniki Universiteti), nəhayət Azərbaycan Dövlət Pedaqoji İnstitutunun (ADPİ, indiki ADPU) yaranması və orada kafedraların təşkili ilə yeni elmi inkişaf dövrünün əsası qoyulmuş oldu.

Sovet hakimiyyətinin ilk illərində demək olar ki, Azərbaycanda bütün elmlər üzrə elmi-tədqiqat işlərinin təşkilinə Rusiyadan dəvət olunmuş alimlər rəhbərlik edirdilər. Lakin, fizika üzrə elmi-tədqiqat işlərinin təşkilində S.N.Usatıy, E.B.Lopuxin, A.B.Alfimov, İ.B.Kurçatov, V.P.Juze və V.İ.Tixomirov kimi Rusiyadan dəvət olunmuş alimlərlə yanaşı R. B.Məlikov, B.R.Mirzoyev, A.A.Abaszadə, Z.İ.Əlizadə və M.H.Ramanzadə kimi milli alimlər də iştirak etmişlər.



Professor. E.B. Lopuxinin

Azərbaycanda fizika elminin yeni inkişaf dövrünü şərti olaraq üç kiçik dövrə ayıra bilərik. Birinciyə 1919–1932-ci, ikinciye 1932–1950-cı və bundan sonrakı illəri isə üçüncü dövrə aid etmək olar. Birinci inkişaf dövrü yeni laboratoriyaların yaradılması və sadə qurğularda təcrübə tədqiqatlarının başlanması ilə səciyyəvi olmuşdur.

İlk elmi tədqiqat fizika təcrübəsinə prof. S.N.Usatıyın rəhbərliyi ilə ADU-da başlanmış, səthi sulfat turşusu məhlulunda isladılmış polad və dəmir çubuğun maqnit momentlərinin dəyişməsi məsələlərinə həsr edilmişdir. Bir qədər sonra Azərbaycan Politenik İnstitutunun fizika kafedrasının gənc assistentləri İ.V.Kurçatov və Z.Y.Lobanova bərk cisimlərdə elektroliz, A.Alfimov isə civə-kömür kontaktlarında baş verən elektrik hadisələrini araşdırırdı.

1926-cı ildə yaradılmış Azərbaycan Neft Tədqiqatları İnstitutunun (Az.NTİ) laboratoriyasında V.İ.Tixomirov tezbuxarlanan mayelə-

rin Bertelo bombasında yandırılmasını tədqiq edirdi. Çox keçmədi ki, bu institutun tərkibində ən son avadanlıqlarla təhciz olunmuş iki yeni laboratoriya prof. E.B.Lopuxinin və V.P.Juzenin rəhbərlik etdiyi fizika-rentgen və prof. B.N.Nakaşidzenin rəhbərlik etdiyi fiziki-kimya laboratoriyası fəaliyyətə başladı. Fizika-rentgen laboratoriyasında V.P.Jüze və V.İ.Tixomirov yüksək temperaturda neft və neft məhsullarının istilikeçirməsini, istilik tutumunu və dielektrik sabitini tədqiq edirdilər.

1930-cu ildə isə Bakıda “Neft təhlükəsizliyi” Elmi-Tədqiqat İnstitutu yaradıldı. İnstitutun yaxşı təhciz olunmuş fizika laboratoriyasında dosent A.Q.Alifimovun rəhbərliyi altında neft mədənlərində və zavodlarında insan həyatı üçün qorxulu və zərərli halları öyrənmək və aradan qaldırmaq məqsədi ilə tədqiqatlar aparılırdı. Bu dövrdə V.İ.Lenin adına ADPI-də gənc fizik A.A.Abaszadənin rəhbərliyi ilə elmi-tədqiqat fizika laboratoriyası yaradılırdı.

Sovet Hökumətinin Bakı neftinə artan marağı sayəsində Azərbaycanda təcrübə fizikasının inkişafına yaradılmış şərait getdikcə daha da yaxşılaşırdı. Belə ki, Az.NTI-nin xətti ilə ADU-nun və AzPI-nin fizika kafedralarının laboratoriyaları lazım olan, ölkə daxilində və xaricdə istehsal olunmuş cihaz və avadanlıqlarla təhciz olundu və əvəzində bu kafedralarla neft sənayesini maraqlandıran bir sıra elmi-tədqiqat işlərinin yerinə yetirilməsi barədə müqavilə bağlandı. Elmi tədqiqat işləri əsasən sənaye əhəmiyyətli mövzulara, neft və neft məhsullarının fiziki xassələrinin öyrənilməsi istiqamətinə yönəldilirdi. Lakin, bu dövrdə maye və bərk cisimlərin fiziki xassələrinə aid olan elmi əhəmiyyət daşıyan mövzular üzərində işləmək də qadağan edilmirdi[4].

Maraqlıdır ki, birinci inkişaf dövrü ərzində fizikanın elmi-nəzəri, sənaye və təsərrüfat əhəmiyyətli məsələlərinə həsr edilmiş tədqiqat işlərinin ən mühüm nəticələri 40-a qədər məqalə “ADU-nun Xəbərləri”, “ADPI-nin Xəbərləri”

“Az.neft təsərrüfatı”, “Neft təsərrüfatı”, və s. kimi Respublikanın elmi jurnallarının səhifələrində nəşr olunmuşdur. Lakin, bu məqalələrin

müəllifləri içərisində bir nəfər də olsa azərbaycanlı tədqiqatçı olmamışdır.

FİZİKA SEKTORUNDA TƏCRÜBƏ FİZİKASI TƏDQIQATLARI

1932-ci ilin avqustunda SSRİ EA Zaqafqaziya filialının Azərbaycan Şöbəsinin və onun tərkibində Fizika Sektorunun yaradılması ilə Azərbaycanda fizika elminin ikinci inkişaf dövrü başlamış oldu. Sektor Təcrübə Fizikası və Geofizika olmaqla iki kiçik bölümdən ibarət yaradılmış və onun direktoru vəzifəsinə professor E.B.Lopuxin, elmi katibi vəzifəsinə isə gənc azərbaycanlı tədqiqatçı A.A.Abaszadə təyin edilmişdi. Sektorun qarşısına ali məktəblərin və fizika elmi sahəsində çalışan laboratoriyaların elmi-tədqiqat işlərini əlaqələndirmək, yeni-yeni fizika laboratoriyaları yaratmaq və milli elmi kadrlar hazırlamaq kimi mühüm tarixi vəzifələr qoyulmuşdu.

Qarşıya qoyulmuş vəzifələri həyata keçirmək üçün dərhal Sektorun 5-illik iş planı hazırlanıb qəbul edildi. Plana əsasən B.İ.Mixaylovskinin rəhbərlik etdiyi Geofizika bölümü SSRİ EA-nın Bakı seysmik stansiyası ilə birlikdə Meteorologiya və Klimatologiya, Quru Hidrologiyası, Dəniz Hidrologiyası və Xəzər dənizinin öyrənilməsi istiqamətində bir sıra mühüm mövzular üzrə tədqiqatlar başladı.

Təcrübə Fizikası bölümü üçün nəzərdə tutulmuş işlər 5 mərhələdən ibarət planlaşdırılmışdı. Hər mərhələdə təxminən 7 istiqamət olmaqla 5 ildə 28 mövzu üzrə elmi tədqiqat işinin yerinə yetirilməsi nəzərdə tutulurdu. Birinci mərhələdə Təcrübə Fizikası bölümü üçün nəzərdə tutulmuş elmi tədqiqat işləri aşağıdakı kimi müəyyən edilmişdir [5]:

1. Neft və başqa faydalı qazıntı yataqlarının geofiziki üsulla kəşfiyatı üçün dağ-mədən suxurlarının fiziki sabitlərinin təyin edilməsi.
2. Neft və neft məhsullarının fiziki xassələrinin tədqiqi.
3. Cismin mexaniki deformasiyasının elektrik və maqnit xassələrinə təsirinin öyrənilməsi.
4. Xəzər dənizi suyunun fiziki xassələrinin öyrənilməsi.

Bu tədqiqat mövzuları Sektorda çalışan prof. E.B.Lopuxin, baş elmi işçilər A.A.Abaszadə H.İ.Əmirxanov, kiçik elmi işçilər L.Q.Alfimov L.A.Sergeyev və M.H.Ramazanzadə kimi əməkdaşlar arasında bölünmüşdür. Yeni işə qəbul edilmiş kiçik elmi işçi Z.İ.Əlizadəyə isə məsaməli cisimlərin nüfuzetmə əmsalının ölçülməsi kimi plandan əlavə mövzu üzərində işləmək tapşırığı verilmişdi.



Professor
M.H.Ramazanzadə



Akademik
H.İ.Əmirxanov

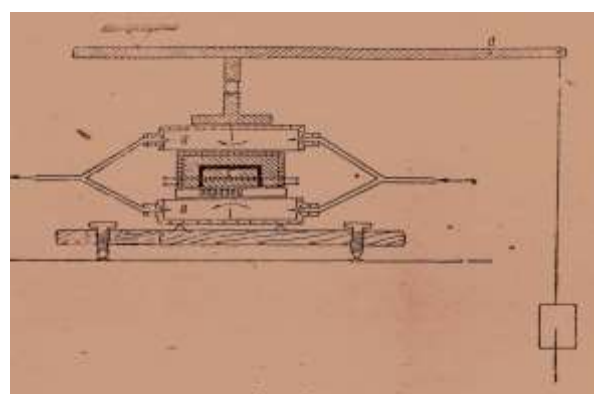
Planın birinci mərhələsinə uyğun olaraq H.İ.Əmirxanov dağ suxuru nümunələrinin istilikkeçirməsi, elektrikkeçirməsi və sıxlığı kimi parametrlərini, Abşeron neftinin, neft məhsullarının və neft qatından götürülmüş suxur nümunələrinin radioaktivliyini tədqiq etmişdir. A.Q.Alfimov spektral təhlil üsulu ilə dağ suxurunun tərkibində vanadiumun nisbi miqdarının təyin edilməsi kimi mövzu üzərində işləyirdi.

İkinci mərhələ daxilində prof. E.B.Lopuxinin rəhbərliyi altında neft və neft məhsullarının özlülüyü öyrənilmiş, Naftalan və Bakı neftinin tərkibində radioaktiv radium atomlarının varlığı Şmidt elektrometri vasitəsilə tədqiq edilmişdir. E.B.Lopuxin Naftalan neftinin müxtəlif quyulardan götürülmüş 5 nümunəsini Bakıda tədqiq etdikdən sonra Leninqrada aparmış, orada Kimya-texnologiya və Dövlət Radium İnstitutunun laboratoriyalarında yenidən tədqiq etmişdir. Məlum olmuşdur ki, Naftalan neftində radioaktivlik təbii səviyyə həddi daxilindədir [6]. Bakı neftinin tərkibində radioaktiv radium

elementinin nisbi miqdarının təyini istiqamətində tədqiqatlar əsasən A.A.Abaszadənin və N.P.Popovun iştirakı ilə yerinə yetirilmişdir. Tədqiqatlar müxtəlif mədənlərə məxsus quyulardan götürülmüş 20 neft və 5 neft məhsulu üzərində aparılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, Bakı neftində radioaktiv elementlərin miqdarı okean suyu tərtibində olub $3,5 \cdot 10^{-12}\%$ -dən böyük deyildir [7].

Üçüncü mərhələnin tələbinə uyğun olaraq prof. Y.B.Lopuxin metalların dartılması və sıxılması zamanı elektrik və maqnit xassələrinin dəyişməsinə tədqiq etmişdir. Bundan əlavə o, Az.NTİ-nin mexanika-istehsal şöbəsinin əməkdaşları ilə birlikdə başqa mövzular üzrərində də çalışırdı.

Planın axırıncı mərhələsinə uyğun olaraq gənc azərbaycanlı tədqiqatçılar A.A.Abaszadə və M.H.Ramazanzadə Xəzər dənizi suyunun fiziki parametrlərinin və onların temperaturdan asılılığının tədqiqi kimi böyük həcmli elmi tədqiqat təcrübələri həyata keçirimişlər. M.H.Ramazanzadə Xəzər dənizi suyunun sıxlığının temperaturdan asılılığını tədqiq edərək onun $4,95^{\circ}\text{C}$ -də maksimum qiymət aldığını müəyyən etmişdir [8]. A.A.Abaszadənin Xəzər dənizi suyunun fiziki xassələrinin tədqiqinə həsr edilmiş tədqiqat işləri çox geniş və əhatəli olduğu üçün onun haqqında aşağıda ayrıca başlıq altında yazılacaqdır.



İstilikkeçirmənin temperatur asılılığını tədqiq etmək üçün Əmirxanov qurğusu.

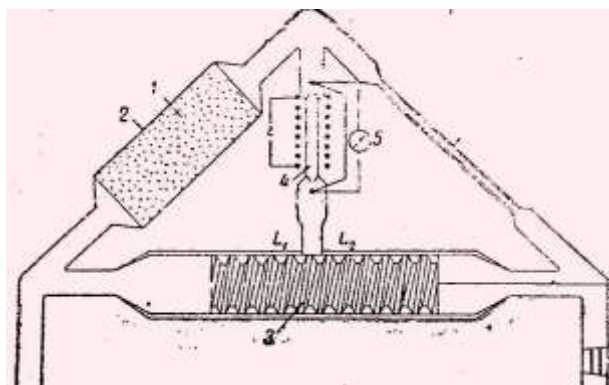
1935-ci ilin avqust ayında SSRİ EA Zaqafqaziya filialının Azərbaycan Şöbəsinin müstəqil filiala-SSRİ EA-nın Azərbaycan filialına

çevrilməsi respublikada bütün elmlərin, o eləcə də fizika elmini inkişafına çox böyük müsbət təsir göstərdi. Bu dövrdə Fizika Sektorunun əməkdaşları plandan əlavə olaraq yarımkeçiricilər fizikası, istilik və molekulyar fizika, nəzəri fizika və s. kimi dəqiq elm sahələrində də elmi və tətbiqi əhəmiyyəti olan tədqiqatlar aparmışlar. H.İ.Əmirxanov müxtəlif dərəcədə qızdırılmış lövhələr arasında yerləşdirilmiş yarımkeçiricilərin elektrikkeçiriciliyində assimetriya müşahidə etmişdir. Bununla o, temperatur qradienti olduqda yarımkeçiricinin elektrik cərəyanı düzləndiricisinə çevrilməsi effektini kəşf etmiş oldu. Müəyyən edildi ki, bu hadisə yarımkeçiricinin növündən, temperatur qradientindən, verilən gərginlikdən və nümunənin ümumi temperaturundan asılı olan yeni bir effektdir [9].

H.İ.Əmirxanov düzləndirici mis təbəqəsinin sərhəddində böyük müqavimətli bağlayıcı təbəqənin yaranması haqqında fikirlərə aydınlıq gətirmək üçün ixtira etdiyi istilik zond cihazının köməyi ilə tədqiqat aparmışdır. O, düzləndiricini qızdırıb soyutmaqla müqavimətinin dəyişməsinə tədqiq edərək müəyyən etmişdir ki, belə bağlayıcı təbəqə mövcud deyildir [10]. O, özünün ixtira etdiyi termoelektrik qızdırıcısının və təklif etdiyi yeni üsulun köməyi ilə Cu_2O , CuS və PbS yarımkeçiricilərinin istilikkeçirməsinin temperatur asılılığını öyrənmişdir.

Azərbaycanda fizikadan təcrübi tədqiqatların əsasını qoymuş azərbaycanlı alimlərdən biri də professor Z.İ.Əlizadə olmuşdur. O, hesab dövründə məsaməli cisimlərin nüfuzetmə və ya udulma əmsalını təyin etməyə imkan verən, Uitston körpüsünə oxşar hidravlik körpü ixtira etmiş və yeni tədqiqat üsulu yaratmışdır [11]. Burada nüfuzetmə əmsalı cihazın bir qolunu təşkil edən naməlum cisimlə digər qolunu təşkil edən etalon maddədən ibarət kapilyarın nüfuzetmə əmsalını müqayisə etməklə hesablanır.

Yeni yaradılmış qurğunun üstün cəhətləri kimi onun sadəliyini, dəqiqliyini və ölçməyə sərf olunan vaxtın qısa olmasını göstərmək olar. Adi qurğularda bir ölçməyə bir neçə saat vaxt tələb olunduğu haldə hidravlik körpü ilə bu iş ən çoxu 10 dəqiqəyə başa gəlir.



Z.Əlizadənin hidravlik körpüsü.

Bu işdən alınan nəticələr neft geologiyasında və sətəmizləyici qurğuların tikintisində geniş istifadə olunur. Metallurgiyada tökmə qəliblərinin havaya və suya qarşı nüfuzluluğu məhsulun keyfiyyətində həlledici əhəmiyyət daşıyır.

1938-ci ilin yanvarında sektorun yeni təyin olunmuş direktoru, əslən leninuradlı, prof. E.B.Lopuxinin və akademik A.F.İoffenin yaxın dostu professor Y.Q.Dorfman fəaliyyətə başlayır. Yeni rəhbərliyin gəlməsi ilə Sektora Akademianın əsas binasının 3-cü mərtəbəsində sahə ayrılır. Bu zaman Sektorun cihaz və zəruri avadanlıqlarla təmin olunması sahəsində müəyyən məsələlər də öz həllini tapmışdır. İlin sonuna yaxın Sektor maye hidrogen almaq üçün xaricdə istehsal olunmuş qurğu əldə etdi və M.F.Nağıyevin rəhbərliyi ilə o qısa müddətdə işə salındı. Bu işlər Sektorun elmi-tədqiqat imkanlarını daha da genişləndirdi. Sektorda aşağı temperatur laboratoriyası yaradıldı və rəhbərliyi A.A.Abaszadəyə həvalə edildi. Lakin, Sektorda bu laboratoriya üçün yer və avadanlıq çatışmadığından A.A.Abaszadə rəhbərliklə razılaşaraq bu işləri ADPI-də yerinə yetirməli oldu.

A.A.ABASZADƏNİN İLK ELMİ-FİZİKİ TƏCRÜBƏLƏRİ

Görkəmli alim prof. A.A.Abaszadənin elmi yaradıcılığının təhlilinə mükəmməl bir əsər [12] həsr edilmiş olsa da bu fizika elmi sahəsində ilk nəzəri və təcrübi tədqiqatları aparmış azərbaycanlı alim üçün çox azdır. Onun zəngin elmi və pedaqoji yaradıcılığı mərhələ-

mərhələ öyrənilməli və təhlil edilməli gənc tədqiqatçıların, müəllimlərin və tələbələrin istifadəsinə verilməlidir.



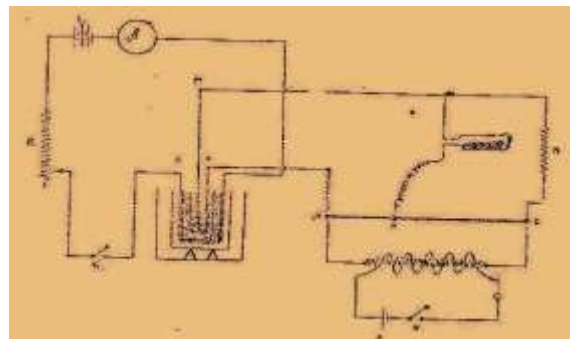
Professor A.A. Abaszadə.

A.A. Abaszadə 1932-ci ildən Fizika Sektorunda kiçik elmi işçi kimi işə başlamış, prof. Y.B. Lopuxinin rəhbərliyi altında fizika elminin sirlərinə yiyələnmişdir. Onun ilk təcrübə tədqiqatı da müəllimi Y.B. Lopuxinin rəhbərliyi altında baş tutmuş, Bakı neftinin tərkibində radioaktiv radium atomlarının aşkarlanmasına həsr edilmişdir [6]. Tədqiqat nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, Bakı neftinin radioaktivliyi dəniz suyunun radioaktivliyindən 4 dəfədən çox deyildir. Bu azərbaycanlı alimin iştirak etdiyi ilk elmi-tədqiqat təcrübəsindən alınmış ilk mühüm nəticədir.

Fizika Bölməsində 5-illik plan əsasında yerinə yetirilmiş elmi işlərin içərisində A.A. Abaszadənin təcrübə tədqiqatları xüsusi yer tutur. Onun Xəzər dənizi suyunun fiziki parametrlərinin temperaturdan və suyun duzluluq dərəcəsindən asılılığının öyrənilməsinə yönəlmiş tədqiqatları azərbaycanlı alim tərəfindən müstəqil şəkildə yerinə yetirilmiş ilk elmi-fiziki təcrübə işləridir.

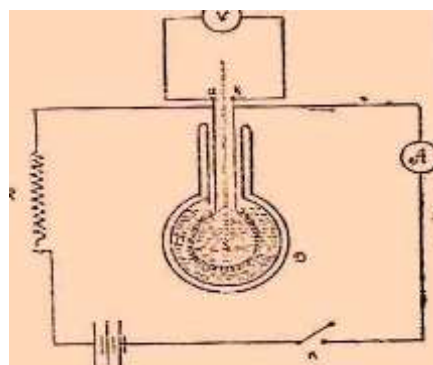
A.A. Abaszadə Xəzər dənizi suyunun öyrənilməsinə onun elektrikkeçirməsinin duzluluq dərəcəsindən asılılığını tədqiq etməklə başlamışdır. Bu məqsədlə o, iki dəfə, 1933 və 1934-cü illərdə, Xəzər dənizi üzrə ekspedisiyada iştirak etmiş, müxtəlif coğrafi məkanlarda, dənizin səthindən və müxtəlif dərinliklərindən topladığı 17 nümunə üzərində tədqiqat

qat aparmışdır. Tədqiqat zamanı təkmilləşdirilmiş Kolrauş körpüsü üsulundan istifadə edilmişdir [13].



Elektrikkeçirmənin təyini üçün Kolrauş körpüsü əsasında yaradılmış A.A. Abaszadə qurğusu.

Nümunələrdə duzun miqdarı ölçülmüş onun 12,4 faizdən 13,26 faizə qədər dəyişdiyi müəyyən olmuşdur. Elektrikkeçirmə ölçmələri 0°C -dən 30°C -ə qədər olan temperatur aralığında hər 5°C -dən bir olmaqla 7 temperaturda 17 nümunə üzərində aparılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, 0°C -də duzluluğun minimum qiymətində elektrikkeçirmə $127 \cdot 10^4$ -ə maksimumda $142 \cdot 10^4$, 30°C -də isə bu göstəricilər uyğun olaraq $262 \cdot 10^4$ -ə və $288 \cdot 10^4$ olmuşdur. Elektrikkeçirmənin temperatur asılılığında xəttilik, duzluluq dərəcəsindən asılılığında isə xəttildən kənara çıxmalar müşahidə edilmişdir. Bu kənaraçıxmalar suyun tərkibində Cl və SO_4 ionlarının olması ilə izah edilmişdir.



Prof. A.A. Abaszadənin elektrik kalorimetri

Texnikada istifadə etmək məqsədi ilə müəllif duzun miqdarının 12 ilə 14% arasında hər

0,1% dəyişdiyi hallar üçün, 0-30°C temperatur aralığında hər 5°C-dən bir olmaqla elektrik-keçirməni sadə interpolasiya üsulu ilə hesablanmış və cədvəl şəklində vermişdir.

Xəzər dənizi suyunun tərkibində NaCl, MgCO₄, CaSO₄ və MgCl₂ duzlarının və Cl, Mg və SO₄ ionlarının nisbi miqdarının okean sularının müvafiq göstəricilərindən kəskin dərəcədə fərqli olması A.A.Abaszadənin diqqətini onun ən vacib istilik parametri olan istilik tutumunun tədqiqinə yönəltmişdir. O, Xəzər dənizi suyunun xüsusi istilik tutumunu tədqiq etmək üçün dənizin müxtəlif nöqtələrindən, müxtəlif tarixlərdə götürülmüş duzluluğu 12,66%-dən 31,16%-ə qədər dəyişən 9 nümunəni elektrik kalorimetri ilə tədqiq etmişdir [14]. Təcrübədə istilik tutumunu təyin etmək üçün bir çox düzəlişlərdən xilas olmağı təmin edən müqayisə üsulu seçilmişdir. Belə ki, tədqiq olunan dəniz suyunun istilik tutumunun onunla eyni miqdarda götürülmüş və eyni şəraitdə ölçülmüş təmiz suyun istilik tutumu ilə müqayisədən alınır ki,

$$C_1 = C\Delta t / \Delta t_1,$$

burada C_1 - nümunənin, C -destillə edilmiş suyun xüsusi istilik tutumu, Δt_1 və Δt onların qızma dərəcəsidir.

Təcrübə zamanı kalorimetin əsas hissəsi olan Düar qabına əvvəlcə destillə edilmiş su sonra isə eyni miqdarda tədqiq edilən dəniz suyu nümunəsi tökülür. Destillə edilmiş suyun və nümunənin miqdarı yüksək dəqiqliyə malik tərəzi basitəsi ilə təyin edilir. Düarın daxilində yerləşdirilmiş elektrik qızdırıcısı sabit cərəyan mənbəinə qoşulur və müəyyən müddətdən sonra kalorimetrin temperaturu ölçülür. Ölçülən maye həcmində temperaturun bərabər paylanması üçün kalorimetri qarışdırmaq lazım gəlir. Bundan ötrü kalorimetri başqa bir metal çəndə ekssentrik ox ətrafında fırlana bilən masa üzərinə qoyulub hərəkət etdirilir. Xəzər dənizi suyunun nəzərdə tutulmuş 9 nümunəsi üzərində aparılmış ölçmələrdən məlum olmuşdur ki, eyni bir temperaturda istilik tutumu duzluluq dərəcəsi artdıqca azalır. Bu nəticə istilik tutumu nəzəriyyəsinə uyğundur. Tədqiqatçı alim Xəzər dənizi suyunun istilik tutumunun onun duzluluq dərəcəsindən asılılığını ifadə edən empirik düstur vermişdir:

$$C_1 = C - \alpha S - \beta S^2,$$

burada C_1 - dəniz suyunun, C - eyni temperaturda götürülmüş destillə edilmiş suyun xüsusi istilik tutumu, S - duzluluq, α və β isə müxtəlif nümunələr üçün təcrübə nəticələri əsasında tərtib olunmuş tənliklər sisteminin həllindən tapılan sabitlərdir.

A.A.Abaszadənin Xəzər dənizi suyunun buxarlanma istiliyinin tədqiqinə həsr olunmuş təcrübələri 5-illik müddətində yerinə yetirilmiş ən səmərəli tədqiqat işidir [15]. Yer səthində temperaturun paylanması dənizin buxarlanması ilə kəskin şəkildə əlaqəli olduğundan, işdə əsas məqsəd Xəzər dənizi suyunun orta temperaturunda buxarlanma istiliyinin duzluluq dərəcəsindən asılılığını müəyyən etmək olmuşdur. Təcrübə üçün Xəzərin müxtəlif nöqtələrindən götürülmüş duzluluğu 3,51-dən 31,16%-ə qədər olan 17 nümunə seçilmişdir. Duzluluğun buxarlanma istiliyinə təsiri çox kiçik olduğundan tədqiqat duzluluğu bir-birindən 3% fərqlənən 6 nümunə üzərində aparılmışdır. Nümunələrin duzluluğu Bakı Xəzər dənizinin hidroloji xidmət idarəsinin laboratoriyasında təyin edilmişdir.

Tədqiqat üçün kalorimetr üsulu seçilmiş, buxarlanma istiliyi nümunənin soyuma istiliyi kimi təyin edilmişdir. Təcrübənin gedişi belə olmuşdur: əvvəlcə qurğunun 10 l həcmində adi su doldurulmuş böyük kalorimetrində (7) yerləşdirilmiş Düar qabına təxminən 0,750 l həcmində destillə edilmiş su tökülüb, birlikdə elektrik qızdırıcısının köməyi ilə müəyyən temperatura qədər qızdırılır. Yüksək sürətli hava axını hər birində 300-350 q quruducu CaCl maddəsi olan 5 ədəd şüşə balondan (11) keçərək nəmdən azad olur və 10 l-ə qədər su tökülmüş çənin içərisində olan ziqzaq şəkilli boruydan (8) keçməklə sabit temperaturu quru hava axını yaradılır. Quru hava axını Düar qabından keçərək həm onu buxarlandıraraq bir qədər soyudur, həm də qarışdıraraq temperaturun bütün həcmdə bərabər paylanmasını təmin edir. Buxarlanmış su hava axını ilə birlikdə içərisində quruducu maddə olan U şəkilli şüşə borulardan (14) keçərək quruyur və atmosfərə buraxılır. Qurğuya daxil edilmiş üç ədəd

termometrin (6,9,16) köməyi ilə lazım olan nöqtələrdə hava axınının və tədqiq olunan nümunənin temperaturu ölçülür. Bundan sonra Düardakı təmiz su nümunə mayesi ilə əvəzlənir və eyni şəraitdə təcrübə təkrar olunur.

Buradan görünür ki, buxarlanmaya sərf olunan istilik tədqiq olunan nümunənin soyumasına əsaslanaraq təyin edilir.

$$Q = CP (T_1 - T_2),$$

düsturda T_1 və T_2 - nümunənin buxarlanmaya qədərki və sonrakı temperaturu, C - nümunənin baxılan duzluluq halına uyğun xüsusi istilik tutumudur. P isə nümunənin çəkisi olub quruducu CaCl maddəsi doldurulmuş U şəkilli şüşə boruların təcrübədən əvvəlki və sonrakı çəkirlərinin fərqi ilə təyin olunur. Dəqiq nəticə almaq üçün hər nümunə 5-6 dəfə tədqiq olunmuş və orta nəticə götürülmüşdür.

Müəyyən edilmişdir ki, Xəzər dənizi suyunun sabit temperaturdakı buxarlanma istiliyinin duzluluq dərəcəsindən asılılığı

$\lambda = \lambda_0 + \alpha S$. Burada λ - baxılan S - duzluluq dərəcəsində nümunənin xüsusi buxarlanma istiliyi, λ_0 - təmiz suyun xüsusi buxarlanma istiliyidir. Bu düsturla hesablanmış buxarlanma istiliyi təcrübədən alınmış qiymətlərdən 0,2%-ə qədər fərqli, yəni təcrübə xətasından da kiçik olmuşdur. Tətbiq məqsədləri üçün Xəzər dənizi suyunun 25°C temperaturada, duzluluğu 12%-dən 31%-ə qədər dəyişən nümunələri üçün buxarlanma istiliyi hesablanmış cədvəl şəklində verilmişdir.

Xəzər dənizi suyunun istilik parametrləri dənizin istilik rejiminin hesablanması, Xəzər ryanı ölkələrin iqlim şəraitinin öyrənilməsi kimi çox mühüm məsələlərin həllində geniş istifadə edilmişdir. A.A.Abaszadə Xəzər dənizi suyunun istilik parametrlərinin tədqiqinə aid elmi-tədqiqat işlərinin nəticələrinə həsr edilmiş dissertasiya işini 1941-ci ildə Tbilisi Dövlət Universitetin Elmi Şurasında müvəffəqiyyətlə müdafiə edib fizika-riyaziyyat elmləri namizədi alimlik dərəcəsinə layiq görülmüşdür.

1. Bəhmənyar əl-Azərbaycaninin «Ət-Təhsil» («İdrak») traktatında Fizik kitabı, Bakı, XI (2012) 28.
2. H.M.Abdullaev, L.M.Vəliyev. Nizami Gəncəvinin elm dünyası, Bakı, (1991) 77.
3. H.Q.Məmmədbəyli. Mühəmməd Nəsirəddin Tusi, Bakı, (1980) 175.
4. X.I.Амирханов, А.А.Абасзаде, и др. Развитие физики в Азербайджане за годы Советской Власти, Известия АН Аз. ССР, № 10 (1947) 31-40.
5. Fizika sektorunun 1932-1937 ci illər üçün iş planı, Azərbaycanada elmi irsin toplanması və sistemləşdirilməsi mərkəzi, Fond 5, siyahı kitabı 2, arxiv 567, korzin 63.
6. Е.Б.Лопухин. К вопросу о радиоактивности нефтей Нафталана, Труды АЗОФАН, 7 (1934) 3-7.
7. Е.Б.Лопухин, И.П.Попов и А.А.Абасзаде. Исследование нефтей Бакинского района на содержание радия, Труды АЗОФАН, 7 (1934) 8-16.
8. М.Г.Рамазанзаде. Определение температуры наибольшей плотности воды Каспийского моря, Труды АЗИИ, 1/19 (1939) 24-31.
9. X.I.Амирханов. Ассимметрия электропроводности электронных полупроводников между различно нагретыми электродами, Труды Сектора Физики, Вып.1 (1940) 49-54.
10. X.I.Амирханов. Исследование «Запирающего слоя» тепловым зондом, Труды Сектора Физики, Вып.2 (1943) 3-8.
11. З.И.Ализаде. Новый метод определения коэффициента фильтрационной проницаемости пористых тел. Труды Сектора Физики, Вып.1 (1940) 17-25.
12. Z.Qaralov, A.Abaszadə, C.Qəhrəmanov. Prof. Abasqulu Abaszadə, Bakı, (2005) 127.
13. А.А.Абасзаде. К вопросу об электропроводности воды Каспийского моря, Труды Аз. ФАН физ.-хим. серия, 3/38 (1938) 117-132.
14. А.А.Абасзаде. Исследование теплотемкости воды Каспийского моря, Труды Аз. ФАН, физ.-хим. серия, 3/38 (1938) 95-117.
15. А.А.Абасзаде. Исследование теплоты испарения вод Каспийского моря, Труды Аз. ФАН, физ.-хим. серия, 1/58 (1939) 21-13.

THE FIRST EXPERIMENTAL RESEARCHES ON PHYSICS IN AZERBAIJAN

ABBASOV ABBAS CİLOVDARLI

Experimental studies of physics in Azerbaijan have been carried out till 20 years of XX century by scientists have been invited from Russia. First azerbaijani scientist who had carried out pilot studies firstly had been professor A.A.Abaszade. He had researched oil in Baku areas on the content of radium in his first experiments.

ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ В АЗЕРБАЙДЖАНЕ

АББАСОВ АББАС ДЖИЛОВДАРЛЫ

Экспериментальные исследование по физики в Азербайджане проводились с 20-х годов XX века учеными, приглашенными из России. Первым азербайджанцем, проводившим физическое экспериментальные исследования, был профессор А.А.Абасзаде. В своих первых экспериментах он исследовал нефти Бакинского района на содержание радия.

Редактор: акад. Дж.Ш.Абдинов

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, 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, заголовки 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, 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

MÜNDƏRİCAT

Akademik Cavad Şahvələd oğlu Abdinov – 75.....	3
AMEA-nın müxbir üzvü Rauf Rüstəm oğlu Hüseynov – 75.....	4
AMEA-nın müxbir üzvü Övsət Bəhram oğlu Abdinov -70.....	5
İkinci müxtəlif ferromagnetik layların növbələşməsindən alınan nanoməftildə yayılan spin-dalğaları üçün dispersiya tənliyi	
V.Ə.Tanrıverdiyev.....	6
Anizotrop keçirici mühitlərdə artan termomaqnit dalğaları	
R.Həsənov, A.V.İslamzadə.....	11
Şüşəvari xalkogenid yarımkeçiricilərdə işığın kombinasiyalı səpilmə spektrinə kimyəvi tərkibin təsiri	
G.A.İsayeva, R.İ.Ələkbərov, S.İ.Mehdiyeva, A.İ.İsayev.....	16
Zəif ilişmə halında barium titanat kiçik hissəciklərinin 5CB maye kristalının elektrooptik xarakteristikalarına təsiri	
T.C.İbrahimov, A.R.İmamaliyev, G.M.Bayramov.....	23
Protonlarla şüalanmış GaS kristalında struktur çevrilməsi	
R.S.Mədətov, F.İ.Əhmədov, M.M.Cahangirov, R.M.Məmişova, A.A.Qəribli.....	30
As _{33,3} Se _{33,3} S _{33,4} VƏ As _{33,3} Se _{33,3} Te _{33,4} xalkogenid şüşəvari yarımkeçirici nazik təbəqələrin səthinin morfolojiyası və onlara samariumla legirlənmənin təsiri	
R.İ.Ələkbərov, G.A.İsayeva, S.İ.Mehdiyeva, A.İ.İsayev, H.K.Əkbərov.....	35
Polivinilidenftorid-tetraftoretillen və nano silisium kompozitlərinin dielektrik xassələri	
A.M.Məhərrəmov, İ.M.Nuruyev, R.N.Mehdiyeva.....	43
Ərintini ikinci komponentlə qidalandırma üsulu ilə alınan Ge-Si kristallarında bor aşqarının paylanması modeləşdirilməsi	
Z.Ə.Ağamaliyev, V.V.Mir-Bağirov, H.X.Əjdərov.....	48
Cd _{1-x} Mn _x Te epitaksial təbəqələrin səthinin morfolojiyası	
H.R.Nuriyev, M.Ə.Mehrabova, A.M.Nəzərov, R.M.Sadiqov.....	53
Sn _{1-x} Mn _x Te monokristallarının elektrik xassələri	
G.Z.Bağiyeva, N.B.Mustafayev, D.Ş.Abdinov.....	57
Etanolun geniş temperatur intervalında doymuş buxar təzyiqi	
M.Talıbov, C.Səfərov, A.Şahverdiyev, E.Hassel.....	61
Elektrokimyəvi çöktürmə üsulu ilə alınan nazik CdS təbəqələrinin xüsusiyyətləri	
Ş.O.Eminov, E.K.Hüseynov, X.D.Cəlilova, N.C.İsmayılov, Ə.Ə.Rajabli, G.H.Məmmədova, C.A.Quliyev.....	72
TlIn _{1-x} Er _x S ₂ (x = 0÷0,01) bərk məhlulların rentgenoqrafik analizi və optik udulma sərhədi	
N.Z.Həsənov, E.M.Kərimova, F.M.Seyidov, Yu.G.Əsədov, K.M.Hüseynova.....	77
Zəif maqnit sahələrində TlIn _{1-x} Yb _x Te ₂ bərk məhlullarının kinetik əmsallarının ölçülməsindən istifadə edərək elektron və deşiklərin effektiv kütlələrinin təyini	
F.F.Əliyev, V.İ.Eminova, Ü.M.Ağayeva, M.M.Zərbəliyev, T.F.Yusifova.....	82
γ-şüalandırılmış TiO ₂ dioksid və BeO oksidlə polipropilen kompozisiyalarının radiotermoluminesensiyası	
A.M.Məhərrəmov, N.Ş.Əliyev, M.N.Bayramov, I.K.Əliyeva, Y.Q.Hacıyeva.....	89
GaSb-CrSb evtektik kompozitin termik analizi	
D.H.Araslı, R.N.Rəhimov, M.V.Kazımov, İ.X.Məmmədov, A.Ə.Xəlilova, M.N.Mirzəyev, C.Ə.Nağıyev.....	94
Sn _{1-x} Mn _x Te kristallarının Bi-Sn evtektikası ilə kontaktının elektrik xassələri	
T.C.Əliyeva, N.M.Axundova, G.C.Abdinova, S.Z.Cəfərova.....	100

Butanol-1-in istilik tutumunun araşdırılması	
B.Əhmədov, C.Səfərov.....	104
AgSbSe ₂ –də Holl effekti	
S.S.Rəhimov, A.A.Səddinova, R.İ.Səlim-Zadə, A.E.Babayeva.....	111
MnIn ₂ S ₄ monokristalında aşqar fotokeçiricilik	
N.N.Niftiyev, O.B.Tağıyev.....	114
Maye halından yüksək təzyiq altında alınmış heksaqonal selen monokristalının optik spektrləri	
N.Z.Cəlilov.....	118
Azərbaycanın termal sularının istilik tutumunun tədqiqi	
A.İ.Əhmədov, C.T.Səfərov, M.M.Bəşirov.....	125
HD14134 VƏ HD14143 ifratməhəng ulduzlarının spektral tədqiqi	
Y.M.Məhərrəmov.....	131
Azərbaycanda ilk fiziki təcrübə tədqiqatları	
Abbasov Abbas Cəlovdarlı.....	140

CONTENTS

Academician Javad Shahvalad oğlu Abdinov -75.....	3
Corresponding member Rauf Rustam oğlu Hüseynov – 70.....	4
Corresponding member Ovsat Bahram oğlu Abdinov -70.....	5
Dispersion equation of spin-waves in nanowires formed from alternating two different ferromagnetic layers V.A.Tanrıverdiyev	6
Thermomagnetic waves in anisotropic conducting medium E.R.Hasanov, A.V.Islamzadə	11
Influence of chemical composition on the raman scattering of light in chalcogenide glass-like semiconductors G.A.Isayeva, R.I.Alekberov, S.I.Mekhtiyeva, A.I.Isayev	16
Influence of small particles of barium titanate on electro-optic characteristics of liquid crystal 5CB at weak anchoring T.D.Ibragimov, A.R.Imamaliyev, G.M.Bayramov	23
Structure transformations of GaS crystal irradiated by protons R.S.Madatov, F.I.Ahmadov, M.M.Jahangirov, R.M.Mamishova, A.A.Garibli.....	30
Surface morphology of chalcogenide glassy semiconductors $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$, $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ and influence on them samarium doping R.I.Alekberov, G.A. Isayeva, S.I. Mekhtiyeva, A.I Isayev, G.K.Akbarov	35
Dielectric properties of composites based on polyvinylfluoride-tetrafluoroethylene and silica nanoparticles A.M.Magerramov, I.M.Nuruyev, R.N.Mehdiyeva	43
Modeling of b impurity distribution in Ge-Si crystals grown by the feeding of the melt with the second component method Z.A.Aghamaliyev, V.V.Mir-Bagirov, G.Kh.Azhdarov	48
Surface morphology of epitaxial films $Cd_{1-x}Mn_xTe$ I.R.Nuriyev, M.A.Mehrabova, A.M.Nazarov, R.M.Sadigov	53
Electrical properties of single crystals $Sn_{1-x}Mn_xTe$ G.Z.Bagiyeva, N.B.Mustafayev, D.Sh.Abdinov	57
Vapor pressures of ethanol in a wide range of temperature M.Talibov, J.Safarov, A.Shahverdiyev, E.Hassel	61
The features of electrochemically deposited CdS thin films Sh.O.Eminov, E.K.Huseynov, KH.D.Jalilova, N.J.Ismailov, A.A.Rajabli, G.H.Mamedova, J.A.Guliyev	72
X-ray analysis and optical absorption edge of $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x = 0 \div 0,01$) solid solutions N.Z.Gasanov, E.M.Kerimova, F.M.Seyidov, Yu.G.Asadov, K.M.Guseynova	77
Temperature dependence of kinetic coefficients in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ solid solutions ($0 \leq x \leq 0,10$) F.F.Aliev, V.I.Eminova, U.M.Agaeva, M.M.Zarbaliev, T.F.Yusifova	82
Radiothermoluminescence of γ -irradiated compositions of polypropylene with titanium dioxide and beryllium oxide A.M.Maharramov, N.S.Aliyev, M.N.Bayramov, I.K.Aliyeva, E.G.Hajiyeva	89
Thermal analysis of GaSb-CrSb eutectic composite D.H.Arasly, R.N.Rahimov, M.V.Kazimov, I.X.Mammadov, A.A.Khalilova, M.N.Mirzoyev, J.A.Nagiyev	94
The electrical properties in the contact $Sn_{1-x}Mn_xTe$ with Bi-Sn eutectik T.C.Əliyeva, N.M.Akhundova, G.C.Abdinova, S.Z.Cəfərova	100

Investigation of isobaric heat capacity of butanol-1	
B.Ahmadov, J.Safarov	104
The Hall effect of AgSbSe ₂	
S.S.Ragimov, A.A.Saddinova, R.I.Selim-Zadeh, A.E.Babayeva	111
Impurity photoconductivity in MnIn ₂ S ₄ single crystal	
N.N.Niftiyev, O.B.Tagiyev	114
Optical spectra of single crystal hexagonal selenium grown from the melt under high pressure	
N.Z.Jalilov	118
Investigation of the heat capacity of thermal waters of Azerbaijan	
A.I.Ahmedov, J.T.Safarov, M.M.Bashirov	125
Spectral investigation of the supergiant HD14134 AND HD14143 stars	
Y.M.Maharramov	131
The first experimental researches on physics in Azerbaijan	
Abbasov Abbas Cilovdarli	140

СОДЕРЖАНИЕ

Академик Джавад Шахвалад оглы Абдинов -75.....	3
Член корреспондент Рауф Рустам оглы Гусейнов - 75.....	4
Член корреспондент Овсат Бахрам оглы Абдинов - 70.....	5
Дисперсионное уравнение спиновых волн, распространяющихся в нанопроволоках, сформированных из двух чередующихся различных ферромагнитных слоев В.А.Танрывердиев.....	6
Нарастающие термомагнитные волны в анизотропных проводящих средах Э.Р.Гасанов, А.В.Исламзаде.....	11
Влияние химического состава на спектр комбинационного рассеяния света в халькогенидных стеклообразных полупроводниках Г.А.Исаева, Р.И.Алекберов, С.И.Мехтиева, А.И.Исаев.....	16
Влияние малых частиц титаната бария на электрооптические характеристики жидкого кристалла 5СВ при слабом сцеплении Т.Д.Ибрагимов, А.Р.Имамалиев, Г.М.Байрамов.....	23
Структурные превращения в кристаллах GaS, облученных протонами Р.С.Мадатов, Ф.И.Ахмедов, М.М.Джахангиров, Р.М.Мамишова, А.А.Гарибли.....	30
Морфология поверхности халькогенидных стеклообразных полупроводников $As_{33,3}Se_{33,3}S_{33,4}$, $As_{33,3}Se_{33,3}Te_{33,4}$ и влияние на них легирования самарием Р.И.Алекберов, Г.А.Исаева, С.И.Мехтиева, А.И.Исаев, Г.К.Акперов.....	35
Диэлектрические свойства композитов поливинилиденфторида с нанокремнием А.М.Магеррамов, И.М.Нуруев, Р.Н.Мехтиева.....	43
Моделирование распределения примеси бора в кристаллах Ge-Si, выращенных методом подпитки расплава вторым компонентом З.А.Агамалиев, В.В.Мир-Багиров, Г.Х.Аждаров.....	48
Морфология поверхности эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ И.Р.Нуриев, М.А.Мехрабова, А.М.Назаров, Р.М.Садыгов.....	53
Электрические свойства монокристаллов $Sn_{1-x}Mn_xTe$ Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафаев, Д.Ш.Абдинов.....	57
Давление насыщенных паров этанола в широком интервале температур М.Талыбов, Дж.Сафаров, А.Шахвердиев, Э.Хассел.....	61
Свойства тонких пленок CdS, осажденных электрохимическим способом Ш.О.Эминов, Э.К.Гусейнов, Х.Д.Джалилова, Н.Д.Исмаилов, А.А.Раджабли, Г.Х.Мамедова, Д.А.Гулиев.....	72
Рентгенографический анализ и край оптического поглощения твердых растворов $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0\div 0,01$) Н.З.Гасанов, Э.М.Керимова, Ф.М.Сеидов, Ю.Г.Асадов, К.М.Гусейнова, С.Г.Джафарова.....	77
О температурной зависимости кинетических коэффициентов в твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ при $0\leq x\leq 0,10$ Ф.Ф.Алиев, В.И.Эминова, У.М.Агаева, М.М.Зарбалиев, Т.Ф.Юсифова.....	82
Радиотермолюминесценция γ -облученных композиций полипропилена с диоксидом титана и оксидом бериллия А.М.Магеррамов, Н.Ш.Алиев, М.Н.Байрамов, И.К.Алиева, Е.Г.Гаджиева.....	89
Термический анализ эвтектического композита GaSb-CrSb Д.Г.Араслы, Р.Н.Рагимов, М.В.Кязымов, И.Х.Мамедов, А.А.Халилова, М.Н.Мирзоев, Дж.А.Нагиев.....	94

Электрические свойства контакта кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с эвтектикой Bi-Sn Т.Д.Алиева, Н.М.Ахундова, Г.Д.Абдинова, С.З.Джафарова.....	100
Исследование теплоемкости н-бутилового спирта Б.Ахмедов, Дж.Сафаров.....	104
Эффект Холла в AgSbSe_2 С.С.Рагимов, А.А.Саддинова, Р.И.Селим-Заде, А.Э.Бабаева.....	111
Примесная фотопроводимость монокристаллов MnIn_2S_4 Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев.....	114
Оптические спектры монокристаллов гексагонального селена, выращенных из расплава под высоким давлением Н.З.Джалилов.....	118
Исследование теплоемкости термальных вод Азербайджана А.И.Ахмедов, Д.Т.Сафаров, М.М.Баширов.....	125
Спектральные исследование звезд сверхгиганов HD14134 и HD14143 Я.М.Магеррамов.....	131
Первые экспериментальные исследования по физике в Азербайджане Аббасов Аббас Джиловдарлы.....	140